

**UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES**

**MÉTHODES DE SIMULATION DE LA RÉPONSE D'UN SCINTILLATEUR EN  
PLASTIQUE POUR LA MESURE DES RADIATIONS COSMIQUES À BORD D'UN  
AVION**

**THÈSE PRÉSENTÉE  
COMME EXIGENCE PARTIELLE DU  
DOCTORAT EN GÉNIE ÉLECTRIQUE**

**PAR  
SADIA ASSAD**

**AOÛT 2021**

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire, de cette thèse ou de cet essai a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire, de sa thèse ou de son essai.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire, cette thèse ou cet essai. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire, de cette thèse et de son essai requiert son autorisation.

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES

DOCTORAT EN GÉNIE ÉLECTRIQUE (Ph. D.)

**Direction de recherche :**

---

Prof. Adam Skorek Directeur de recherche

---

Dr. Fidèle Moupfouma Codirecteur de recherche

**Jury d'évaluation**

---

Prof. Adam Skorek Directeur de recherche

---

Dr. Fidèle Moupfouma Codirecteur de recherche

---

Prof. Alben Cardenas Président

---

Prof. Ahmed Lakhssassi Évaluateur externe

---

Dr. Zdzislaw Klim Évaluateur externe

## Résumé

Actuellement, les avions ont tendance à voler à des altitudes élevées de 15 km ou plus et à parcourir de longues distances, passant également les régions polaires pendant de longues périodes, cet aspect conduit à une augmentation considérable des flux de particules aux altitudes où les avions volent. De plus, de nos jours, des réductions de taille des équipements électroniques et des micro-structurations de modules électroniques sont observées, afin d'améliorer la fiabilité des avions et en particulier de réduire le poids des aéronefs. Cela conduit également à réduire la consommation de kérosène et donc à réduire les impacts de la pollution causée par le transport aérien sur l'environnement ambiant, qui est un problème mondial et peut entraîner des conséquences néfastes maintenant et dans un proche avenir sur la Terre et ses occupants. Par ailleurs, ces réductions de taille des modules électroniques conduisent à afficher des vulnérabilités vis-à-vis des particules cosmiques. Par conséquent, l'administration fédérale de l'aviation aux États-Unis (FAA) et ses homologues recommandent des mesures des particules cosmiques à bord de l'avion, afin de définir des normes et des lignes directrices pour atténuer et fournir des solutions pour durcir les équipements contre les particules cosmiques. En outre, la Commission internationale de radioprotection (ICRP), dans sa publication n°60 de 1991, a déclaré que les membres d'équipage à bord des avions sont des travailleurs professionnellement exposés, à cette fin, l'ICRP recommande d'effectuer des contrôles et un suivi régulier des doses absorbées par les membres d'équipage. Dans cette optique, la multinationale canadienne Bombardier et ses partenaires ont lancé une campagne de mesure des particules cosmiques à l'aide d'un scintillateur en plastique installé à bord de l'avion d'essai.

Dans le cadre de cette recherche, des outils ont été conçus pour anticiper les flux de particules cosmiques à des altitudes où volent les avions, car les outils existants présentent des lacunes principalement pour les prévisions de particules solaires, qui sont actuellement impossibles à prévoir. Ensuite, ces prévisions de flux en temps réel permettront de proposer des solutions d'atténuation et de durcissement des équipements embarqués à bord de l'avion face aux flux instantanés et prévisionnels.

Cela conduira à assurer la sécurité des systèmes avioniques et les occupants de l'avion.

Ce travail de recherche a conçu des outils de prévision en temps réel des spectres de mesures, en introduisant dans les algorithmes désignés les coordonnées géographiques, l'altitude et la modulation solaire des points de vol. D'autre part, les fonctions de réponse mono-énergétique pour chaque type de particule sont déterminées à l'aide d'un logiciel utilisant la méthode de Monte Carlo. Par la suite, ces fonctions de réponse sont introduites dans l'algorithme de déconvolution, afin de convertir les spectres mesurés collectés lors de la campagne de mesure en spectres de particules cosmiques incidentes. En fin de compte, ce processus de calcul des spectres de source pourrait être reconduit pour convertir les spectres mesurés prévus en temps réel en spectres prévus de particules cosmiques incidentes.

Cette thèse est dédiée aux personnes qui m'ont aidé de près ou de loin au cours de ces longues et dures années de préparation à ce travail doctoral, afin de poursuivre et compléter ce travail de recherche. Parce que sans eux, cet aboutissement ne sera jamais atteint et la saveur de l'accomplissement n'aura jamais le même goût.

## Remerciements

Premièrement, je tiens à exprimer mes vifs remerciements au professeur Adam Skorek, directeur de cette thèse, pour avoir accepté de superviser et diriger ce travail de recherche, ainsi que pour son soutien et ses encouragements inébranlables lors du développement de ce travail de recherche.

Par ailleurs, je tiens à remercier le professeur Fidèle Moupfouma, co-directeur de cette thèse, car à travers lui, ce projet de recherche nous a été proposé. Et aussi, pour ses orientations et la bonne osmose qu'il crée, afin de mener ce travail de recherche dans de meilleures conditions.

De plus, je tiens à exprimer mes sincères remerciements à tous les membres de jury pour cette thèse, pour avoir accepté d'examiner ce travail et ainsi apporter leur contribution au processus de validation de cette thèse.

En outre, je présente toute ma reconnaissance à tout le personnel du Département de Stratégie technologique et Innovation de Bombardier Aviation, pour leur accueil et leurs conseils instructifs le long de trois années de stage, en particulier au Dr Mohamed El Sharkawi.

Un grand merci à tous les partenaires du projet CIMES pour leur aide portée à mon égard, en particulier au Dr Scott MacEwan de Bubble Technologies Industries (BTI).

Un merci bien particulier adressé au CRIAQ /CARIQ, Bombardier Aviation et Mitacs pour m'avoir soutenu financièrement pendant ces années de préparation de cette thèse.

Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude à tous les membres de ma famille, qui ont su m'aider et m'encourager durant toutes ces longues années passées au Québec et consacrées principalement aux études. Et me laisser suivre mon propre choix et vivre ma chance de continuer mes études de 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> cycle.

## Table des matières

<b>Résumé.....</b>	<b>i</b>
<b>Remerciements .....</b>	<b>iv</b>
<b>Table des matières .....</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux .....</b>	<b>viii</b>
<b>Liste des figures .....</b>	<b>ix</b>
<b>Liste de notations et abréviations .....</b>	<b>xii</b>
<b>Liste des unités .....</b>	<b>xv</b>
<b>Chapitre 1 - Introduction.....</b>	<b>1</b>
1.1 Contexte .....	4
1.1.1 Effets du rayonnement cosmique sur l'électronique embarquée .....	5
1.1.2 Effets biologiques du rayonnement cosmique .....	8
1.2 Problématique de recherche .....	10
1.3 Objectifs .....	11
1.4 Méthodologie.....	12
1.5 Structuration de la thèse .....	14
<b>Chapitre 2 - État de l'art.....</b>	<b>16</b>
2.1 Environnements radiatif proche de la Terre .....	16
2.2 Espace radiatif atmosphérique.....	20
2.3 Impacts des radiations cosmiques sur les équipements électroniques .....	23
2.3.1 SEE de type Soft.....	25
2.3.2 SEE de type Hard .....	27
2.3.3 Prévision, gestion et mitigation d'un SEE à bord d'un avion .....	27
2.4 Effets biologiques des radiations cosmiques.....	28
2.4.1 Effets déterministes .....	28
2.4.2 Effets stochastiques .....	28
2.4.3 Types et déterminations des doses .....	29
2.5 Systèmes de mesures.....	32
2.5.1 Détecteurs fonctionnant avec le gaz .....	33
2.5.2 Détecteurs fonctionnant avec un liquide.....	36
2.5.3 Détecteurs solides « semi-conducteurs » .....	37

2.5.4	Détecteurs par scintillation.....	38
2.5.5	Traitement de signal dans le système électronique.....	50
2.6	Spectrométrie dans les scintillateurs organiques .....	53
2.6.1	Calibration du système de mesure .....	53
2.6.2	Déconvolution des spectres énergétiques mesurés.....	54
2.6.3	Détermination des fonctions de réponse des détecteurs .....	57
2.7	Synthèse du chapitre .....	61
<b>Chapitre 3 - Plateforme expérimentale .....</b>		<b>62</b>
3.1	Composantes du détecteur utilisé .....	62
3.1.1	Scintillateur utilisé.....	62
3.1.2	Photomultiplicateur « PMT » utilisé.....	63
3.1.3	Système électronique choisis .....	66
3.2	Plateforme à bord de l'avion d'essai.....	68
3.2.1	Partenaires du projet CIMES.....	69
3.3	Système d'enregistrement et de collecte des données .....	73
3.4	Exemples des données collectées .....	74
3.5	Synthèse du chapitre .....	77
<b>Chapitre 4 - Simulations et résultats .....</b>		<b>78</b>
4.1	Introduction au chapitre .....	78
4.2	Mécanismes adaptés pour la détection des particules cosmiques.....	78
4.2.1	Interactions des particules ionisantes avec la matière .....	79
4.2.2	Détection des particules cosmiques dans cette étude .....	86
4.2.3	Étalonnage énergétique du scintillateur EJ-299-33A .....	95
4.3	Modélisation et simulation des spectres de particules incidentes.....	97
4.3.1	Modélisation des fonctions de réponse mono-énergétiques .....	99
4.3.2	Méthodes de vérification de la précision des spectres simulés .....	111
4.3.3	Résultats et interprétations des simulations des fonctions de réponse .....	113
4.3.4	Résultats et interprétations des spectres simulés de rayons gamma ...	122
4.3.5	Résultats et interprétations des simulations de spectres de neutrons .....	126
4.4	Prévisions des spectres mesurés en temps réel du scintillateur .....	131
4.4.1	Prévisions de séries chronologiques .....	131
4.4.2	Prévisions des variables réelles par les réseaux neurones .....	133
4.4.3	Tests de performances des calculs de prévisions de variables réelles .....	136
4.4.4	Résultats et interprétations des calculs de prévisions des spectres .....	137
<b>Chapitre 5 - Conclusion .....</b>		<b>146</b>

5.1 Paramètres expérimentaux manquants .....	147
5.2 Méthodes théoriques à introduire .....	148
5.3 Études futures .....	149
<b>Bibliographie .....</b>	<b>150</b>
<b>Annexe .....</b>	<b>160</b>
Annexe A. Facteurs de pondération.....	160
Annexe B. Coefficients de conversion de fluence en dose efficace .....	162

## Liste des tableaux

Tableau 3-1: Caractéristiques du scintillateur.....	63
Tableau 4-1: Fraction d'électrons normalement incidents rétrodiffusés à partir de plusieurs surfaces de scintillation .....	103
Tableau 4-2: Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses expérimentales versus simulées dans MCNP6 .....	115
Tableau 4-3: Caractéristiques des points de la trajectoire de vol sélectionné .....	123
Tableau 4-4: Résultats de simulation en utilisant l'algorithme de Gravel .....	123
Tableau 4-5: Caractéristiques des points de la trajectoire de vol sélectionné .....	127
Tableau 4-6: Résultats de simulation en utilisant l'algorithme de Gravel .....	128
Tableau 4-7: Résultats des tests de performance pour la 1 <sup>ère</sup> Simulation .....	138
Tableau 4-8: Résultats des tests de performance pour la 2 <sup>ème</sup> Simulation .....	140
Tableau 4-9: Résultats des tests de performance pour la 3 <sup>ème</sup> Simulation .....	141
Tableau 4-10: Résultats des tests de performance pour la 4 <sup>ème</sup> Simulation .....	143
Tableau A-1: Facteurs de pondération « $W_R$ » par type de radiation .....	160
Tableau A-2: $W_T$ par type d'organe pour la publication n°60.....	161
Tableau A-3: $W_T$ par type d'organe pour la publication n°103.....	161
Tableau B-1: Coefficients de conversion pour les photons par énergie .....	163
Tableau B-2 : Coefficients de conversion pour les électrons par énergie .....	165
Tableau B-3: Coefficients de conversion pour les neutrons par énergie .....	167

## Liste des figures

Figure 1-1: Flux de pointe du rayonnement par nombre atomique.....	2
Figure 1-2: Gerbes atmosphériques.....	3
Figure 1-3: Flux des particules cosmiques par altitude atmosphérique en mètre .....	4
Figure 1-4: Degré de pénétration des rayonnements par type de matériau .....	5
Figure 1-5: Processus d'interaction d'une particule ionisante dans le silicium.....	6
Figure 1-6 : Risques de doses de particules cosmiques absorbées chez l'homme.....	9
Figure 2-1: Espace radiatif proche de la Terre.....	16
Figure 2-2: Nombre de tâches solaires excitantes et prévues pour le cycle 25 .....	17
Figure 2-3: Carte mondiale du champ magnétique par SPENVIS.....	19
Figure 2-4: Désintégration de la particule cosmique primaire .....	22
Figure 2-5 : Régions des compteurs remplis de gaz.....	34
Figure 2-6: Interaction de la particule incidente avec un semi conducteur dopant....	38
Figure. 2-7: Interaction de la particule avec un scintillateur inorganique dopé.....	40
Figure 2-8 : Processus de production de lumière dans le scintillateur organique.....	42
Figure 2-9 : Principe du théorème de Stokes.....	43
Figure 2-10 : Multiplication des photoélectrons dans le PMT .....	49
Figure 3-1: Scintillateur en plastique utilisé pour cette étude .....	63
Figure 3-2: PMT ADIT_B51D01 utilisé .....	64
Figure 3-3: Paramètres de la photocathode utilisée .....	65
Figure 3-4: Détecteur installé à bord de l'avion d'essai.....	65
Figure 3-5: Détecteur imbriqué installé dans la plateforme expérimentale.....	66
Figure 3-6: Éléments de la plateforme expérimentale.....	67
Figure 3-7: Exemple démonstratif sur les résultats d'une discrimination similaire ..	68
Figure 3-8: Plateforme complète installée à bord de l'avion d'essai .....	69
Figure 3-9: Plateforme installée lors de la période de calibration .....	71
Figure 3-10: Nombre des impulsions lumineuses pour les rayons gamma .....	75
Figure 3-11: Nombre des impulsions lumineuses pour les neutrons .....	75
Figure 3-12: Nombre des impulsions lumineuses en fonction de l'altitude .....	76
Figure 3-13: Nombre des impulsions lumineuses en fonction de latitude .....	76
Figure 4-1: Schématisation de la portée .....	81

Figure 4-2: Schématisation de l'effet de freinage de rayonnement .....	82
Figure 4-3: Type d'interaction en fonction de l'énergie et $Z$ .....	88
Figure 4-4: Type d'interaction pour le scintillateur EJ-299-33A .....	89
Figure 4-5: Processus de diffusion Compton.....	90
Figure 4-6: Réponse idéale d'un scintillateur plastique interagi avec un photon .....	91
Figure 4-7: Processus de la diffusion .....	93
Figure 4-8 : Processus de la diffusion élastique au système de laboratoire .....	93
Figure 4-9: Réponse idéale d'un scintillateur interagissant avec un neutron .....	95
Figure 4-10: Identification des paramètres d'étalonnage d'un scintillateur .....	97
Figure 4-11: Fonctions de réponse d'un scintillateur plastique .....	102
Figure 4-12: Fonction de réponse d'un électron dans un scintillateur en plastique. ....	103
Figure 4-13: Fonction de réponse due à la non linéarité de la lumière émise .....	104
Figure 4-14: Fonction de réponse due au carbone de recul.....	105
Figure 4-15 : Fonction de réponse due à la faible résolution énergétique.....	105
Figure 4-16: MCNP dans le temps.....	108
Figure 4-17: Géométries de fantômes utilisées par ICRP .....	112
Figure 4-18: Modélisation de l'atmosphère terrestre dans MCNP6 .....	113
Figure 4-19: Modélisation en 2D du scintillateur dans MCNP6.....	114
Figure 4-20: Modélisation en 3D du scintillateur EJ299-33A dans MCNP6 .....	114
Figure 4-21: Comparaison du nombre d'impulsions sans discrimination .....	116
Figure 4-22: Fonctions de réponse pour rayons gamma à faibles énergies.....	123
Figure 4-23: Fonctions de réponse pour rayons gamma à énergies moyennes .....	118
Figure 4-24: Fonctions de réponse pour rayons gamma à énergies élevées.....	119
Figure 4-25: Fonctions de réponse pour neutrons à faibles énergies .....	120
Figure 4-26: Fonctions de réponse pour neutrons rapides à énergies moyennes.....	121
Figure 4-27: Fonctions de réponse pour neutrons rapides à énergies élevées .....	121
Figure 4-28: Spectre de rayons gamma et électrons au point n°1 .....	124
Figure 4-29: Spectre de rayons gamma et électrons au point n°2.....	124
Figure 4-30: Spectre de rayons gamma et électrons au point n°4.....	125
Figure 4-31: Spectre de rayons gamma et électrons au point n°6.....	125
Figure 4-32: Spectre des neutrons au point n°1 .....	128
Figure 4-33: Spectre des neutrons au point n°3 .....	129
Figure 4-34: Spectre des neutrons au point n°5 .....	129
Figure 4-35: Spectre des neutrons au point n°7 .....	130
Figure 4-36: Architecture de l'algorithme du réseau d'un seul neurone.....	135

- Figure 4-37: Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des rayons gamma entre les mesures et les calculs du modèle Arimax .... 139
- Figure 4-38: Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des rayons gamma entre les mesures et les calculs du modèle réseaux – neurones ..... 139
- Figure 4-39: Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des neutrons entre les mesures et les calculs du modèle Arimax ..... 140
- Figure 4-40: Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des neutrons entre les mesures et les calculs du modèle réseaux- neurones 141
- Figure 4-41: Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des rayons gamma lors du passage de l'avion par l'un des points de sa trajectoire entre les mesures et les calculs du modèle Arimax ..... 142
- Figure 4-42: Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des rayons gamma lors du passage de l'avion par un point de la trajectoire entre les mesures et les calculs du modèle réseaux-neurones ..... 142
- Figure 4-43: Comparaison des valeurs de modulation solaire mensuelle entre les mesures et les calculs du modèle autorégressif ..... 143
- Figure 4-44: Comparaison des valeurs de modulation solaire mensuelle entre les mesures et les calculs du modèle réseaux- neurones ..... 144

## Liste de notations et abréviations

### Acronymes

ADC: Analog -to- Digital Converter.

ALARA: As Low As Reasonably Achievable.

ARIMA: Auto Regressive Integrated Moving Average.

ARIMAX: Auto Regressive Integrated Moving Average with eXogenous inputs.

ATC: Air Traffic Control.

BGR: Burst Generation Rate.

CBAAC: Commercial and Business Aviation Advisory.

CIMES: Cosmic radiation In flight MEasurement and real analysis for Electronic Systems and passenger protection.

CME: Coronal Mass Ejection.

DPP: Digital Pulse Processing.

DRF: Dose Response Function.

DSP: Digital Signal Processing.

EAS: Extensive Air Shower.

EPCARD: European Program package for the Calculation of Aviation Route Doses.

EXPACS: EXcel - based Program for calculating Atmospheric Cosmic ray Spectra.

FAA: Federal Aviation Administration.

FIT: Failure In Time.

FPGA: Field Programmable Gate Arrays.

FWHM: Full Width at Half Maximum.

GCR: Galactic Cosmic Radiation.

GEB: Gaussian Energy Broadening.

GLE: Galactic Level Enhancement.

ICAO: International Civil Aviation Organization.

ICRP: International Commission on Radiological Protection.

ICRU: International Commission Radiation Units and measurements.

IEC: International Electron - technical Commission.

ISO: International Standards Organization.

KERMA: Kinetic Energy Released per unit of Mass.

LET: Linear Energy Transfer.

LSM: Least Square Method.

MBU: Multi-Bit Up-set.

MCU: Multi-Cell Up-set.

MCA: Multi Channel Analyzer.

MCNP: Monte Carlo N-Particle.

MCS: Multi Channel Scalar.

MITACS: Mathematics of Information Technology and Complex Systems.

NARX: Non linear - Autoregressive Network with eXogenous Inputs.

NOAA: National Oceanic and Atmospheric Administration.

PARMA: Phits - based Analytical Radiation Model in the Atmosphere.

PHA: Pulse Height Analysis.

PHITS: Particle and Heavy Ion Transport code System.

PHL: Pulse Height Light.

PHS: Pulse Height Spectrum.

PMT: Photo - Multiplier.

QE: Quantum Efficiency.

SCA: Single Channel Analyzer.

SDEF: Source DEfinition Function.

SEB: Single Event Burnout.

SEE: Single Event Error.

SEFI: Single Event Functional Interrupt.

SEL: Single Event Latch-up.

SER: Soft Error Rate.

SEP: Solar Energetic Particle.

SEU: Single Event Up-set.

## Liste des unités

### Unités

AU: Astronomical Unit, c'est une unité astronomique de longueur. Elle correspond approximativement à la distance entre la Terre et le Soleil, qui est environ de 150 millions de kilomètre.

MeV: Méga électron volt, c'est une unité d'énergie de particule.

Et  $1 \text{ MeV} = 1.602 \cdot 10^{-13} \text{ joule}$ .

MeVee: Méga électron volt équivalent énergie, c'est une unité de l'énergie, qui correspond à l'énergie de la lumière émise par 1 MeV d'électrons rapides.

Sievert: Avec le symbole « Sv », cette unité représente l'impact de l'exposition d'un corps humain à un faisceau de rayonnement. Cette unité est utilisée dans le Système International « SI », et cela correspond à la quantité d'énergie en joule absorbée par une masse d'un corps humain en kilogramme.

VDC: Voltage Direct Current, cette unité représente la mesure de la tension générant un courant continu et les chutes de tensions dues au courant continu.

Fluence: Ce paramètre physique est généralement symbolisé par  $\phi$ . Et  $\phi = \frac{dN}{da}$ , avec  $dN$  représente le nombre de particules incidentes dans une sphère de section efficace de  $da$ , et l'unité de la fluence est  $\text{m}^{-2}$  ou  $\text{cm}^{-2}$ .

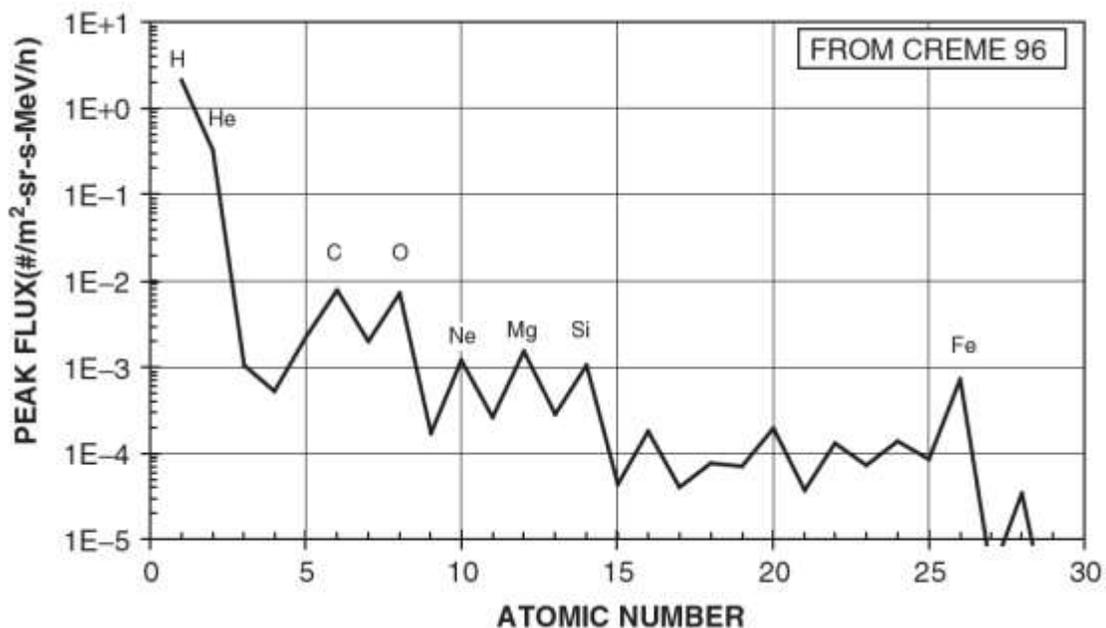
Flux: ce paramètre physique définit le taux de fluence durant une période prédéfinie au préalable, l'unité du flux est  $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  ou  $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

# Chapitre 1 - Introduction

Robert Millikan a été le premier humain à utiliser le terme rayons cosmiques en 1925, pour décrire le flux de particules de l'espace, qui ionisent l'air atmosphérique de la Terre. Cette découverte est donc menée par la découverte de la radioactivité en 1896, mais à cette époque cette ionisation atmosphérique a été déduite qu'elle se produisait et se conduisait au niveau de la Terre. Cependant, les rayons cosmiques ont en fait été découverts en 1912 par le physicien autrichien Victor Hess, à la suite de ses multiples voyages en ballon et de mesures prises entre 1911 et 1912 pour expliquer l'origine de l'ionisation de l'air. Son travail lié à la découverte des rayons cosmiques a reçu un Prix Nobel de physique en 1936 [1]. Pour les vingt à trente prochaines années, des recherches axées sur les hautes énergies dans les chambres à nuages et des découvertes ont été faites, en conséquence, en août 1932, Anderson a observé des particules, comme des électrons et des positrons ( $E$ ,  $E^+$ ), c'est la première expérience en antimatière. Au cours des années 1950, plusieurs laboratoires ont étudié l'accélération des rayons cosmiques, mais dès les années 1960 et 1970, des satellites ont été envoyés dans l'espace. Pour cela, il est devenu possible de mesurer l'intensité des rayons cosmiques, afin de les comparer à ceux de la Terre pour différents cycles et activités solaires. Ces dernières années, des études de rayons cosmiques hautement énergétiques, jusqu'à  $10^{20}$  eV, ont été menées en laboratoire. À la suite de ces études, il a été conclu que si l'origine de la particule cosmique est galactique, l'énergie provient principalement des explosions des étoiles [supernova](#). En revanche, le site d'accélération est à de fortes ondes de choc de collision, et l'accélération de ces particules provient de la matière interstellaire et circumstellaire traversée par ces chocs [2].

Par ailleurs, l'environnement radiatif proche de la Terre est composé de particules ionisantes et énergétiques originaires du système solaire, telles que les particules énergétiques solaires (SEP), qui devraient passer le champ magnétique interplanétaire pour atteindre la couche supérieure de l'atmosphère terrestre. De plus, les particules constituant l'environnement radiatif proche de la Terre peuvent également être piégées dans les deux ceintures de Van Allen, ou peuvent découler de l'extérieur système

solaire, telles que les radiations cosmiques galactiques (GCR), dont les flux de pointe par type de particule sont donnés sur la Figure. 1-1. Qui sont aussi inversement proportionnels à l'intensité de l'activité solaire via le vent solaire lors du franchissement des GCR dans le champ magnétique solaire et le champ magnétique interplanétaire avant d'atteindre le sommet de l'atmosphère terrestre [2]-[3]. Ce vent solaire est un plasma de faible densité de particules chargées qui proviennent de la couche supérieure de l'atmosphère du soleil. Ce plasma de vent solaire est principalement composé de protons et d'électrons dont les énergies oscillent entre 0,5 keV et 2 keV. Ces particules étant de faible énergie, elles n'atteignent donc pas l'environnement de rayonnement terrestre [4]-[5].



**Figure 1-1:** Flux de pointe du rayonnement par nombre atomique [6]

De plus, le soleil émet des éjections de masse coronale (CME) et libère rapidement et de manière aléatoire de l'énergie plasma à haute température sous forme d'éruptions. En outre, ces CME et éruptions solaires produisent proportionnellement des particules SEP, qui sont accélérées par certains mouvements magnétiques solaires et atteignent une énergie maximale de 1GeV. Par la suite, les particules SEP, principalement composées de protons et d'électrons, traversent le champ magnétique interplanétaire, avant d'atteindre l'atmosphère terrestre lors d'une poignée d'événements lors des augmentations des intensités de radiation au niveau du sol (GLE) [3], [5], [7].

La particule cosmique de rigidité minimale correspond à la valeur de la rigidité de coupure verticale effective, qui est spécifique à l'énergie de chaque particule et à ces coordonnées géomagnétiques. Cette particule peut donc traverser le champ magnétique de la Terre et entrer en collision avec des molécules de l'atmosphère. La grande gerbe atmosphérique qui en résulte, comme le montre la Figure. 1-2, découle de la décomposition de la particule cosmique primaire et des molécules atmosphériques. Les cascades de particules hadroniques, électromagnétiques et muoniques s'étendent sur des kilomètres de longueur et de hauteur. Ces gerbes sont constituées principalement, de muons, neutrons, protons, rayons gamma et pions [8], tels que illustrés sur la Figure. 1-3. Où les neutrons et les rayons gamma ont des flux les plus prépondérants et qui sont corrélés à l'altitude atmosphérique.



**Figure 1-2:** Gerbes atmosphériques<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup><http://www.aerospaceengineering.net/wp-content/uploads/rag4.630x360-625x205.jpg>

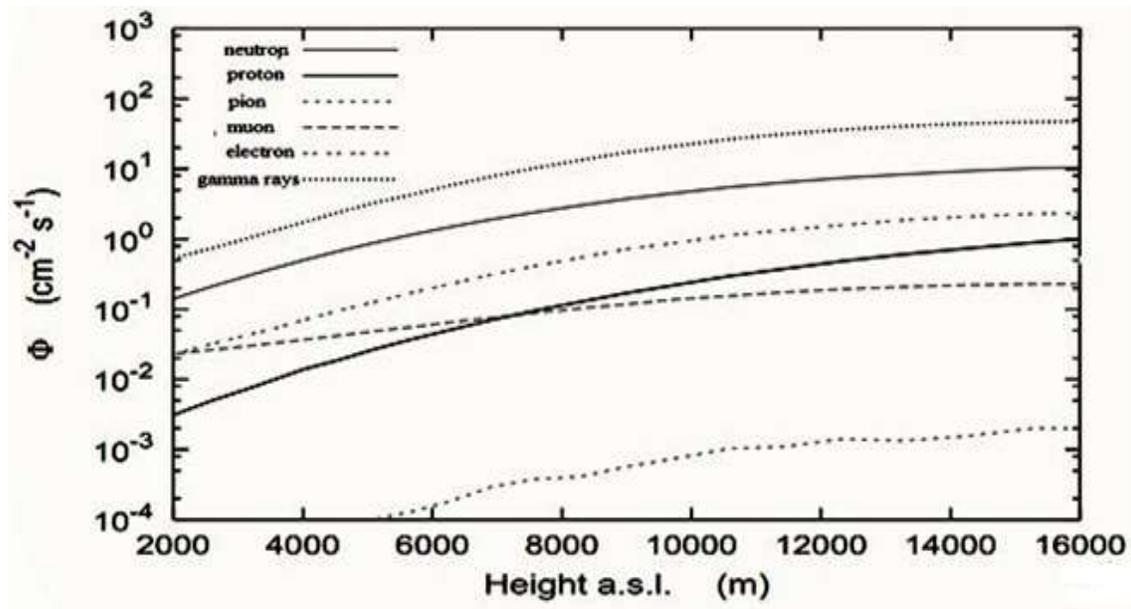


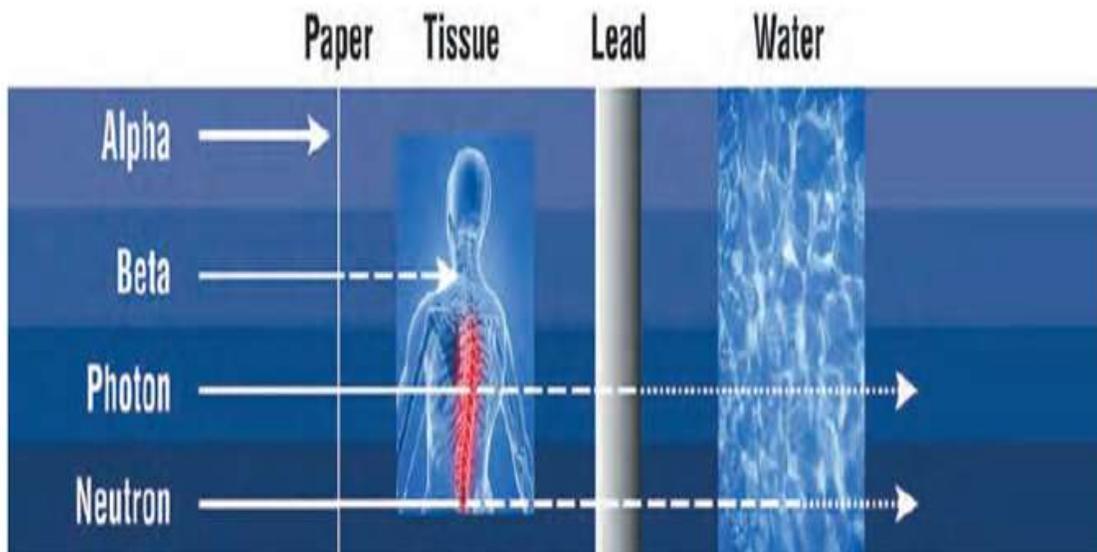
Figure 1-3: Flux des particules cosmiques par altitude atmosphérique en mètre [9]

## 1.1 Contexte

Les systèmes avioniques et les occupants de l'aéronef sont régulièrement exposés à 95% du rayonnement qui provient de particules GCR. Cependant, des événements solaires exceptionnels peuvent générer des augmentations énormes et spontanées, comme celle qui s'est produite en 1956. Là où une grande éruption solaire a engendré une augmentation de la quantité de radiation cosmique aux altitudes et latitudes destinées aux vols transcontinentaux, trois cent fois plus élevée que la valeur nominale enregistrée régulièrement en quelques heures [10]-[11]. Il est bon de se rappeler que les prévisions d'éruptions solaires ne peuvent pas être faites pour le moment. En revanche, les quantités de particules GCR peuvent être prédites à l'aide de plusieurs modèles mathématiques, car ces particules sont régulières et elles sont corrélées en fonction de l'activité solaire, des coordonnées géographiques et de l'altitude de l'avion.

L'aviation commerciale enregistre régulièrement des évolutions technologiques et de conception considérables, mais accompagnées d'une meilleure fiabilité et sécurité pour les occupants de l'avion et en particulier pour l'environnement ambiant. En adhérant aux avancées globales que chaque époque caractérise, telles que l'électrification des mécanismes hydrauliques et mécaniques et l'émergence de matériaux composites, afin d'améliorer l'efficacité énergétique dans l'aviation. Cela conduit à la miniaturisation des modules électroniques des systèmes principalement

intégrés et à l'installation accrue de câbles et de transistors [11]. De plus, avec l'émergence de lignes aériennes plus long-courriers, les avions commerciaux et surtout les jets ont tendance à voler plus haut et plus longtemps, traversant les régions polaires. Tous ces changements rapides rendent les composants électroniques embarqués et les occupants de l'avion vulnérables aux radiations cosmiques. Tant que le taux de pénétration des neutrons et des photons est réel et présent dans les matériaux et tissus humains, comme la montre la Figure. 1-4.



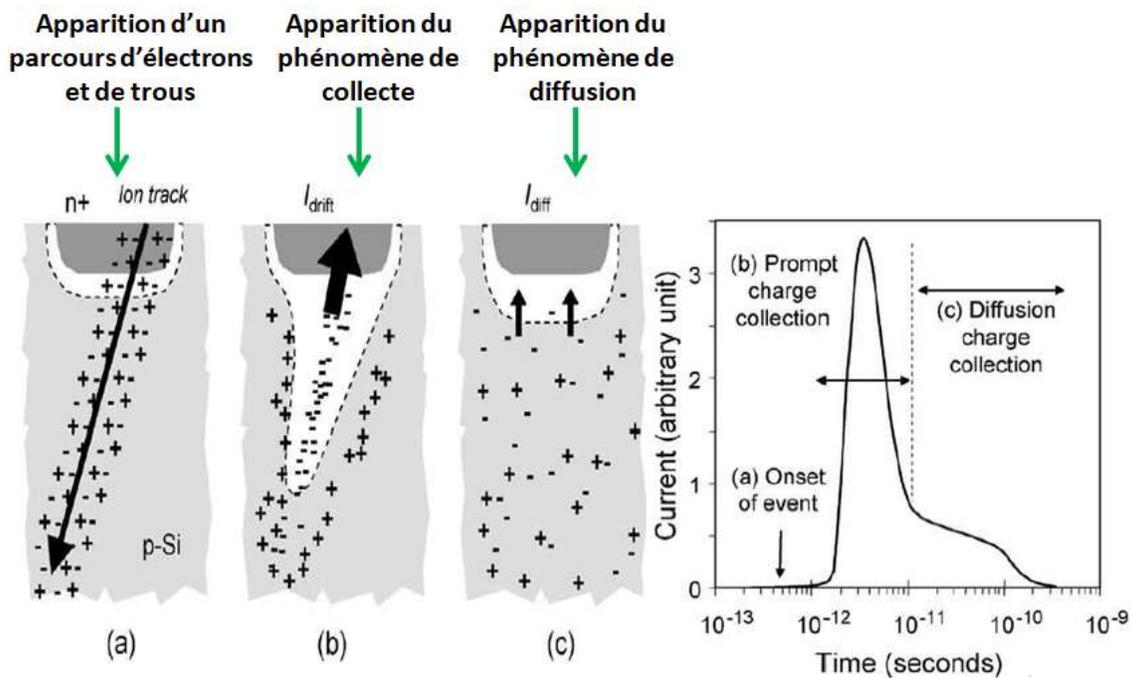
**Figure 1-4:** Degré de pénétration des rayonnements par type de matériau [12]

### 1.1.1 Effets du rayonnement cosmique sur l'électronique embarquée

L'introduction progressive des installations électroniques et électriques dans les avions a débuté dans les années 1970. Pour cela, au cours des années 1991-92, une étude à grande échelle a démontré que les données peuvent être corrompues par des bit-flips, appelés événements troublants singuliers (SEU) dans de petits modules électroniques.

Les événements erronés singuliers (SEE) présentent des risques potentiels et réels pour les avionneurs. Le SEE est une erreur transitoire et instantanée générée après l'interaction d'une seule particule ionisante avec le matériau tel que le silicium. Par la suite, cette particule incidente transfère son énergie cinétique aux molécules du matériau absorbant grâce à son pouvoir ionisant le long du chemin de pénétration de cette particule dans une jonction de silicium selon le processus défini sur la Figure. 1-5. La première étape schématisée sur la figure. 1-5.a, consiste en l'apparition d'un

parcours cylindrique de trous et d'électrons. Dès que ces porteurs de charges denses (trous + électrons) passent à proximité de la région de déplétion, une collection est déclenchée par un champ électrique existant, produisant ainsi un courant transitoire important dans un nœud. Par la suite, une distorsion instantanée est tracée sous la forme d'un entonnoir, comme le montre la figure. 1-5.b, ce qui améliore l'efficacité de la collecte rapide de dérive en  $10^{-9}$  secondes. Ceci élargit la région de déplétion et augmente le champ dans le substrat en profondeur. Cette étape de collecte passe le témoin à la phase de diffusion plus lente et dominante lors de la diffusion des électrons, comme illustré sur la figure. 1-5.c, jusqu'à la diffusion de tous les porteurs collectés en excès loin de la région de la jonction [13].



**Figure 1-5:** Processus d'interaction d'une particule ionisante dans le silicium [13]

Au final, si la charge créée et collectée par la suite, est supérieure à la charge critique du nœud situé au niveau du module électronique, des changements et des détériorations peuvent être causées au sein de ce module électronique. Ce type de disfonctionnement, comme détaillé ci-dessous, peut être transitoire et non destructif (soft) ou permanent et destructif (hard).

### **a. SEE de type Soft**

Les SEE de type soft ne causent pas de dommages irréversibles, le SEU se produit principalement dans les mémoires. Par contre, le multi-bit perturbé (MBU) se produit lorsqu'une seule particule incidente sur le matériau peut déclencher plusieurs bit-flips dans le même mot. D'autre part, la multi-cellule perturbée (MCU) se produit lorsqu'une seule particule incidente heurte plusieurs cellules de mémoires installées sur le même circuit, provoquant une multitude d'erreurs. En revanche, l'erreur de type interruption fonctionnelle d'événement unique (SEFI) se manifeste dans un composant complexe, tel que le microprocesseur, qui peut conduire à l'arrêt complet de ce dispositif [11], [14].

### **b. SEE de type Hard**

Les SEE de type hard causent des dommages irréversibles et destructeurs, le verrouillage d'événement unique (SEL) se produit dès que la particule incidente interagit avec le thyristor, provoquant le verrouillage et l'arrêt complet de l'appareil. Par contre, l'erreur unique de burnout (SEB) se produit dans les équipements de puissance et conduit à la génération de courants et à des augmentations de température significatives, pouvant conduire à la destruction de l'équipement [15].

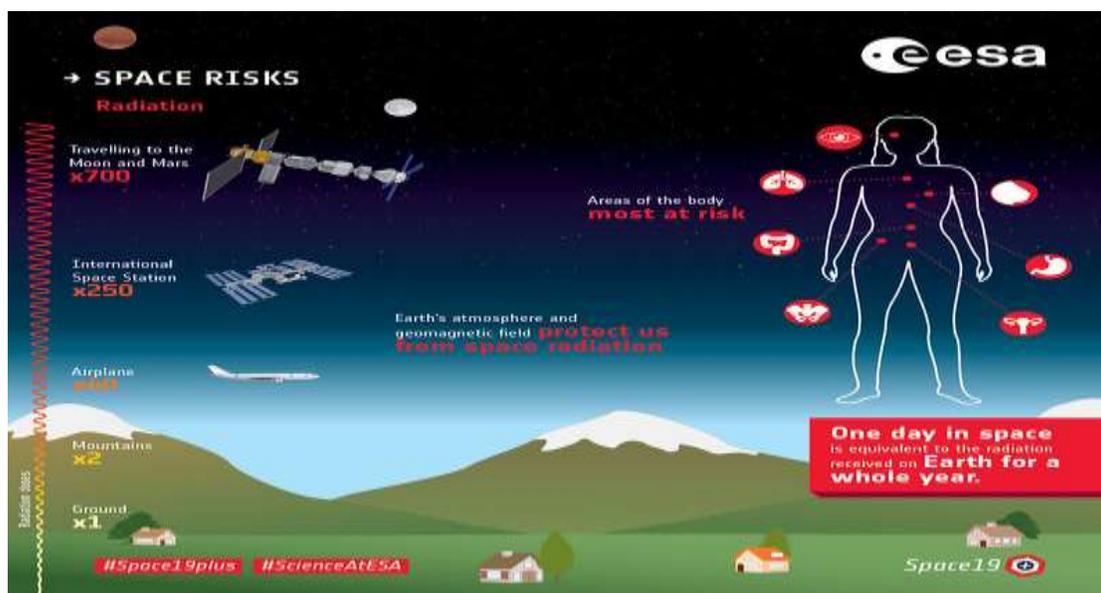
Ainsi, à partir de l'an 2000, un comité de la Commission internationale électrotechnique (IEC) a été créé sous le nom de TC107, afin d'établir les lignes directrices et des normes relatives à la description des processus de gestion et d'atténuation des effets du rayonnement cosmique atmosphérique sur les systèmes avioniques embarqués. À cette fin, une série de normes et directives IEC 62396 (1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8) sont régulièrement publiées et actualisées [11] et développées ci-dessous.

- ✚ IEC 62396-1: pour la prise en compte des effets du rayonnement atmosphérique via les SEE dans les équipements électroniques avioniques, dont la dernière mise à jour a été réalisée en 2016;
- ✚ IEC 62396-2: pour l'élaboration de lignes directrices pour les essais des SEE, qui se produisent dans les systèmes avioniques, dont la dernière mise à jour a été effectuée en 2017;

- ✚ IEC 62396-3: pour l'élaboration de lignes directrices pour optimisation de la conception des systèmes avioniques afin de réduire les taux de SEE, dont la dernière mise à jour a été effectuée en 2013;
- ✚ IEC 62396-4: élaboré des lignes directrices pour la conception de l'électronique haute tension des avions afin de gérer les effets potentiels d'un SEE, qui a été mise à jour pour la dernière fois en 2013;
- ✚ IEC 62396-5: pour l'élaboration de lignes directrices pour l'évaluation des flux et des effets des neutrons thermiques sur les systèmes avioniques, dont la dernière mise à jour a été effectuée en 2014;
- ✚ IEC 62396-6: pour la définition des conditions météorologiques spatiales extrêmes et de leur impact potentiel sur l'environnement avionique et l'électronique, dont la dernière mise à jour a été réalisée en 2017;
- ✚ IEC 62396-7: pour le développement de la gestion du processus d'analyse des SEE dans la conception avionique, dont la dernière mise à jour a été effectuée en 2017;
- ✚ IEC 62396-8: fournit des lignes directrices et des avertissements pour la gestion des effets des particules à bas flux, telles que les protons, les électrons, les pions et les muons. Ainsi que les SEE générées par ces particules sur l'électronique embarquée en vol à des altitudes allant jusqu'à 60 000 pieds, dont la dernière mise à jour a été réalisée en 2020.

### **1.1.2 Effets biologiques du rayonnement cosmique**

Dès 1991, la Commission internationale de radioprotection (ICRP) a déclenché une alerte mondiale, attribuant le statut des professionnels exposés aux radiations aux équipages à bord des avions économiques « Jets », comme le montre la Figure. 1-6. Pour cela, il est essentiel de surveiller et contrôler l'état de santé de tous les membres d'équipage tout au long de leur carrière professionnelle. Notamment afin de ne pas dépasser les seuils de doses efficaces toujours fixés par l'ICRP, à savoir 20 mSv/année comme limite de dose efficace moyenne pendant 5 années, mais sans dépasser la dose de 50 mSv/année pendant une seule année [16].



**Figure 1-6** : Taux et risques de doses de particules cosmiques absorbées chez l'homme<sup>2</sup>

Par ailleurs, en 2014, la FAA a publié des seuils raisonnables de doses à ne pas dépasser (ALARA), pour contrôler le risque que l'absorption du rayonnement atmosphérique entraîne sur la santé des membres d'équipage. En outre, le Canada a également adopté les recommandations de la publication n°60 de l'ICRP en publiant une circulaire consultative pour l'aviation commerciale et d'affaire (CBAAC). En précisant les directives et instructions nécessaires pour effectuer les mesures appropriées afin d'estimer les doses efficaces concrètes absorbées par l'équipage à bord de l'avion, afin de préparer une future réglementation qui régit l'aspect développé ci-dessus [16]-[17].

Cependant, à ce jour, aucune régulation officielle des autorités de certification et de normalisation n'existe pour régir la conformité et la fiabilité des systèmes avioniques embarqués contre les risques de rayonnement cosmique atmosphérique. En conséquence, les autorités habilitées comme la FAA et ses homologues ont convié les avionneurs à collaborer en lançant des campagnes de mesures réelles du rayonnement cosmique en vol. Afin de promulguer immédiatement les premières exigences en matière de normes et de certifications des systèmes avioniques contre les menaces de rayonnement atmosphérique. Sur la base de données concrètes, et ainsi instaurer la sécurité et la fiabilité à bord de tout type d'avion en vol.

<sup>2</sup> <https://www.flickr.com/photos/europeanspaceagency/47972292541/in/photostream/>

## 1.2 Problématique de recherche

Conformément au contexte développé précédemment, où il est précisé la nécessité d'évaluer le taux probable de SEU qui pourrait se produire sur les systèmes avioniques embarqués. En ce sens, plusieurs modèles statistiques trouvés dans la littérature sont dédiés à l'évaluation des quantités du rayonnement et du taux de SEU correspondant, à savoir les modèles développés par IBM, la NASA, le NRL (Naval Research Laboratory), l'USNA (United States Naval Academy), et le modèle le plus adapté aux études aéronautiques est celui produit par Boeing [18].

Cependant, suite à la publication n°60 de l'ICRP, des campagnes de mesures ont été menées et lancées par l'Union européenne, le Japon, les États-Unis et le Canada afin de concevoir des modèles et des outils de calcul, afin de pouvoir estimer ces quantités de rayonnement atmosphérique aux altitudes de vol des aéronefs [16]. À cet effet, plusieurs codes sont créés pour déterminer directement les doses, à savoir CARI, EPCARD, FREE, PCAIRE, SIEVEERT et l'algorithme de PELLICIONI. Ces codes sont basés sur les résultats de logiciels de calcul du transport de particules cosmiques dans l'atmosphère, tels que LUIN, FLUKA, GEANT, LAHET, MCNP et MARS [10]. Mais, tous les modèles cités ci-dessus sont fondés sur des calculs semi-empiriques et théoriques, et leurs exécutions ne sont pas effectuées en temps réel.

Ainsi, des risques dus aux augmentations instantanées générées par les particules SEP sur l'électronique installée à bord de l'avion et de l'équipage peuvent survenir. De plus, le Contrôleur du trafic aérien (ATC) n'est pas encore en mesure d'évaluer les risques de particules SEP en temps réel. Et encore moins proposer des solutions d'atténuation pour réduire leurs impacts. D'autre part, l'Organisation de l'aviation civile internationale (ICAO) a à peine proposé des analyses pour mitiger les éventuels impacts des particules SEP, dès que l'alerte est émise par l'Administration nationale des océans et de l'atmosphère (NOAA) [16].

Par ailleurs, les prévisions des valeurs des SEE requièrent une étude des susceptibilités des équipements et des circuits appropriés qui sont installés à bord de l'avion. Ainsi que les spécifications géographiques et la durée des trajectoires de vol sont à préciser.

Cependant, les quantités de particules cosmiques sont définies comme des flux de particules (c'est-à-dire le nombre de particules par surface sur une période de temps) de préférence déterminés par des mesures. D'autre part, les études de conception nécessitent des flux qui incluent des particules sporadiques SEP n'ayant pas été émises lors d'éruptions solaires intenses et exceptionnelles [19]-[20].

En outre, la FAA et ses homologues ont exigé que tous les avionneurs réalisent un programme adéquat de mesures expérimentales des particules cosmiques, afin de publier la première version des directives et normes à mettre en œuvre prochainement. De plus, ces derniers temps, les clients de Bombardier demandent des études d'analyses des risques des particules cosmiques.

### **1.3 Objectifs**

Bombardier sera prochainement appelée à assister les autorités de certification des équipements avioniques et à répondre aux requêtes de ses clients, afin d'éviter les risques de particules cosmiques, principalement des particules SEP, qui se produisent de manière aléatoire et intense en quelques heures. Là où il existe encore des manques dans la gestion en temps réel de ces quantités de particules cosmiques ainsi que de leurs impacts sur les équipements et les membres d'équipage à bord de l'avion. Pour cela, il est nécessaire de concevoir des outils de faire des corrélations entre les quantités de particules cosmiques et les impacts de ces dernières sur l'équipement et l'équipage à bord de l'avion en temps réel. Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire de développer des algorithmes permettant de faire des prévisions de quantités de particules cosmiques en temps réel, par l'utilisation de mesures collectées à bord de l'avion, ce qui est l'objectif principal de la présente étude.

Cependant, l'objectif final du projet de mesure du rayonnement cosmique en vol et l'analyse réelle pour les systèmes électroniques et la protection des passagers (CIMES), qui est lancé par Bombardier et ses partenaires, est de concevoir une application à intégrer dans le tableau de bord de l'avion. Afin d'avertir le pilote en cas d'excès de rayonnement cosmique et lui indiquer à quel point c'est dangereux. Afin que le pilote puisse effectuer les changements appropriés de couloir et d'altitude de vol pour essayer de minimiser les effets et impacts dangereux sur l'équipement et l'équipage à bord de l'avion.

Dans la perspective d'atteindre l'objectif principal de cette étude, il est nécessaire d'établir les objectifs intermédiaires ci-dessous.

- a. Installer une plateforme expérimentale à bord d'un avion d'essai pour collecter des spectres mesurés relatifs aux quantifications de particules cosmiques.
- b. Effectuer plusieurs vols, traversant plusieurs altitudes, latitudes et longitudes, pour construire une base de données consistante et complète, qui reflète un caractère réel des spectres de particules cosmiques à bord de l'avion à l'échelle planétaire.
- c. Analyser et interpréter les données enregistrées dans l'installation expérimentale à bord de l'avion, afin de les convertir en flux et spectres de particules.
- d. Développer et mettre en œuvre des algorithmes pour déterminer les prévisions en temps réel des spectres de particules cosmiques à des altitudes où volent les avions.
- e. Valider les résultats des prévisions et des spectres de particules cosmiques à l'aide d'autres outils appropriés reconnus dans le monde entier.
- f. Présenter à des conférences internationales et soumission pour publication dans des Journaux de l'ensemble des modèles et résultats obtenus à l'issue de cette étude.

## 1.4 Méthodologie

Afin d'appliquer les directives de la FAA et de ses homologues et également de répondre aux demandes formulées par les différents clients, Bombardier et ses partenaires ont lancé une campagne de mesure du rayonnement cosmique dans le cadre du projet CIMES depuis février 2018. D'autre part, le projet CIMES a été financé par le Consortium de recherche et d'innovation en aérospatiale au Québec (CRIAQ) et le Consortium en aérospatiale pour la recherche et l'innovation au Canada (CARIC). Cependant, les partenaires qui composent le projet CIMES sont : Bombardier, Bubble Technologies Industries (BTI), Canadian Marconi Company Electronics (CMC Electronics), Star Navigation Systems Group. LTD et Star-Isonoe et École Technologie Supérieure (ÉTS).

Par ailleurs, les missions du CIMES sont de concevoir, assembler, installer, mettre en œuvre, exploiter et traiter les données collectées relatives aux mesures de différents types de particules cosmiques fournies par la plateforme expérimentale installée à bord d'un avion d'essai.

De plus, cette campagne de mesures est réalisée sur différents vols et en temps réel, à l'aide d'un scintillateur cylindrique en plastique de type EJ-299-33A avec un diamètre de 2" et une hauteur de 2". Ce choix est régi principalement par les bonnes spécifications du temps de réponse de ce matériau constituant ce scintillateur, ainsi que par l'abondance d'hydrogènes et d'électrons dans la composition de ce type de scintillateur. Cela représente les vertus de la détection et de la mesure des neutrons et des rayons gamma séparément dans un champ de rayonnement mixte tel que celui présent dans l'atmosphère aux altitudes où volent les avions. De plus, les deux types de particules cosmiques mentionnés ci-dessus sont les plus prépondérants à ces altitudes, et ce type de scintillateur possède de meilleures capacités de discrimination entre neutrons et rayons gamma, grâce à un système électronique approprié.

Conformément à l'objectif principal susmentionné, qui est de prévoir les spectres des particules cosmiques en temps réel pour permettre la conception et la mise en œuvre d'algorithmes de corrélations entre les spectres de particules cosmiques et leurs impacts. Afin de les atténuer et ainsi éviter tous les risques conséquents qui menacent la fiabilité des systèmes avioniques et la sécurité des occupants à bord de l'aéronef, principalement en vol.

À cet effet, un plan méthodologique de cette étude a été élaboré principalement sur la base de la revue de la littérature, qui définit les particules énergétiques et ionisantes constituant l'environnement radiatif proche de la Terre, à savoir les particules GCR, SEP et les particules piégées dans les ceintures de Van Allen. De plus, les modèles physiques et théoriques trouvés dans la littérature consacrée à la prévision du flux de particules de GCR seront également présentés. D'autre part, la sporadicité des événements solaires a rendu impossible la prévision des flux de particules SEP, par contre, les prévisions de particules piégées par les deux ceintures sont très complexes à faire. En outre, des modèles déterministes pour la simulation du transport de la particule cosmique primaire à travers l'atmosphère terrestre seront donnés dans l'état de l'art, ainsi que la mise en exécution de ces modèles qui semble complexe à mettre en œuvre dans cette étude.

En effet, la deuxième partie de la revue bibliographique expliquera les raisons des choix opérés sur tous les composants du détecteur, à savoir le scintillateur plastique, le photomultiplicateur et le système électronique. Par la suite, plusieurs modèles mathématiques de déconvolution des mesures enregistrées au niveau des scintillateurs

seront présentés dans l'état de l'art et les méthodes de détermination des fonctions de réponse seront également présentées. Ces dernières sont des paramètres essentiels et intégraux dans les algorithmes de déconvolution, puis la plateforme expérimentale installée à bord de l'avion d'essai serait détaillée. Ainsi que des systèmes d'exploitation et de collecte de mesures liées à différents types de particules cosmiques à des altitudes allant jusqu'à plus de 50 000 pieds seront également développés.

Cependant, la prochaine étape sera de développer la modélisation du scintillateur utilisé dans l'installation expérimentale à bord de l'avion dans l'environnement de rayonnement cosmique dans un logiciel utilisant la méthode de Monte Carlo. Afin de déterminer les fonctions de réponse mono-énergétique par type de particules cosmiques, par la suite, la conversion des spectres mesurés collectés serait effectuée afin de simuler et de calculer les spectres des particules cosmiques incidentes. D'autre part, une validation serait réalisée par des comparaisons entre les résultats simulés à partir de l'algorithme de déconvolution avec les résultats affichés par d'autres outils reconnus dans le monde entier dans la détermination des spectres de particules cosmiques à des altitudes où volent des avions. Enfin, la modélisation a été finalisée par la conception d'algorithmes de prévision de spectres mesurés en temps réel, à l'aide de modèles mathématiques de Box-Jenkins et de réseaux de neurones. L'ensemble de ce processus de modélisation et de simulation qui a généré des résultats a été présenté pour approbation dans plusieurs conférences internationales dédiées au thème de cette étude. De plus, un article présentant les modèles utilisés et les résultats obtenus a déjà été publié et un autre est soumis pour publication dans des Journaux internationaux.

## **1.5 Structuration de la thèse**

Cette thèse est structurée comme suit: le présent chapitre fournit le contexte, explicite la problématique actuelle, fixe les objectifs et développe la méthodologie qui conduit à ce travail de recherche. Cependant, le chapitre 2 est dédié à la revue bibliographique liée à toutes les étapes du processus de développement de cette thèse. D'autre part, le chapitre 3 détaille tous les composants de la plateforme expérimentale installée à bord de l'avion d'essai, et ce chapitre donne les mécanismes d'opérabilité de cette installation ainsi que le système de collecte des spectres mesurés.

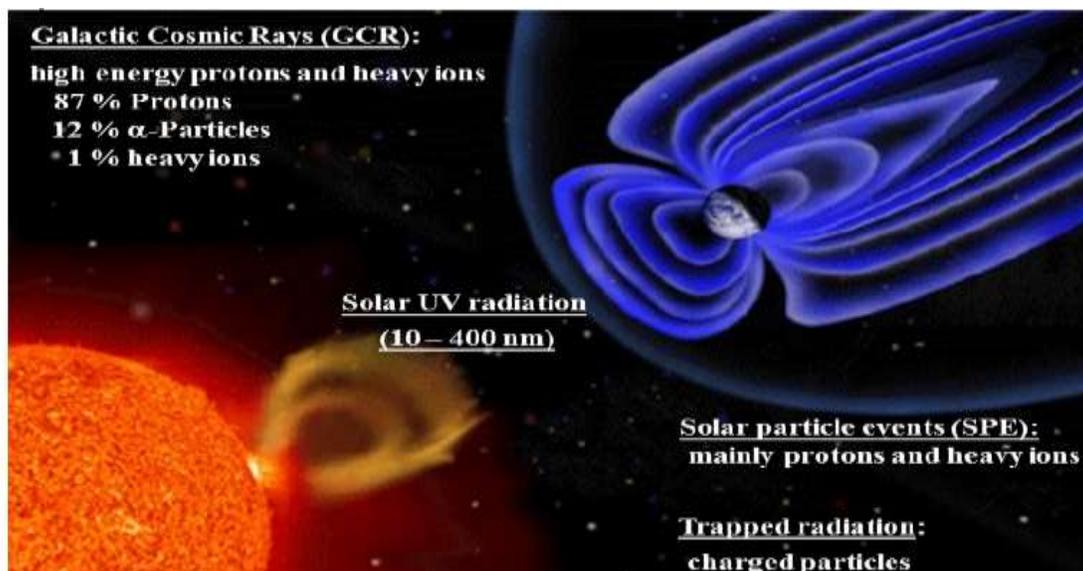
Par contre, le chapitre 4 donne un aperçu général des modes utilisés en spectrométrie en général et dans la détection et la mesure de certains types de particules cosmiques ionisantes, notamment à l'aide du scintillateur EJ-299-33A. De plus, ce chapitre développe la méthode d'étalonnage du système de mesure déployé au sol, afin de permettre à l'utilisateur de lire et d'interpréter les mesures à collecter à bord de l'avion d'essai. D'autre part, la partie qui suit au chapitre 4 traite des modèles et méthodes de simulation mis en œuvre dans cette étude, afin de déterminer les fonctions de réponse du scintillateur à l'aide d'un logiciel utilisant la méthode de Monte Carlo. De plus, le chapitre 4 synthétise la méthode de déconvolution et la résolution du problème inverse comme c'est le cas dans cette étude, en utilisant l'algorithme de Gravel et les spectres mesurés à bord de l'avion [21]. Pour atteindre l'un des objectifs de cette étude, à savoir la détermination des prévisions des spectres de particules cosmiques incidentes, deux modèles mathématiques ont donc été utilisés pour effectuer les prévisions des spectres mesurés en temps réel, qui seront convertis en spectres par l'utilisation des modèles développés précédemment pour convertir les mesures réelles en un spectre de particules cosmiques incidentes. À chaque établissement des résultats, des interprétations appropriées leur ont été assignées, afin de procéder à leurs validations et vérifications adéquates.

Enfin, le chapitre 5 donne les conclusions sur les degrés de réalisation des objectifs énoncés dans ce travail de recherche, ainsi que les propositions de recommandations pour améliorer l'état des résultats et compléter pratiquement ce travail de recherche en cours.

## Chapitre 2 - État de l'art

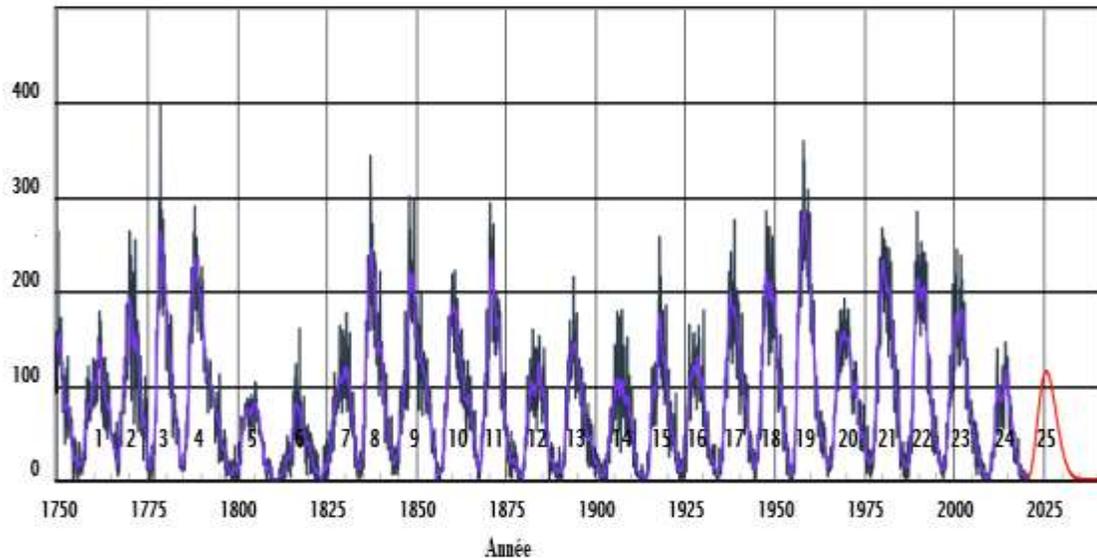
### 2.1 Environnements radiatif proche de la Terre

L'espace radiatif proche de la Terre est constitué de particules ionisantes et énergétiques provenant du système solaire, telles que les SEP. Ou piégées dans les deux ceintures de Van Allen, mais elles peuvent également provenir de l'extérieur du système solaire, telles que les GCR, comme le montre la Figure. 2-1. Les particules galactiques sont munies des vitesses relativistes et accélérées par les accélérations diffusives des chocs, causées par des explosions de supernova [2]-[3].



**Figure 2-7:** Espace radiatif proche de la Terre [22]

L'atteinte des GCR du champ magnétique entourant le soleil, appelé héliosphère, et du champ magnétique interplanétaire (IMF) est associée à la résistance manifestée par le vent solaire. Ce dernier module inversement l'intensité des GCR sur une période de 11 ans, dont l'activité estimée dépend du nombre de tâches solaires (sunspots) comptées par les différents moniteurs de neutrons installés sur plusieurs points de la surface de la Terre, comme la montre la Figure. 2-2.



**Figure 2-8:** Nombre de tâches solaires excitantes et prévues pour le cycle 25<sup>3</sup>

Cependant, l'intensité des SEP est proportionnelle à l'activité solaire pendant les éruptions solaires et les éjections de masse coronale se produisent durant les CME. D'autre part, des particules piégées par les champs magnétiques sont stationnées dans les deux ceintures de Van Allen, qui sont générées lors d'intenses activités solaires et également, lors de la décomposition des neutrons albedo des rayons cosmiques (CRAND). Cette décomposition est produite par les collisions des neutrons énergétiques et les molécules de l'atmosphère terrestre [3]. La tendance de variabilité des flux de ces particules ionisantes proches de la Terre n'est pas analytique, à l'exception des GCR ayant des énergies moins de 1 GeV, où leur variabilité est corrélée avec l'activité solaire et les flux des GCR sont également réduits par les décélérations adiabatiques du vent solaire [23]. En revanche, les deux flux des autres types cités précédemment enregistrent des pics en quelques heures à quelques jours, entraînant ainsi des difficultés à atténuer, en raison de la complexité de prédire leurs impacts.

À cet effet, plusieurs modèles physiques dans la littérature sont identifiés pour simuler en l'occurrence la modulation solaire et pour estimer les flux de GCR. Les protons et les particules alphas sont les particules constituant les GCR à des taux de 90% et 9% respectivement dans l'espace radiatif proche de la Terre [24]. Ces taux

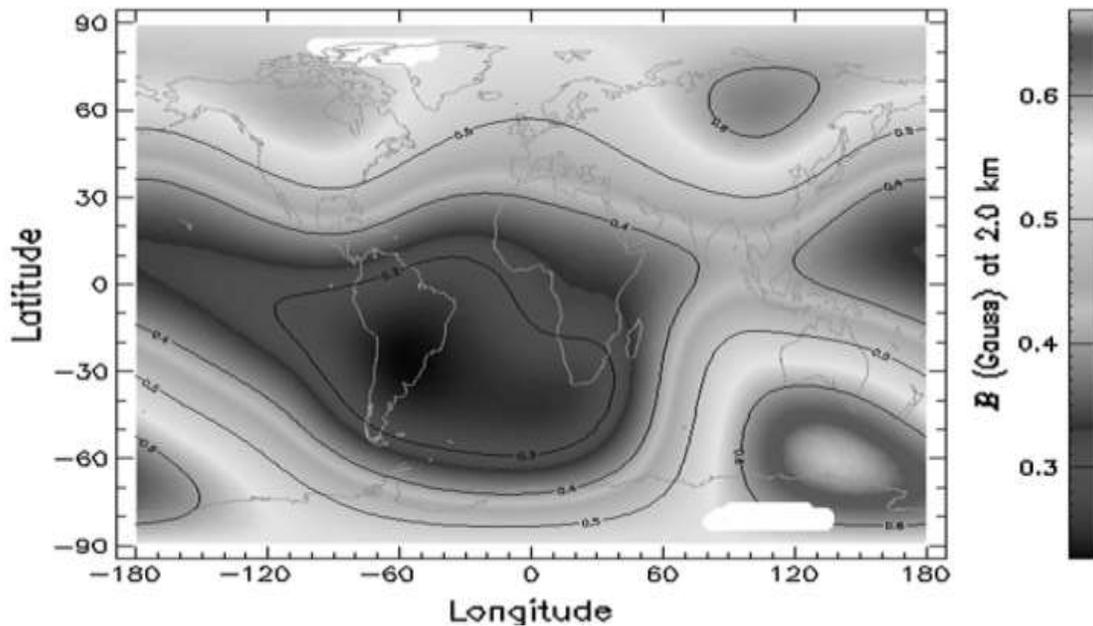
<sup>3</sup> <https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>

incluent les particules galactiques non modulées par le vent solaire à partir de l'héliopause par l'utilisation du théorème de Liouville ou l'utilisation des estimations développées dans l'article [3], [25]. De plus, la modulation solaire prise dans les modèles physiques est celle estimée par O'Brien et Burke ou celle estimée dans les articles [26]-[27] rapportés dans l'article [3]. Il convient de rappeler que ces modèles dédiés à l'estimation de la modulation solaire s'inspirent des mesures mensuelles précédemment effectuées au niveau des ballons et engins spatiaux, ainsi qu'au niveau du sol à l'aide de moniteurs de neutrons. Qui ont été inaugurés au cours de l'année géophysique internationale 1957-1958, dans le but de suivre l'évolution des flux de particules cosmiques dans l'espace radiatif proche de la Terre [28]. Le potentiel solaire rapporté ci-dessus, peut réduire jusqu'à 30% des flux GCR sur une période de quelques journées, ce phénomène est appelé réduction de Forbush.

Les particules SEP, principalement composées de protons et électrons, sont émises lors des éruptions solaires et des CME, puis ces SEP atteignent le champ magnétique interplanétaire en suivant la trajectoire caractérisée par l'équation de transport focalisé, qui néglige la convection et la décélération adiabatiques définies dans les articles [3], [29]-[30]. La résolution de ce type d'équation nécessite le principe des différences finies et des codes Monte-Carlo, comme le modèle développé par l'Université de Barcelone appelé « SOLPENCO » qui a la capacité de simuler le transport des SEP dans le champ magnétique interplanétaire. Cependant, il est essentiel de souligner que les SEP ne peuvent atteindre le champ magnétique terrestre que pendant une poignée d'événements, qui se produisent pendant une forte activité solaire. Les deux ceintures de Van Allen sont formées par une ceinture interne avec une altitude maximale de 300 km au-dessus du sol, qui est composée principalement d'électrons. Par contre, la ceinture extérieure emprisonne principalement les protons et peut atteindre une altitude maximale de 2500 km. Les flux des particules piégées par ces deux ceintures sont fortement tributaires de l'activité solaire et des tempêtes magnétiques, mais du fait de la courte durée de ces événements déclencheurs, la prévision des intensités des flux de particules localisées dans ces deux ceintures est très complexe.

Un autre aspect caractérise ces ceintures, il s'agit d'un décalage existant entre le pôle magnétique terrestre et le pôle géographique terrestre, ayant un impact direct dans la création d'une région appelée l'Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA), dont un contour est illustré sur la Figure. 2-3. Les astronautes craignent cette région car les flux

de particules sont assez élevés dans cette zone, en raison de la faible densité du champ magnétique terrestre causée par le décalage entre le pôle géographique et pôle magnétique.



**Figure 2-9:** Carte mondiale du champ magnétique par SPENVIS [7]

Une fois qu'une des particules cosmiques listées ci-dessus (généralement GCR et SEP) atteint le champ magnétique de la Terre, la rigidité  $R_p$  de cette particule doit avoir une valeur supérieure ou égale à la rigidité de coupure verticale  $R_c$ . Dont les détails du processus de calcul sont expliqués par les équations (2-1) et (2-2) du modèle développé dans l'article [25], par contre les équations (2-3) et (2-4) détaillent le modèle défini dans l'article [24], [31]. Cette valeur  $R_c$  présente la rigidité minimale à laquelle la particule est capable de pénétrer le champ magnétique terrestre et donc d'éviter la force de Lorentz que ce champ peut exercer comme une forme de résistance et de déviation par rapport à la Terre contre cette dite particule.

$$R_p = \frac{PC}{q} \quad (2-1)$$

P: Moment de la particule ; q: Charge de la particule et C: Vitesse de la lumière.

$$R_c = 14.9 \cos^4 \mu \quad (2-2)$$

$\mu$ : Latitude géomagnétique, cette valeur est presque nulle aux pôles et élevée à l'équateur.

$$R_c = 16.237 L^{-2.0353} \quad (2-3)$$

L'équation de Störmer utilise le paramètre de McIlwain L, qui est donné ci-dessous.

$$L = \frac{r_e}{\cos^2 \mu} \quad (2-4)$$

$r_e$  : Rayon de la Terre

D'autres outils ont été développés pour suivre la particule cosmique avant d'atteindre la couche supérieure de l'atmosphère terrestre. Ces outils doivent avoir des capacités méticuleuses pour intégrer mathématiquement des champs magnétiques, en juxtaposant les modèles du champ magnétique terrestre et celui du champ magnétosphérique, afin d'estimer cette rigidité de coupure verticale [3]. Par exemple, le code RIGCUT s'appuie sur ce principe mathématique pour calculer cette rigidité de coupure, par l'introduction de l'angle d'azimut et de la position zénithale du point d'incidence de la particule cosmique [25]. Cependant, ces modèles mathématiques nécessitent un temps de simulation considérable.

## 2.2 Espace radiatif atmosphérique

La particule GCR ou la particule SEP ayant une rigidité adéquate pour traverser le champ magnétique terrestre et dans ce cas atteindre le sommet de l'atmosphère terrestre [32]. Actuellement, la détermination approximative du transport de cette particule cosmique dans l'atmosphère est possible à l'aide de deux types modèles: déterministe et statistique. Le modèle déterministe est régi analytiquement par la forme stationnaire de l'équation de Boltzmann, ce modèle a été développé en 1872 par le physicien qui porte le même nom que l'équation. Ce modèle est basé sur la caractérisation des collisions de la particule cosmique primaire avec des molécules d'air, qui résultent d'interactions préalablement déterminées du rayonnement avec les gaz. À la suite de ce processus de collision, des particules cosmiques secondaires sont générées, telles que des noyaux, des leptons, des mésons, des baryons et des photons énergétiques. De plus, le modèle de Boltzmann est appliqué à la suite du processus de collision des particules cosmiques secondaires avec les molécules atmosphériques jusqu'à l'épuisement énergétique de chaque particule primaire ou secondaire. Ce modèle est défini en continuité avec la phase spatiale euclidienne, ayant trois coordonnées, l'énergie cinétique et la direction du mouvement des particules sont données dans les équations (2-5) à (2-8):

$$B_i \partial_i (x, E, \Omega, t) = \sum_j Q_{ij} \quad (2-5)$$

$$B_i = \Omega \cdot \nabla + \sigma_i + d_i - (\partial / \partial E_i) S_i \quad (2-6)$$

$$Q_{ij} = \sum_j \int_0^{4\pi} d\Omega \int_E^{E_{\max}} dE_B \sigma_{ij}(E_B \text{ vers } E, \Omega' \text{ vers } \Omega \phi_i(x, E_B, \Omega', t)) \quad (2-7)$$

$$i = \frac{\sqrt{1-\beta_i^2}}{(\tau_i C \beta_i)} \quad (2-8)$$

$B_i$ : Operateur de Boltzmann;

$\phi_i(x, E, \Omega, t)$ : Flux de particule  $i$  à l'emplacement  $x$  avec énergie  $E$  et direction  $\Omega$  à l'instant  $t$ ;

$\sigma_i$ : Section efficace d'absorption de particule de type  $i$ ;

$d_i$ : Probabilité de désintégration par unité de trajectoire de vol des particules radioactives (telles que les muons ou les pions) de type  $i$ ;

$S_i$ : Force d'arrêt de particules chargées de type  $i$ . Avec la supposition que  $S_i=0$  pour les particules non chargées;

$Q_{ij}$ : Diffusion intégrale, le taux de la production de type  $i$  à la direction  $\Omega$  et l'énergie  $E$  à l'emplacement  $x$ , par collision avec des noyaux ou désintégrations de particules de type  $j$  de direction  $\Omega'$  à haute énergie  $E_B$ ;

$\sigma_{ij}$ : Différentielle doublée ;

$C$ : Vitesse de la lumière dans le vide;

$\beta_i$ : Vitesse de la particule  $i$  par rapport à la vitesse de la lumière;

$\tau_i$ : Durée de vie moyenne de la particule radioactive de type  $i$  au repos.

Plusieurs types de cascades atmosphériques sont produits pendant le processus de désintégration illustré ci-dessus et sur la Figure. 2-4. Pour le type en cascade hadronique, le processus de génération de neutrons, de protons et de pions utilisant toujours le principe de Boltzmann a été conçu comme une extension de celui réalisé par Passow en 1962 [25]. En revanche, pour la cascade électromagnétique, le raisonnement est moins complexe que la cascade précédente, puisque les photons sont produits par la décomposition des pions neutres et les muons sont des produits par la décomposition des pions chargés, d'autre part les muons se décomposent pour produire des électrons et des neutrinos [26].

Il est à noter que le procédé développé ci-dessus nécessite la saisie des données décrites précédemment, pour qu'un point soit étudié, ces données concernent les coordonnées géomagnétiques, l'altitude et le potentiel héliocentrique. Par ailleurs, ces équations s'appliquent qu'aux particules cosmiques primaires d'une énergie supérieure à 100 MeV [25].

Un autre modèle analytique du transport du rayonnement cosmique dans l'atmosphère appelé PARMA, qui est basé sur le logiciel de transport de particules et

d'ions lourds (PHITS), mais PARMA détermine les flux de particules cosmiques secondaires à tout moment et n'importe où dans de l'atmosphère terrestre. Ces particules secondaires sont: les neutrons, les protons, les muons, les électrons, les positrons, les photons et les ions avec une charge jusqu'à 28(Ni) pour des énergies de 1 MeV à 100 GeV, à l'exception des neutrons avec une énergie allant de 0.01 eV à 100 GeV. Cet outil déploie des fonctions numériques analytiques et des coefficients prédéfinis pour normaliser et faire coïncider ses calculs avec ceux évalués par le code de grande cascade atmosphérique (EAS), à l'aide du logiciel PHITS.

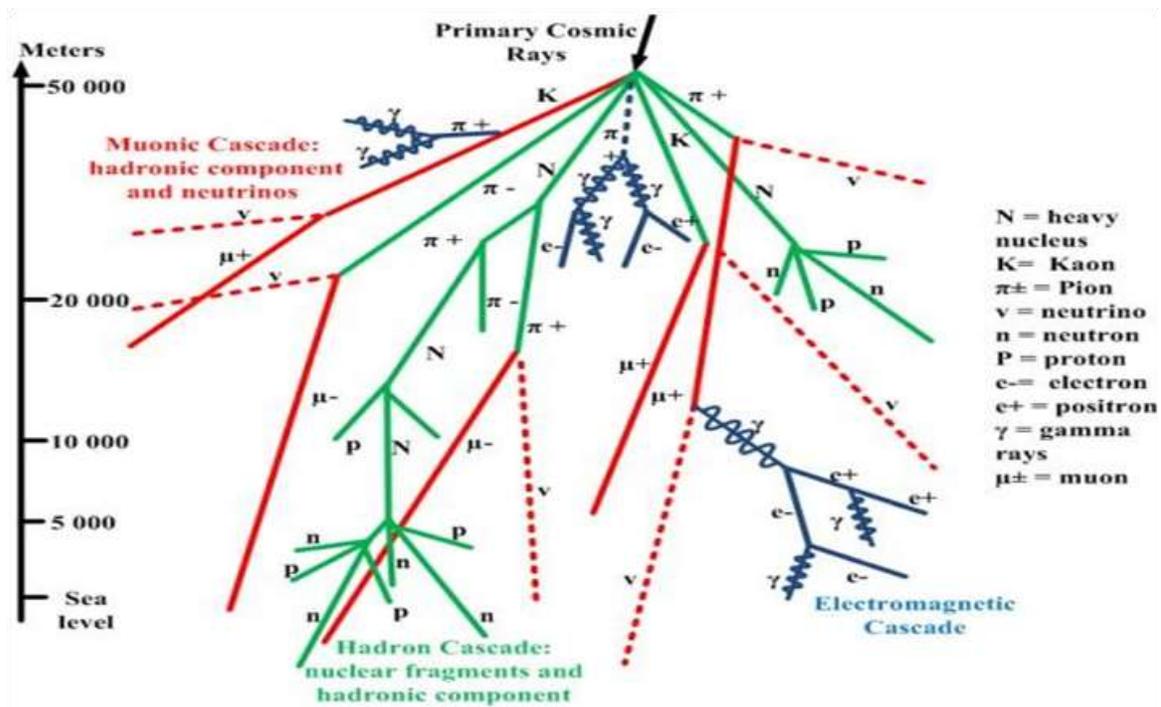


Figure 2-10: Désintégration de la particule cosmique primaire [33]

Il convient de rappeler que l'EAS utilise les sections efficaces disponibles dans la base de données de JENDL/HE (Japanese Evaluated Nuclear Data Library/High Energy) et INCL (Intra Nuclear Cascade of Liege). Et PARMA 3.0 est disponible gratuitement sur le web sous le nom du programme basé sur Excel pour calculer les spectres de rayons cosmiques atmosphériques (EXPACS). Cependant, les flux de particules primaires à une distance de 1 au de la Terre sont estimés par le modèle Matthias, qui est une version corrigée du modèle développé par l'organisation internationale de normalisation (ISO) [34]-[35]. À l'instar de nombreux modèles, celui-ci utilise également des mesures au sol provenant de moniteurs de neutrons. Le paramètre de performance d'EXPACS est l'énorme gain de temps de simulation par rapport aux

logiciels utilisant la méthode Monte Carlo en général et le code EAS en particulier, où le temps de simulation peut atteindre 2 mois en utilisant un appareil d'une capacité de 64 bits [34]. Par conséquent, EXPACS a été utilisé dans cette présente étude pour comparer nos résultats obtenus en simulant les mesures collectées à bord de l'avion d'essai.

Actuellement, de nouveaux codes statistiques émergent pour modéliser le transport de la particule cosmique primaire à travers l'atmosphère terrestre, en utilisant deux types d'interprétation de la méthode de Monte Carlo. La première interprétation applique le modèle de Berne comme celui utilisé pour le développement du code ATMOCOSMICS/PLANETOCOSMICS, ce modèle introduit également les bases de la technique Monte Carlo telle qu'appliquée dans le logiciel Geant 4 [3]. D'autre part, le deuxième type introduit les fondements de la technique Monte Carlo telle qu'incorporée dans les codes de CORSIKA et FLUKA. La première version de cette deuxième interprétation est développée par le laboratoire d'Oulu, appelée cascade atmosphérique de rayons cosmiques (CRAC). Cependant, les deux interprétations mentionnées ci-dessus se distinguent dans l'identification de l'aspect physique, qui caractérise chaque itération entre la particule et la géométrie utilisée, cette identification est prédéfinie de manière spécifique pour chaque modèle [3].

Les outils déterministes HZETERN et PLOTINUS, qui sont la nouvelle version de LUIN, utilisent les équations de Boltzmann, pour déterminer le processus de collision de la particule cosmique primaire avec les molécules atmosphériques. Cependant, les outils MCNPX/MCNP, PHITS, GEANT4 et FLUKA utilisent les principes de la méthode de Monte Carlo pour résoudre le même problème. Ces derniers outils sont basés sur des modèles probabilistes et statistiques pour apporter les choix d'interactions entre les différentes particules. Ces choix doivent être très proches des données réelles, afin de solutionner le problème physique qui se manifeste lors de la génération des différentes cascades de particules dans toute l'épaisseur de la couche atmosphérique [36].

### **2.3 Impacts des radiations cosmiques sur les équipements électroniques**

La mondialisation a grandement influencé le développement de lignes aériennes plus distantes, qui traversent les zones polaires associées à des altitudes de plus en plus élevées, afin de desservir tous les passagers appartenant à toutes les communautés

mondiales. Pour cela, les avionneurs ont ainsi amélioré la fiabilité, la sécurité et le confort des avions civils, en menant la conception de ces avions plus électriques aux structures composites et donc moins énergivores. Cette nouvelle conception a conduit à une augmentation du volume des installations de semi-conducteurs et de mémoires, ainsi que des registres. De plus, le fonctionnement de ces nouveaux modules électroniques est généralement associé à la réduction des niveaux de tension. Toutes ces mesures ont donc conduit à une augmentation spectaculaire de la sensibilité de ces équipements et de leurs circuits au rayonnement en général, et essentiellement au rayonnement cosmique.

L'apparition des installations électroniques dans les avions a commencé dans les années 1970, depuis lors l'introduction des modules électroniques a été progressive. Au cours des années 91-92, les résultats d'une étude de prospection réalisée en partenariat entre IBM et Boeing ont confirmé la survenue de bit-flips, traduits par des SEU dans des modules électroniques de taille réduite. Par conséquent, à partir de l'an 2000, un comité de l'IEC a été créé sous le nom de TC107, avec pour mission de consolider les efforts de tous les acteurs de l'avionique. Afin d'établir des lignes directrices et des normes pour décrire les processus de gestion et d'atténuation des effets du rayonnement cosmiques sur les systèmes avioniques. À l'issue de ces travaux, une série de normes et directives IEC 62396(1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8) sont régulièrement publiées et mises à jour [11], chacune portant le développement d'un processus très spécifique au problème dans ce domaine.

Trois types de dysfonctionnements peuvent être provoqués par l'interaction d'une particule ionisante avec des équipements et circuits microélectroniques: la dose ionisante totale (TID) est une erreur qui apparaît après une longue période de temps où la particule ionisante interagit avec le matériau, une charge est puis collectée et déposée à l'interface isolant/oxydant. Cependant, cette charge déposée entraîne des variations de données voire un arrêt complet du système [37]. Par contre, le dommage par déplacement (DD) est une erreur de type cumulatif, causée par un proton ou un ion hautement énergétique ayant la capacité de déplacer le noyau de son maillage cristallin dans la structure du semi-conductrice. Cette erreur peut entraîner des modifications des caractéristiques électriques et optiques du système ou de l'équipement [38].

D'autre part, l'événement erroné singulier (SEE) est une erreur transitoire, générée après l'interaction d'une seule particule ionisante avec la matière, cette particule

incidente cède son énergie aux molécules du matériau cible, de sorte qu'un pouvoir ionisant apparait le long du parcours de pénétration de cette particule dans le matériau. Ensuite, si la charge créée et collectée par la suite est supérieure à la charge critique du nœud situé en matière du module électronique, des modifications et dégradations peuvent être provoquées au sein de ce module électronique. Ce type de disfonctionnement peut être non destructif et transitoire (soft) ou destructif et permanent (hard). Les SEE présentent des risques potentiels pour les avionneurs car les deux premiers types d'erreurs mentionnés ci-dessus sont cumulatifs et ne présentent actuellement aucun risque pour les aéronefs, malgré la durée de vie moyenne d'un avion estimée à 25 années [11].

### 2.3.1 SEE de type Soft

Les SEE de type soft ne causent pas de dommages irréversibles et leur degré d'impact est exprimé en taux d'erreur soft (SER), dont l'unité est donnée en temps de défaillance (FIT), qui reflète le nombre de pannes toutes les  $10^9$  heures de fonctionnement pour l'équipement ou le circuit. Le SEU est plus probable si la collecte de charge provoquée par la particule ionisante se produit dans de petites zones actives ou à proximité de régions de déplétion. À cet effet, ce SEU se produit principalement dans les mémoires statiques à accès aléatoire (SRAM), les mémoires dynamiques à accès aléatoire (DRAM) et les composants électroniques complexes, tels que les microprocesseurs et les matrices de portes programmables sur site (FPGA) [14]. Le neutron est principalement responsable des SEU dans l'atmosphère terrestre, sachant que le flux à 40000 pieds est 300 fois supérieur à celui du sol.

Plusieurs méthodes analytiques sont présentées dans la littérature pour le calcul de SER telles que celles citées ci-dessous.

#### 2.3.1.1 Méthode de section efficace du neutron

Cette méthode est basée sur la probabilité que le neutron incident sur le matériau puisse provoquer un SEU, en physique, cette probabilité s'appelle section efficace  $\sigma_n$  exprimée en barns (ou  $10^{-24} \text{ cm}^2$ ) et dépend principalement de type du matériau [39]. Cette méthode donnée dans l'équation (2-9) prend également une fonction du flux différentiel du neutron atmosphérique  $\frac{dN}{dE}$ .

$$\text{SER} = \int \sigma_n (E) \left( \frac{dN}{dE} \right) dE \quad (2-9)$$

### 2.3.1.2 Méthode de taux de génération d'éclatement (BGR)

Cette méthode est développée par Ziegler et Lanford, appliquée aux neutrons et aux protons et est donnée dans l'équation (2-10) [39].

$$\text{SER} = C \sum_i \Delta V_i \int \text{BGR} (E_n, E_{ri}) \left( \frac{dN}{dE} \right) dE \quad (2-10)$$

C: Efficacité de collecte;

$\Delta V_i$ : Volume sensible de l'équipement;

BGR ( $E_n, E_{ri}$ ): Son unité est  $\frac{\text{cm}^2}{\mu\text{m}^3}$ , ce taux représente la probabilité que la particule incidente d'une énergie  $E_n$  en génère une particule de recul d'une énergie  $\geq E_{ri}$ ;

$\frac{dN}{dE}$ : Flux différentiel du neutron atmosphérique.

Plusieurs autres modèles mathématiques ont été développés pour déterminer le taux de SER, par différentes structures industrielles et académiques, telles que la NASA, IBM, USNA et NRL. Cependant, le modèle le plus approprié pour les avionneurs est celui produit par Boeing [18].

D'autre part, d'autres types d'erreurs soft peuvent se produire, comme le multi-bit perturbé (MBU), lorsqu'une seule particule incidente sur la matière peut déclencher plusieurs bit-flips dans le même mot. Cependant, la multi-cellule perturbée (MCU) se produit lorsqu'une seule particule incidente interagit avec plusieurs cellules de mémoires installées sur le même circuit, ce qui entraîne une erreur multiple. La correction de tous ces types d'erreurs mentionnés ci-dessus, consiste à intégrer dans l'équipement cible, les détecteurs et correcteurs d'erreurs (EDAC) et des outils de redondance. Afin de remédier à cela et de corriger la commutation de bits erronés, une autre solution est nécessaire en réinitialisant complètement l'alimentation électrique de l'équipement ou du circuit. Concernant, l'erreur de type SEFI se manifeste dans un composant complexe, tel que le microprocesseur, qui peut conduire à l'arrêt complet de cet équipement. Par conséquent, la suppression de cette erreur nécessite une reconfiguration et une réinitialisation du cycle d'alimentation [11].

### 2.3.2 SEE de type Hard

Les SEE de type hard causent des dommages irréversibles et destructeurs, l'erreur de type SEL se produit dès que la particule incidente interagit avec le thyristor d'une structure parasite associée au PNPN avec un semi-conducteur à oxyde métallique complémentaire (CMOS). À la suite de cette interaction, une force peut entraîner le verrouillage de l'appareil et son arrêt complet. Contrairement à l'erreur SEB qui se produit dans les équipements de puissance équipés de transistor à effet de champ semi-conducteur à oxyde métallique (MOSFET) en raison de la génération de courants et de fortes augmentations de température. Ces impacts peuvent conduire à la destruction de l'équipement, et l'élimination des erreurs hard implique automatiquement un service de réparation ou le remplacement de l'équipement, en déclassant celui qui est défectueux. Certaines situations nécessitent même de reprendre la conception de cet équipement [15].

### 2.3.3 Prévision, gestion et mitigation d'un SEE à bord d'un avion

Les prévisions de taux SEE nécessitent une analyse des sensibilités des équipements installés sur l'avion et des caractéristiques des trajectoires de vol (altitudes, latitudes et les durées de vols). De plus, cette étude de prévision doit introduire les risques des neutrons thermiques (très basse énergie), qui peuvent interagir avec les équipements fabriqués avec le bore-10. Des SEE seront probablement générées en raison des sections efficaces élevées résultant des interactions des neutrons thermiques avec ce type de matériau, qui est actuellement utilisé dans la conception des systèmes intégrés. D'autre part, les conditions de vol sont exprimées en flux de particules (c'est-à-dire le nombre de particules par surface sur une période de temps) déterminés de préférence, par des mesures, ou en utilisant les données mentionnées dans le document IEC 66623-1. Cependant, pour les études de conception, les flux introduits doivent inclure des particules sporadiques, mais sans tenir compte des flux lors d'événements solaires exceptionnels, qui peuvent provoquer des augmentations spontanées et sans précédent des quantités de radiation à des altitudes de vol des avions [19]-[20].

Cependant, l'évaluation de la sécurité du système (SSE) est une analyse qui prend également en charge les éléments mentionnés ci-dessus, mais ce type de calcul est déterminé pour l'équipement et le circuit, y compris toutes les fonctions liées du premier à l'équipement et du second au circuit. La première étape de ce processus est

une analyse qualitative par le biais de propositions d'atténuation, dans le but d'atténuer le risque de SEE. L'obligation de passer à la deuxième étape, qui consiste à effectuer une analyse quantitative, est motivée par l'échec de la première étape. Par conséquent, l'analyse quantitative estime le taux de SEE par l'utilisation des sections efficaces fournies par les fabricants, ou celles affichées pour des équipements similaires dans les documents IEC 66623. En outre, le concepteur peut utiliser les sections efficaces évaluées par des tests dans des laboratoires dédiés à ce type de travaux. Après l'analyse quantitative, des propositions de solutions et de modifications par remplacements ou par revue de conception des équipements et circuits peuvent être faites afin d'atténuer les risques de SEE [20].

## **2.4 Effets biologiques des radiations cosmiques**

Le transfert d'énergie linéaire (LET) est la quantité d'énergie déposée par la particule ionisante incidente sur une épaisseur du matériau cible, comme la peau humaine. En cas de LET élevés, des dommages peuvent se produire dans les récepteurs cellulaires et des changements de l'ADN dans les cellules humaines. En raison de la complexité de ces effets, deux types sont distingués, pour définir ces impacts sur l'homme en général, et en particulier sur la santé des membres d'équipage ainsi que pour les passagers [40].

### **2.4.1 Effets déterministes**

Ils sont spécifiques aux effets instantanés, en fonction de la durée d'exposition, de la quantité et du type du rayonnement. Malgré un temps d'exposition court, ces effets peuvent provoquer des nausées, des maux de tête, de la fièvre et des brûlures cutanées. Si ces expositions aux rayonnements à haute énergie durent plus d'un mois à un an, leurs effets peuvent provoquer des cancers, des cataractes dans les yeux, souvent l'infertilité et même la mort. Cependant, un seuil de dose peut être déterminé afin de limiter ces effets nocifs des rayonnements sur le corps humain [41].

### **2.4.2 Effets stochastiques**

Ils définissent les effets des expositions à long terme, de sorte que ces impacts apparaissent après des années et non instantanément. De plus, ces effets peuvent même

apparaître chez l'homme appartenant aux générations suivantes. Cependant, ces effets ne sont pas limités par un seuil, bien que ces impacts soient aléatoires, ils sont plus probables dès que les doses absorbées sont augmentées. Par conséquent, ces effets sont somatiques ou héréditaires [41].

### 2.4.3 Types et déterminations des doses

#### 2.4.3.1 Dose absorbée

C'est est le rapport de l'énergie déposée (dE) par la particule ionisante dans un volume cible de masse (dm), l'unité de l'énergie absorbée est Joules/kg, mais l'unité universelle est le Gray(Gy). Cependant, pour les particules ionisantes non chargées, telles que les neutrons et les rayons gamma, vous devez calculer l'énergie cinétique libérée par unité de masse (KERMA). Ce KERMA « K » diffère de la dose absorbée en tenant compte de l'énergie transférée ou cédée par ces particules non chargées aux noyaux de recul chargés dans le volume cible. La formulation de « K » est donnée dans l'équation (2-11) [42]-[43].

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2-11)$$

D'autre par, le LET décrit l'énergie moyenne perdue par la particule ionisante « dE » dans le volume cible, par unité de longueur de pénétration « dL » par les processus d'excitation et d'ionisation d'électrons dans le volume cible.

#### 2.4.3.2 Dose équivalente

La valeur LET décrite ci-dessus est proportionnelle au pouvoir ionisant de la particule dans le volume cible. En revanche, la dose absorbée ne dépend pas du type de la particule et de la valeur LET, bien entendu. Cependant, la valeur de la dose équivalente  $H_T$  dépend directement du type du rayonnement, comme indiqué dans l'équation (2-12). L'unité de la dose équivalente est (Joules/kg), appelée Sievert [42]-[43].

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R} \quad (2-12)$$

R: Type de radiation;  $W_R$ : Facteur de pondération de chaque type de particule et  $D_{T,R}$ : Dose absorbée par un volume de tissu T, pour chaque type de particule.

Le facteur de pondération pour un rayonnement spécifique est déterminé expérimentalement, sur la base de l'efficacité biologique relative (RBE) de chaque type de rayonnement par rapport à l'impact biologique d'un type de rayonnement de référence. Le détail de ces facteurs de pondération par type de rayonnement est donné en annexe A, selon deux publications de l'ICRP : n°60 en 1991 et n°103 en 2007.

### 2.4.3.3 Dose efficace

La dose efficace est la dose de protection utilisée dans le langage mondial. Cette dose comprend tous les types d'effets des rayonnements sur tous les organes du corps humain, comme le montre dans l'équation (2-13) [42]-[43].

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \quad (2-13)$$

$w_T$  : Facteur de pondération de chaque organe et tissu T.

Le facteur de pondération pour chaque organe et tissu est basé sur le calcul des moyennes des détriments radiologiques de chaque organe. Le calcul des moyennes prend en compte les valeurs de détriment radiologique pour les hommes et les femmes de tous âges. Par ailleurs, la détermination de ce détriment est basée sur des études épidémiologiques, qui définissent les probabilités de survenue d'un cancer et d'autres effets héréditaires. Les détails de ces facteurs de pondération par type d'organe sont donnés à l'annexe A.

Dès 1991, l'ICRP a émis un avertissement international afin d'établir une surveillance et un suivi réguliers des doses cumulées absorbées par les membres d'équipage tout en long de leur carrière professionnelle. Depuis, ces membres sont déclarés au préalable par la même commission: "travailleurs exposés professionnellement". Par conséquent, des seuils de doses efficaces sont fixés par l'ICRP pour atténuer les risques d'absorption de doses de rayonnement atmosphérique par les membres d'équipage, 20 mSv/an est la limite de dose efficace moyenne pour 5 ans, sans dépasser la limite de 50 mSv/an pour une seule année. Ces dernières limites ne s'appliquent pas sur le membre d'équipage féminin déclaré enceinte, par contre, le passager public a un seuil estimé à 1 mSv/an [16]. Aux USA, il n'y a pas de réglementation pour le contrôle et la surveillance des doses efficaces absorbées par les membres d'équipage, mais la FAA recommande les directives issues de conférence américaine des hygiénistes industriels gouvernementaux (ACGIH), en adoptant

globalement les seuils fixés par l'ICRP. Cependant, la FAA recommande un seuil de 1 mSv durant les premiers mois de la conception du fœtus pour les membres d'équipage féminins déclarés enceintes, mais seulement 0.5 mSv/mois pour le reste de la grossesse. Cependant, en 2014, la FAA a publié un ALARA, pour atténuer le risque de radiation atmosphérique pour les membres d'équipage. En revanche, la recommandation européenne 96/29/Euratom a été émise et généralisée à tous les pays de l'Union européenne, afin d'établir un suivi de dose efficace de l'équipage, si cette dose doit dépasser 1 mSv/an. Dans cette perspective, une série de mesures a été réalisée par plusieurs structures au cours de la période "1992-2003", et un outil de programme européen pour le calcul des doses des routes aériennes (EPCARD) a été développé par l'autorité de l'aviation civile allemande et approuvé par des mesures dont les écarts relatifs entre les simulations et les mesures ne dépassent pas 20%. Par contre, le gouvernement japonais a exigé aux compagnies aériennes des lignes intérieures d'adopter les recommandations émises par le conseil de radiation en 2006. Ces recommandations stipulent que la dose efficace annuelle absorbée par les membres de l'équipage ne doit dépasser 5 mSv. Pour faciliter la détermination de ces doses, un outil de système japonais pour le calcul des doses des routes aériennes sur internet (JISCADEX) a été développé pour aider les compagnies aériennes. À l'instar des autres pays, le Canada a également adhéré aux recommandations de l'ICRP dès 1991 à travers la publication n°60. En publiant une CBAAC contenant des consignes pour la mise en œuvre des moyens nécessaires, afin d'estimer les doses réelles absorbées par les membres de l'équipage, pour instaurer une future réglementation. À cet effet, des campagnes de mesure ont été lancées en collaboration avec le Collège militaire royal du Canada (RMC) pour calculer les taux de radiation aux avions militaires et civils [17].

Plusieurs codes existent dans la littérature pour déterminer les doses en vol, à l'aide d'outils de transport du rayonnement cosmique dans l'atmosphère, comme EPCARD (utilise le logiciel FLUKA pour le transport de radiation dans l'atmosphère), CARI7 (MCNPX), Free (PLOTINUS généré par LIUN) et l'algorithme de Pelliccioni (FLUKA) [10].

## 2.5 Systèmes de mesures

Depuis la publication n°60 en 1991 par l'ICRP où cette commission attribue aux membres d'équipage des avions « jets » un nouveau statut, à savoir la prise en compte de l'équipage désormais comme des travailleurs exposés professionnellement aux radiations. Tous les partenaires académiques et industriels du domaine de l'avionique aux niveaux national et régional ont commencé à travailler en collaboration et en partenariat. Le but de ces soi-disant fusions est de développer une réglementation et une législation pour protéger l'équipage des dangers des doses absorbées lors de son exposition au rayonnement cosmique au cours de son programme de vol. Il s'agit notamment de la société lancée par la Commission Européenne de dosimétrie (EURADOS), qui a lancé plusieurs programmes de mesures. En conséquence, des équipements ont été installés sur plusieurs vols durant la période "1992-2003" sillonnant la plupart des latitudes terrestres ainsi que plusieurs altitudes de croisière [10].

Pour évaluer correctement les taux de doses absorbées par les équipages, il convient de rappeler que la dose efficace "E" est la dose réglementaire utilisée dans le monde, mais cette donnée n'est pas mesurable. Par contre, la dose équivalente ambiante  $H^*(10)$  est mesurable et peut être convertie en une dose efficace, de plus la valeur  $H^*(10)$  est fonction de la géométrie du système de mesure et de la direction de l'incidence du champ de rayonnement. La dose opératoire  $H^*(10)$  retrace l'impact de l'incidence de la particule sur une sphère telle que définie par la Commission internationale des unités et mesures de rayonnement (ICRU) avec une profondeur de 10 mm et un rayon dont le vecteur est opposé au champ de rayonnement de cette particule [10].

Les instruments de mesures recommandés sont ceux qui ont la capacité de détecter et de quantifier les neutrons ainsi que les particules à faible LET, comme les électrons et les rayons gamma. Par conséquent, les compteurs proportionnels équivalents aux tissus (TEPC), le détecteur à semi-conducteur en silicium et les chambres d'ionisation sont les plus appropriés pour les mesures des radiations cosmiques là où volent les avions [10]. En outre, le meilleur instrument doit être capable de mesurer  $H^*(10)$  pour afficher une réponse isotrope et avoir une faible dépendance à ses mesures avec les énergies de chaque particule. Par ailleurs, la détermination des réponses de cet instrument doit être effectuée dans un laboratoire dédié et certifié par des instances

réputées en dosimétrie des radiations aux altitudes de croisière des avions. Si les réponses de cet instrument montrent des données similaires, lorsque les énergies des particules changent, alors il est préférable d'installer plusieurs types d'instruments, qui respectent le processus d'étalonnage évoqué ci-dessus [10]. Des normes ISO ont été élaborées en collaboration avec l'IEC sous le numéro 20785, concernant la quantification de la dosimétrie des radiations cosmiques à bord des avions, à cet effet, trois parties ont été générées comme suit :

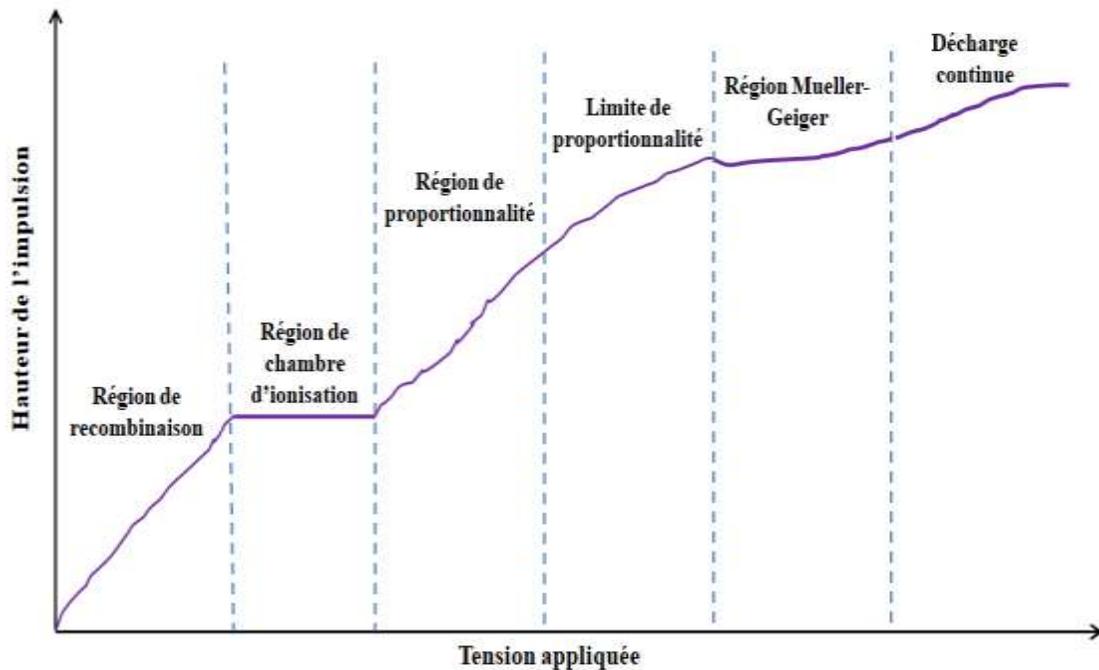
- ISO 20785-1, 2012: Établissement de bases pour les mesures des radiations cosmiques;
- ISO 20785-2, 2011: Caractérisation des réponses des systèmes de mesure;
- ISO 20785-3, 2015: Principes de base des mesures à bord des aéronefs.

À ce titre, plusieurs types de détecteurs sont employés dans les mesures à petite et grande échelle, le paragraphe ci-dessous donne un aperçu de ces types et de leur processus et mécanisme de détection.

## **2.5.1 Détecteurs fonctionnant avec le gaz**

### **2.5.1.1 Processus de détection**

Dès que la particule incidente frappe les molécules de gaz qui se trouvent dans une enceinte, ces molécules s'ionisent donc et produisent des ions positifs et des électrons libres. Ce processus d'ionisation se poursuivra tant que l'énergie de la particule incidente sera supérieure au potentiel d'ionisation, défini pour chaque type de gaz. Les paires chargées libérées après le mécanisme d'ionisation seront probablement collectées, suite à l'application externe de l'enceinte, d'un différentiel de tension entre les électrodes. La charge électrique générée est ensuite mesurée par un système électronique défini pour chaque type d'installation et d'application. Ces mesures enregistrées peuvent être converties en un spectre énergétique pour la particule incidente, en utilisant les résultats d'étalonnage du système de mesure précédemment caractérisé par l'utilisateur. Ces paires des ions et des électrons engendrées, cèdent par la suite leurs énergies, subissant des collisions successives avec les molécules du gaz détecteur. Quatre régimes de fonctionnement surgissent, suite à l'intensité de la tension externe appliquée entre les électrodes, comme la montre la Figure. 2-5.



**Figure 2-11** : Régions des compteurs remplis de gaz

### 2.5.1.2 Région de recombinaison

Faisant suite à la faiblesse de l'intensité de la tension polarisée appliquée aux électrodes externes de l'enceinte à gaz, les ions positifs et les électrons produits après le passage de la particule incidente dans le gaz, se recombinent pour se neutraliser. Donc, le courant généré au niveau du système de mesure est erroné et ne correspond pas réellement à l'énergie déposée par la particule incidente dans le gaz [44].

### 2.5.1.3 Région de chambre d'ionisation

L'application d'une tension externe avec des valeurs relativement plus élevées, par rapport à celles appliquées dans la région de recombinaison, conduit à la collecte des paires de charge générées. Cependant, l'analyse de la Figure. 2-5 montre que la charge reste fixe, bien que la tension polarisée soit augmentée. Ce phénomène caractérise le courant de saturation, qui dépend de l'énergie cédée par la particule incidente dans le gaz.

Les chambres d'ionisation sont les premières et les plus utilisées au monde pour la détection des rayonnements, en raison de leur simplicité et de facilité de montage, ainsi que de leur faible coût de fabrication et de leur résistance aux effets de rayonnements. Le déploiement principal des chambres d'ionisation se concentre sur les mesures des rayons X.

#### 2.5.1.4 Région proportionnelle

Appliquant maintenant une tension externe plus élevée que celle appliquée pour la région de chambre d'ionisation. Donc, les paires de charge primaires produites après le passage de la particule incidente dans le gaz, subissent une accélération, due au potentiel de la tension appliquée. Ensuite, des paires secondaires sont créées et se multiplient jusqu'à l'épuisement des énergies cédées aux ions et électrons. Malgré le processus de multiplication, la proportionnalité n'est pas garantie et est limitée avec l'augmentation de la tension externe. Cet aspect est dû à la condensation des ions positifs, qui ont tendance à ralentir, par rapport aux électrons légers, qui ont des vitesses rapides. Un cas spécifique pour cette région est le détecteur équipé de compteurs proportionnels multicâbles (MPC), ces compteurs sont composés de plusieurs câbles installés d'une égale distance les uns des autres, chaque câble possède son propre système électronique.

Le concept de détecteur proportionnel a commencé à partir des années 1940, le compteur rempli de tri-fluorure de bore «  $\text{BF}_3$  » est dédié à la détection des neutrons rapides, par contre le compteur rempli d'hélium est dédié pour la détection des neutrons thermiques. Cependant, le compteur le plus largement utilisé dans la dosimétrie neutronique et les rayons gamma principalement dans l'aviation civile et militaire, est le compteur proportionnel équivalent aux tissus (TEPC). Ce compteur est composé d'une chambre munie des parois remplies d'un mélange de gaz dont les spécificités biologiques coïncident avec les spécificités du tissu humain. Par ailleurs, ce type de compteur permet de mesurer le LET et la dose absorbée, pour en déduire enfin la dose équivalente [44]-[45].

#### 2.5.1.5 Région Geiger-Mueller

L'application à nouveau d'une tension externe plus intense peut générer une augmentation de la charge produite. En outre, cette augmentation peut conduire à l'apparition d'une avalanche de charges critiques dans le gaz, associée à la création d'un grand nombre de paires de charge libres. En conséquence, une charge importante est extraite du système électronique, et ce type de compteur s'appelle Geiger-Mueller, qui est capable de compter le nombre de particules incidentes, ayant le pouvoir de produire des charges élevées jusqu'à la rupture. Paradoxalement, le compteur Geiger-Mueller n'est pas capable d'identifier le type de particules incidentes et il est écarté de

la spectrométrie. Par contre, l'utilisation d'un amplificateur de signal n'est pas nécessaire dans ce type de compteur, car un signal fort se produit, suite à de multiples avalanches de charges générées dans tout le volume actif du détecteur [44].

## **2.5.2 Détecteurs fonctionnant avec un liquide**

### **2.5.2.1 Processus de détection**

Le processus est semblable à celui cité dans le paragraphe précédent, mais dans cette installation, l'utilisation d'un liquide remplace un gaz, donc les paires de charge sont collectées par les électrodes, suite au passage de la particule incidente dans le liquide. Ces charges conduiront à la production d'une impulsion dans le système électronique, qui est proportionnelle à l'énergie et au type de la particule incidente. Cette dépendance permet la détection et la mesure de la radiation, l'argon liquéfié est essentiellement utilisé pour la détection de particules, ayant des énergies élevées dans les calorimètres liquides. Cependant, le xénon est particulièrement avantageux dans les installations équipées d'un scintillateur dont les caractéristiques sont développées dans ce chapitre. Par ailleurs, les chambres d'ionisation en liquide utilisent principalement les gaz nobles, comme l'argon. En revanche, les compteurs proportionnels en liquide sont impossibles à monter, mais ce type de détecteur est plus stable que celui rempli de gaz, car le liquide se maintient en fil du temps dans de nombreuses utilisations. Son domaine d'application se pose dans les mesures de particules, ayant une énergie d'intensité modérée à grande, il se déploie également dans le domaine de l'accélération de particules utilisées en thérapie médicale [44].

Deux types appartenant aux détecteurs de liquide seront mentionnés ci-dessous.

### **2.5.2.2 Détecteurs Cherenkov**

Le principe de Cherenkov consiste à détecter une particule directement ou indirectement par collision avec une autre particule, et une émission de lumière ayant une longueur d'onde appartenant à la région visible est alors produite. De plus, les détecteurs Cherenkov sont exclusivement dédiés à la mesure de particules ayant une vitesse de déplacement dans un milieu supérieure à la vitesse de la lumière dans ce même milieu [44].

### 2.5.2.3 Chambres à bulles

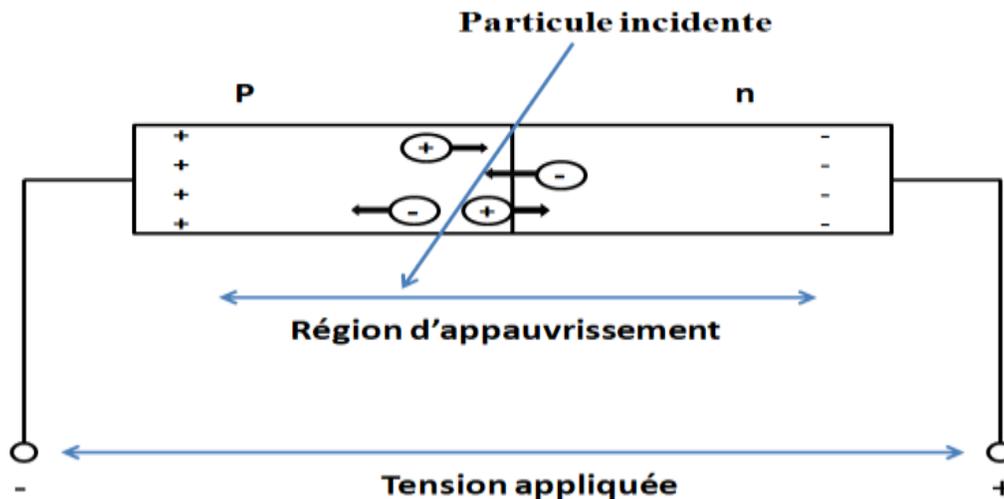
Ce type de mesure est le mode le plus ancien utilisé pour détecter la radiation, et le principe des chambres à bulles consiste à tracer le trajet de la particule incidente dans le système de détection avec des images. Tout d'abord, cette particule heurte les molécules d'un gaz liquéfié, à pression variable et surchauffé, après cette collision, de petites bulles font leur apparition. Actuellement, le système de traçage par imagerie est remplacé par un système électronique, cependant, des chambres à bulles sont toujours déployées pour mesurer les particules à faible énergie [44].

### 2.5.3 Détecteurs solides « semi-conducteurs »

Les semi-conducteurs sont formés d'une structure cristalline dont les spécifications de la conduction électrique se situent entre les isolants et les conducteurs. Les deux types de semi-conducteurs les plus utilisés dans la détection et la mesure des radiations sont le silicium [Si] et le germanium [Ge].

#### 2.5.3.1 Processus de détection

Le passage de la particule incidente dans la surface active du semi-conducteur, entraîne le déplacement de l'électron de la bande valence à la bande conduction, laissant un trou dans la bande valence. Par la suite, des charges libres (trous+électrons) sont alors générées et un mouvement de dérive de ces charges est déclenché, en appliquant un champ électrique externe à ce semi-conducteur. Ce mouvement conduit à la collecte des charges et conduit à la production d'un courant mesurable, qui dépend de l'énergie déposée dans le semi-conducteur par la particule incidente. Le processus est similaire à celui des chambres d'ionisation, néanmoins, l'avantage des semi-conducteurs est la génération d'une charge beaucoup plus élevée. Puisque l'énergie minimale allouée à la particule incidente pour créer une paire de charges dans les semi-conducteurs est inférieure à celle qui va aux gaz dans les chambres d'ionisation [44]. Mais, le bon fonctionnement des semi-conducteurs nécessite des conditions de température adéquates et l'ajout d'impuretés, donc cette dernière suggestion a pour rôle de changer les caractéristiques conductrices de ces semi-conducteurs et de les classer comme des donneurs «n» ou des accepteurs «p», comme indiqué sur la Figure.2-6.



**Figure 2-12:** Interaction de la particule incidente avec un semi conducteur dopant

Les détecteurs à semi-conducteurs montrent une bonne efficacité de détection pour plusieurs types de particules, combinée à une bonne résolution énergétique. Leurs capacités de détection parcourent les particules de faible énergie à haute énergie. Cependant, les semi-conducteurs présentent une sensibilité destructrice dans leurs structures cristallines et leurs spécifications de détection, au contact de radiations spontanées ou cumulées de fortes énergies. Afin de minimiser ces impacts irréversibles, il est indispensable d'augmenter la tension polarisée [44].

#### 2.5.4 Détecteurs par scintillation

Les scintillateurs sont caractérisés par un grand écart entre les deux bandes de valence et de conduction, ce qui les place dans la catégorie des isolants. Par ailleurs, les scintillateurs ont des centres de luminescence, ayant des niveaux distincts d'énergie, dont les différences correspondent aux énergies des photons, ayant des longueurs d'onde incluses dans la région visible. Donc, la particule incidente frappe le volume actif du scintillateur, peut entraîner une émission des photons optiques, puisque l'énergie absorbée par la matière du scintillateur provoque des mouvements d'excitation et d'ionisation dans le volume actif. Cependant, cette énergie absorbée peut se perdre et se transformer en chaleur, qui est transportée par des phonons dans le scintillateur, et ce phénomène est appelé extinction ou quenching en anglais. Il ne faut pas oublier que lorsque la particule incidente pénètre dans le scintillateur, elle se dépose et cède une partie de son énergie d'une manière progressive aux molécules de la matière scintillatrice jusqu'à épuisement de l'énergie de cette particule incidente.

Par conséquent, les photons optiques sont émis en petites quantités et sont complexes à mesurer. Pour cette raison, des photo-détecteurs, tels que les photomultiplicateurs (PMT) et les photodiodes, sont requis pour amplifier le signal produit par les photons de scintillation. Une meilleure collecte des photons par ces photo-détecteurs permet d'augmenter l'efficacité de détection des scintillateurs, mais actuellement cette efficacité est faible et se situe entre 10% et 15%.

L'émission de photons lumineux dépend du temps de montée (rise) et du temps de descente (decay) de l'impulsion lumineuse détaillée dans l'équation (2-14).

$$L = L_0 \left( e^{-\frac{t}{\tau_d}} - e^{-\frac{t}{\tau_r}} \right) \quad (2-14)$$

L: Intensité lumineuse;  $L_0$ : Hauteur d'impulsion maximale;  
 $\tau_d$ : Temps de descente;  $\tau_r$ : Temps de montée.

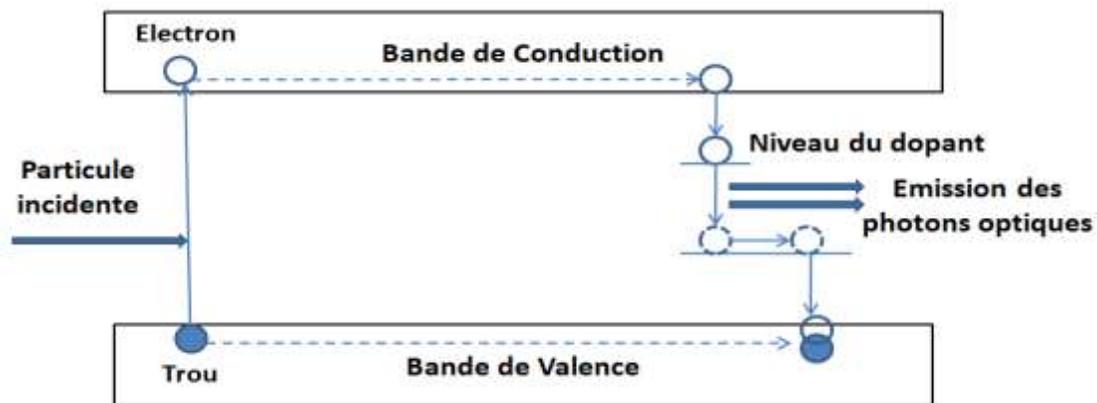
Le temps de montée n'est pas aussi important que le temps de descente, car le temps de montée montre des valeurs très faibles, moins de  $10^{-9}$  secondes, pour tous les scintillateurs. Par contre, le temps de descente diffère selon le type du matériau, le type et l'énergie de la particule. Sa détermination nécessite des tests expérimentaux, dont les résultats montrent des valeurs similaires pour chaque type de particule, donc une valeur moyenne est utilisée pour chaque type de matériau. Cependant, l'augmentation des températures de fonctionnement entraîne des temps de descente plus lents et la production d'une lumière retardée appelée thermoluminescence [44]. Par ailleurs, l'efficacité du scintillateur est déterminée pour chaque type de particule et son énergie selon la formule (2-15). Par exemple, la détection des rayons gamma est plus efficace pour les scintillateurs, ayant des densités et des poids atomiques élevés. Par contre, le phénomène d'extinction réduit cette efficacité, principalement après la présence d'impuretés, c'est pourquoi la purification des scintillateurs est régulièrement nécessaire.

$$\text{Efficacité du scintillateur} = \frac{\text{Énergie des photons émis}}{\text{Énergie déposée par la particule incidente}} \quad (2-15)$$

Il existe deux grandes familles de scintillateur dans les domaines de la détection et de la mesure des radiations : inorganiques et organiques.

### 2.5.4.1 Scintillateurs inorganiques

Si l'énergie cédée par la particule incidente au scintillateur inorganique dans sa structure cristalline est supérieure à l'énergie de la bande interdite de ce matériau. Alors, l'électron de la bande valence passe à la bande de conduction et deux charges libres sont donc créées: un électron à la bande de conduction et un trou chargé positivement à la bande de valence. Mais, tant que cet électron est dans un état excité et instable, il risque de passer à un niveau d'énergie inférieur situé dans les centres de luminescence, ce qui conduit à l'émission de photons. Par la suite, cette transition fait revenir cet électron à son état stable initial au niveau de la bande de valence et se recombine avec le trou créé initialement. Cependant, l'ajout d'impuretés dans la structure cristalline de ce scintillateur inorganique crée des niveaux intermédiaires pour piéger les électrons excités lors de leur transition depuis la bande de conduction. Si ces niveaux de piège correspondent aux centres lumineux, l'émission des photons est associée à ces transitions vers les niveaux inférieurs, comme la montre la Figure. 2-7 [44].



**Figure. 2-13:** Interaction de la particule incidente avec un scintillateur inorganique dopé

Le rendement lumineux d'un scintillateur est équivalent au nombre de photons émis, suite à l'absorption de 1 MeV d'énergie, ce rendement est tributaire principalement des paramètres suivants :

- Les caractéristiques intrinsèques du matériau structurant le scintillateur ;
- Le type et l'énergie de la particule incidente ;
- Conditions de température ;

- Et le taux de concentration des impuretés dans le scintillateur, et ce paramètre affecte également la résolution et l'efficacité énergétique. Bien que la présence de ces impuretés augmente le rendement lumineux, mais elles peuvent également causer l'extinction et ainsi réduire l'efficacité du scintillateur inorganique.

Par ailleurs, les scintillateurs inorganiques présentent une sensibilité aux variations des conditions atmosphériques, à savoir l'humidité et la température. Plus encore, la variation de pression détériore les scintillateurs solides en général, et les inorganiques en particulier, ce qui entraîne des vulnérabilités pour assurer la stabilité mécanique de ces scintillateurs. Le thallium dopé à l'iodure de sodium (NaI: TI) est le scintillateur inorganique le plus largement utilisé en spectrométrie, en raison de sa puissance lumineuse estimée à 41 000 photons/MeV, et les longueurs d'onde des photons émis lors de la scintillation sont dans la zone visible. Cette dernière caractéristique est avantageuse et essentielle lors de l'utilisation des PMT et pour éliminer l'auto-absorption des photons émis. Pour terminer, le NaI-TI est disponible dans la nature et à de faibles coûts de production, même à grande taille. Mais, ce scintillateur est vulnérable à l'humidité et son enceinte doit être maintenue fermée pour éliminer le risque d'humidité présente. Par contre, le scintillateur de sodium dopé à l'iodure de césium (CsI: Na) a généralement les bonnes spécifications que le précédent, mais ce type est moins hygroscopique. Le dernier type à citer est le thallium dopé à l'iodure de césium (CsI: TI) qui est efficace, mais pas suffisamment utilisé par rapport aux deux précédents [44].

#### **2.5.4.2 Scintillateurs organiques**

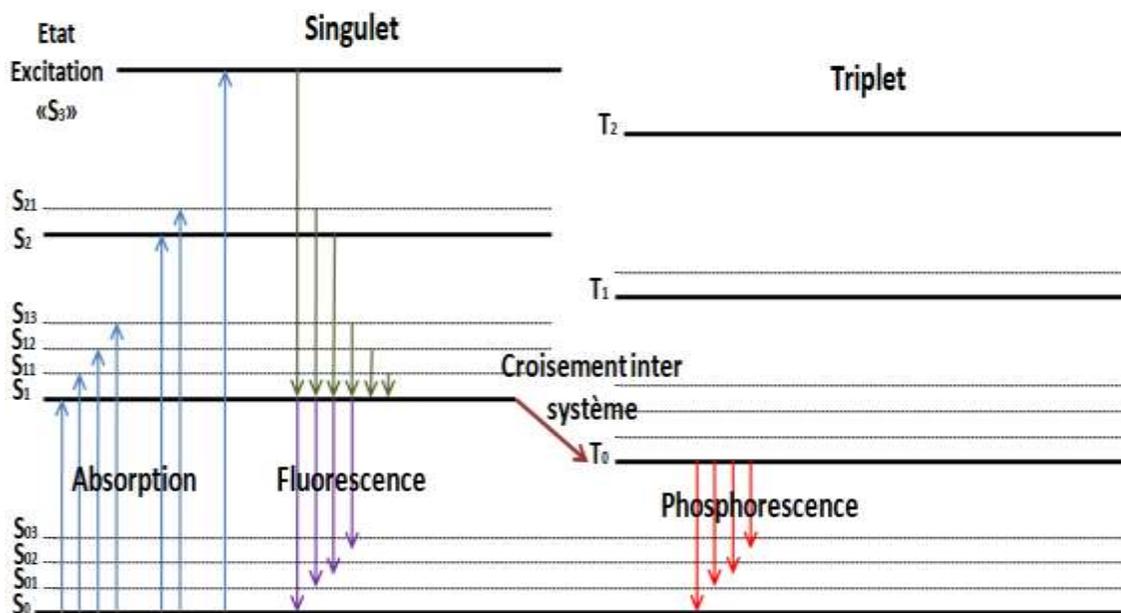
Ce type de détecteur est largement déployé en détection des radiations, dû principalement à la facilité de façonner le système de mesure, en fonction des besoins de l'utilisation.

##### **2.5.4.2.1 Processus de détection**

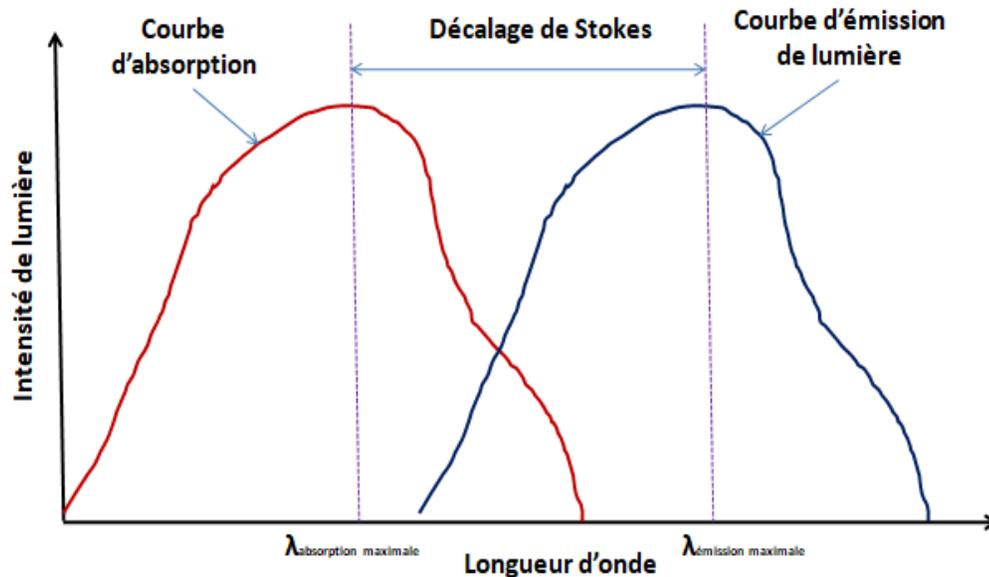
L'émission rapide de lumière, connue sous le nom fluorescence, se produit dès que la particule incidente frappe le volume actif du scintillateur organique. Ensuite, la particule incidente dépose une portion de son énergie aux molécules de la matière scintillatrice, qui absorbent cette énergie et passent dans un état excité. Puisque les molécules organiques ont des caractéristiques ayant une symétrie relative et une

structure II pour les électrons. Des transitions sont ensuite effectuées de l'état fondamental singulet  $S_0$  à l'état de base singulet  $S_1$ , ou  $S_2$ .etc., qui sont déclenchées dans ces molécules comme la montre la Figure. 2-8. Cependant, la lumière fluorescente se produit lors des transitions de désexcitation électronique entre l'état de base  $S_1$  à l'état fondamental  $S_0$  et ses niveaux de vibration d'une durée de quelques nanosecondes. La longueur d'onde de cette lumière se situe dans la région visible et dans la région ultraviolette. En revanche, les passages entre les autres niveaux intermédiaires déclenchent des transitions non-radiatives, qui durent quelques  $10^{-8}$  secondes. En outre, le niveau du triplet "T" est plus stable que le niveau singulet "S", de sorte que l'électron au niveau  $S_1$  est susceptible de traverser au niveau de triplet, avant de passer au niveau fondamental  $S_0$  et ses niveaux de vibration. Par conséquent, une lumière phosphorescente se produit après cette transition de l'état  $S_1$  à l'état  $S_0$  via  $T_0$ , qui peut durer des millisecondes [44]-[45].

Afin d'éviter l'auto-absorption de la lumière émise par le scintillateur, le théorème du chercheur G. Stokes doit être respecté, comme le montre la Figure. 2-9. Ce théorème stipule que la longueur d'onde de la lumière produite doit être supérieure à la longueur d'onde de l'énergie absorbée par le scintillateur après son interaction avec la particule incidente [44].



**Figure 2-14:** Processus de production de lumière dans le scintillateur organique



**Figure 2-15:** Principe du théorème de Stokes

Les scintillateurs inorganiques ont un meilleur rendement lumineux que les scintillateurs organiques. Par contre, le temps de réponse est meilleur pour les organiques, ce qui représente un avantage lors de l'utilisation des systèmes électroniques performants.

Il existe plusieurs types de scintillateurs organiques en spectrométrie: solide (plastique et cristallin), liquide et gaz.

#### 2.5.4.2.2 Scintillateur en plastique

La large utilisation des scintillateurs en plastique s'explique par leur simplicité de fabrication, cependant, leur production est intensive en main-d'œuvre, d'où un temps de fabrication considérable. La matière première du scintillateur en plastique est constituée d'un mélange d'acrylique et de polystyrène, ou d'un monomère de polyvinylidène et souvent un ratio de 1% d'un matériau de scintillation au poids total du produit mélangé entier. Le matériau de scintillation est principalement ajouté pour obtenir une composition chimique stable et de meilleures propriétés optiques, ainsi qu'une garantie de façonner la forme géométrique du scintillateur d'une manière ou d'autre. Ensuite, tous les constituants du mélange doivent être purifiés et polymérisés, par contre, la deuxième étape consiste à dissoudre un ou plusieurs fluors dans la matière première du scintillateur en plastique. Puisque le matériau de base sert de milieu intermédiaire pour absorber l'énergie cédée par la particule incidente et la transférer au 1<sup>er</sup> fluor par résonance de type Forster, par interaction dipôle-dipôle entre

deux molécules fluorescentes. Cependant, le choix de l'utilisation du 2<sup>ème</sup> fluor est régi afin d'augmenter l'atténuation des longueurs d'onde des photons émis, afin d'éviter l'auto-absorption de ces photons produits après l'interaction du scintillateur avec la particule incidente. Par conséquent, le rendement lumineux et l'efficacité de ce scintillateur augmenteraient, de sorte que ce rendement lumineux du scintillateur en plastique serait anti-corrélé avec la masse de la particule et corrélé avec l'énergie de la particule [44].

Bien que le scintillateur plastique ait plusieurs vertus en spectrométrie, ce détecteur présente certaines imperfections détaillées ci-après.

### a) Réponse non linéaire

Le problème du scintillateur en plastique est sa réponse produite par la variation de la lumière émise, qui n'est pas linéairement proportionnelle à la variation de l'énergie déposée, en fonction de la distance parcourue de la particule incidente dans le volume actif du scintillateur. Dont des détails sont donnés dans l'équation de Birks (2-16) [44].

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + K \frac{dE}{dx}} \quad (2-16)$$

A: Efficacité absolue du scintillateur;

K: Densité des centres d'ionisation par énergie absorbée, il s'agit d'un paramètre de saturation dont les valeurs existent dans la littérature pour certains matériaux;

$\frac{dE}{dx}$ : Variation de la force d'arrêt en fonction de la variation de la distance parcourue pour chaque particule incidente. Ce paramètre est donné par la formule Bethe-Bloch, qui est définie par type de particule chargée (voir chapitre 4 pour plus de détails).

La formule de Birks donne un aperçu du rapport d'énergie absorbée par le scintillateur, qui passe par des niveaux de vibration ou sous forme de chaleur, au lieu de passer par des niveaux d'excitation. Donc cette énergie est perdue et elle n'est pas convertie en lumière.

### b) Phosphorescence

Ce phénomène est déjà expliqué dans le paragraphe sur le processus de détection du scintillateur organique. Néanmoins, cet aspect est connu en anglais sous le nom « after glow », et ce phénomène est plus prépondérant dans les scintillateurs

organiques et les plastiques en occurrence. En outre, cet aspect est effectivement présent dans les interactions des particules lourdes à hautes énergies, ce qui conduit à des incertitudes dans les mesures enregistrées [44].

### **c) Dépendances du rendement lumineux**

Le rendement lumineux du scintillateur en plastique peut être réduit de 10%, en raison de l'augmentation de la pression du gaz environnant. Par ailleurs, le champ magnétique externe peut avoir un impact sur le rendement lumineux du scintillateur plastique, mais cet impact est négligeable pour certaines utilisations et pour des valeurs modérées des champs magnétiques [44].

### **d) Durée de vie limitée**

Le rendement lumineux et les propriétés optiques du scintillateur en plastique sont limités et se détériorent avec le temps [44].

### **e) Instabilité mécanique**

Des défauts et des fissures peuvent apparaître dans la structure physique du scintillateur en plastique lors d'un contact constant avec l'huile et la pression. Ces défauts affectent négativement les propriétés optiques du scintillateur, par ailleurs, l'interaction avec un rayonnement intense et cumulatif peut provoquer des atténuations des longueurs d'onde de la lumière émise par le scintillateur en plastique [44].

Malgré ces inconvénients, le scintillateur en plastique est largement utilisé principalement pour la dosimétrie médicale, car sa densité est proche de celle du tissu humain. En outre, ce type de détecteur est utilisé pour les mesures de particules de hautes énergies, du fait de sa structure solide et de la solidité du maillage entre les molécules. À cet effet, un scintillateur en plastique d'un diamètre de 2'' et d'une hauteur de 2'' a été déployé dans l'installation à bord d'un avion d'essai, pour mesurer les rayons cosmiques dans la présente étude. Par ailleurs, l'abondance d'hydrogène dans le composant du scintillateur plastique permet de détecter aisément et précisément les neutrons rapides, qui sont les particules cosmiques les plus intenses et redoutées par les avionneurs. En outre, la réponse de désintégration très rapide des scintillateurs organiques les propulse pour la détection directe des particules cosmiques à des altitudes où volent les avions, en les combinant avec des systèmes

électroniques de haute performance. Qui sont capables d'afficher des spectres énergétiques instantanés et directs de particules cosmiques en fonction de l'évolution des positions de l'avion pendant les vols. Aussi, en raison des dangers présentés par les scintillateurs organiques liquides pour leur manipulation et de la sensibilité des scintillateurs organiques cristallins, le scintillateur en plastique est donc le meilleur choix pour mesurer les particules cosmiques de la présente étude.

#### **2.5.4.2.3 Scintillateur cristallin**

Ce type de scintillateur organique présente de meilleures caractéristiques que le scintillateur inorganique, telles qu'une insensibilité à l'humidité et un faible taux d'autodiffusion, du fait de la présence d'hydrogène dans la constitution de ce type de scintillateur. L'anthracène ( $C_{14}H_{10}$ ) est le scintillateur cristallin le plus largement utilisé et le plus rentable, en raison de son rendement lumineux élevé. Cependant, le P-Terphényle ( $C_{18}H_{14}$ ) a un temps de descente très court, mais un faible rendement lumineux, qui peut être multiplié 5 fois avec l'ajout d'impuretés. Par contre, le stilbène ( $C_{14}H_{12}$ ) a un assez bon rendement lumineux, mais inférieur à celui de l'anthracène, et le stilbène est utilisé pour détecter les particules lourdes [44]-[45].

#### **2.5.4.2.4 Scintillateur liquide**

Ce type de scintillateur est composé d'un fluor primaire pour produire de la lumière, ayant une longueur d'onde comprise dans la région ultraviolette, donc, cette lumière risque d'être auto-absorbée par le scintillateur. À cet effet, l'ajout d'un shifter de longueur d'onde, qui permet d'absorber la première lumière émise et produit de la lumière, ayant une longueur d'onde dans la zone visible. Le mélange de fluor et du shifter doit se faire de manière homogène, pour obtenir un scintillateur liquide qui présente de bonnes spécifications de transmission lumineuse et de transition, et pour que ces spécifications ne se détériorent pas, les exigences de purification les plus aigües sont appliquées pour ce type de scintillateur. Cependant, la manipulation du scintillateur liquide par l'utilisateur est très risquée, compte tenu de sa grande inflammabilité. En revanche, le scintillateur liquide est stable sous des changements de température minimales et a un rendement lumineux de 50% à 80% de celui de l'anthracène [44]-[45].

#### **2.5.4.2.5 Scintillateur en glace**

La structure de ce scintillateur est composée de silicate de glace, qui contient du lithium et des éléments actifs, tels que le cérium pour détecter les neutrons. Malgré leur faible rendement lumineux (3500 photons/MeV), les scintillateurs en glace sont appelés à détecter les rayons gamma et les particules bêta dans des conditions environnementales rudes [44].

#### **2.5.4.2.6 Scintillateur en gaz**

Des gaz de haute pureté sont utilisés dans la scintillation, tel le xénon et l'hélium sont les deux gaz nobles, les plus utilisés en détection par scintillation [44].

#### **2.5.4.3 Photo-détecteurs**

La combinaison de photo-détecteurs et de scintillateurs est essentielle pour détecter les radiations, afin d'amplifier la faible charge produite par les photons émis par différents types de scintillateurs. Actuellement, deux types de photo-détecteurs sont disponibles pour mesurer les radiations, à savoir les photomultiplicateurs (PMT) et les photodiodes (PD). Le PMT a une réponse rapide, mais affiche des sensibilités de contact dans des environnements instables et difficiles, d'autre part, en fonction de leurs structures semi-conductrices, les PD sont plus stables mécaniquement. Par conséquent, l'enceinte du tube PMT est principalement constituée de glace, mais d'autres matériaux peuvent également être utilisés, à savoir la glace limée, la glace ultraviolette et le saphir. Par ailleurs, si la taille et la géométrie des surfaces d'interface entre le scintillateur et le photo-détecteur ne se coïncident pas, l'installation d'un guide de lumière est nécessaire. Afin d'assurer le transfert de lumière entre ces deux entités avec un taux de réfraction adéquat, et ainsi de minimiser la perte de photons produits par le scintillateur. De ce point de vue, cette fibre de glace est le matériau le plus utilisé pour assurer ce transfert à travers le guide de lumière [44].

##### **2.5.4.3.1 PMT**

Le rôle du PMT est de convertir les photons émis en un grand nombre d'électrons. Le premier composant du PMT est la photocathode et le deuxième composant est un tube contenant plusieurs dynodes.

### 2.5.4.3.1.1 Photocathode

Le rôle de la photocathode est de convertir les photons émis par le scintillateur en photoélectrons par effet photoélectrique. Cette photocathode est constituée d'une fenêtre d'interface comportant une fine couche de matériau semi-transparent, capable d'absorber les photons émis et de les convertir en photoélectrons. Ce type de photocathode est lié au type de transmission et la formule (2-17) décrit le mécanisme de conversion en énergie du photoélectron produit, en supposant qu'aucune perte ne se produit lors de cette conversion [44].

$$E_e = \frac{hC}{\lambda} - \phi \quad (2-17)$$

h: Constante de Planck; C: Vitesse de la lumière;  $\lambda$ : Longueur d'onde du photon émis; et  $\phi$ : Seuil d'énergie de la fonction du travail du métal.

Cependant, l'efficacité quantique de la photocathode « QE » exprime le ratio du nombre de photoélectrons «  $N_e$  » produits, en fonction du nombre de photons émis par le scintillateur «  $N_\gamma$  ».

$$QE = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (2-18)$$

Les matériaux Bialkali sont les plus utilisés pour le montage et la fabrication de photocathodes, à savoir les SbPbC et les SbKC. En outre, le rendement quantique des photocathodes en matériaux Bialkali peut atteindre 30% et leur fonctionnement ne dépend pas des variations de la température extérieure.

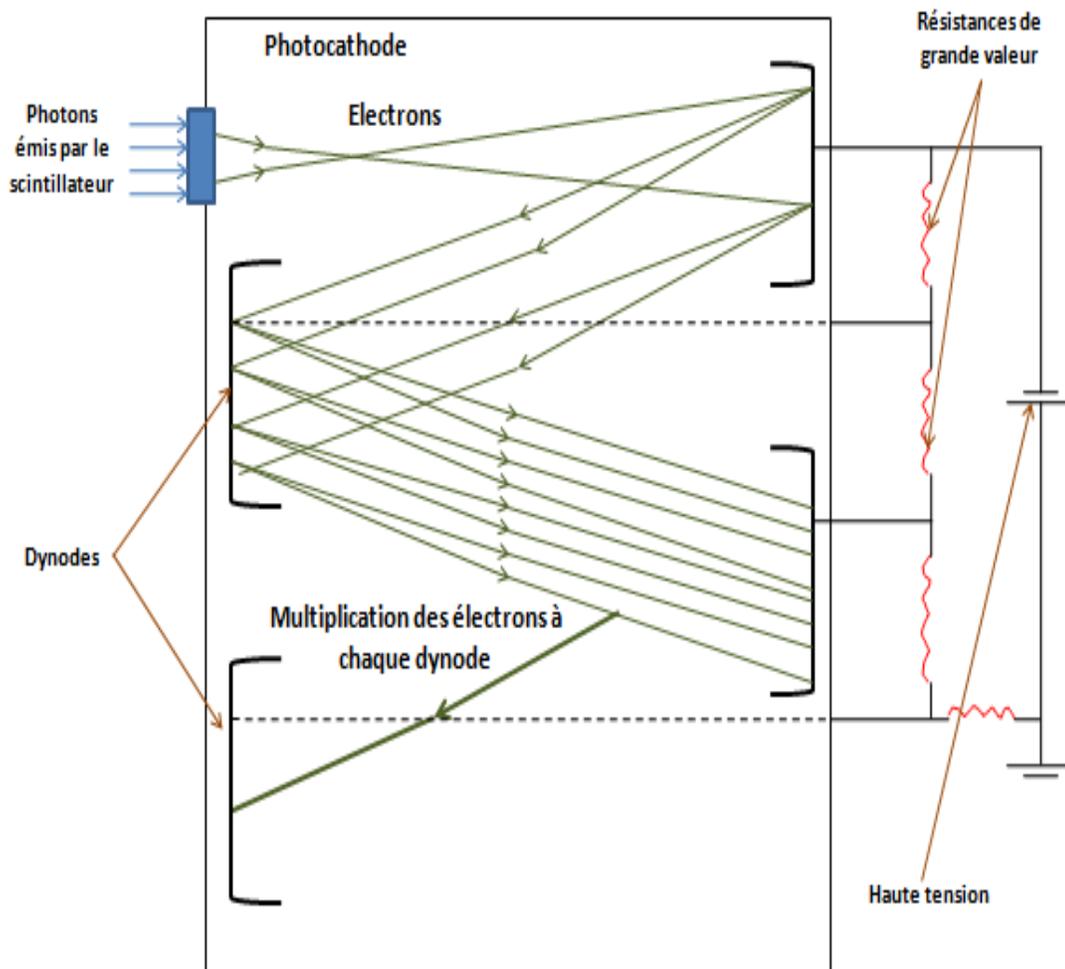
### 2.5.4.3.1.2 Tube

Les photoélectrons produits par la photocathode sont alors accélérés par l'application d'un potentiel de très haute tension (en milliers de volts) entre la photocathode et l'anode et de haute tension (en centaines de volts) entre les nombreuses dynodes installées dans le tube, comme le montre la Figure. 2-10. Par contre, la multiplication est garantie par l'effet photoélectrique qui caractérise chaque dynode. Dès que le photoélectron frappe la structure métallique de chaque dynode, alors un effet multiplicateur se manifeste selon la formule (2-19), qui traduit le calcul du gain global du PMT [44].

$$\mu = \prod_{i=1}^n \delta_i \quad (2-19)$$

$\mu$ : Gain du PMT;  $i$ : Nombre de dynodes;  $\delta$ : Facteur multiplicateur de chaque dynode.

L'anode est en métal pour assurer la collecte des électrons perdus par les dynodes, afin d'obtenir une réponse linéaire du PMT, et la garantie de cette collecte dépend de la conception de l'anode et des dynodes ainsi que de la différence de tension entre la dernière dynode et l'anode. Plusieurs types de géométries et de formes de dynodes existent sur le marché, tels que linéaires ou circulaires.



**Figure 2-16 :** Multiplication des photoélectrons dans le PMT

Cependant, l'efficacité du PMT comprend deux paramètres, à savoir l'efficacité quantique de la photocathode et l'efficacité de collecte, ce dernier paramètre définit le ratio des électrons collectés par la première dynode, en fonction du nombre de photoélectrons produits par la photocathode. En outre, l'efficacité de collecte dépend de plusieurs paramètres, tels que le type de géométrie de la photocathode et la structure de la première dynode ainsi que le positionnement (et l'espace) de la photocathode par rapport à la première dynode.

L'atteinte de l'anode est considérée comme la dernière étape, avant la transmission avec un meilleur ratio signal-à-bruit (signal-to-noise) du courant produit vers le système électronique installé en aval de l'anode. Cette transmission nécessite la conversion du courant en tension en installant des résistances de très haute valeur dans le circuit et des condensateurs en bout de circuit, afin d'assurer un ratio signal-à-bruit efficace, avant de transmettre le signal à l'amplificateur du système électronique.

Par ailleurs, le champ magnétique externe peut exercer une force de déflexion sur les électrons situés essentiellement dans le tube de leurs trajectoires primaires, cela provoque des pertes et des erreurs sur le signal final. L'une des solutions les plus courantes pour éliminer ce risque consiste à construire une cage faraday le long de l'enceinte entière du PMT.

Un PMT d'un diamètre de 2'' et composé de 10 étages de dynodes a été acquis dans cette étude, pour ses bonnes qualités de multiplication d'électrons et surtout pour le savoir-faire déjà acquis et diffusé par les utilisateurs du PMT connecté aux scintillateurs organiques en d'autres types applications.

#### **2.5.4.3.2 Photodiodes « PD » et photodiodes à avalanche « APD »**

Les progrès des semi-conducteurs ont donné lieu à une résurgence des photodiodes, dont l'efficacité quantique peut atteindre des valeurs moyennes à élevées. Les détecteurs à semi-conducteurs utilisent des diodes PIN, des diodes à hétéro - jonctions et une diode Schottky. Cependant, la diode de jonction P-N a un gain de 1, où le taux de recombinaison est minimal, d'autre part les APD ont un gain de 10 000 ou plus. Malgré le rendement quantique élevé des APD, mais dès qu'une tension nominale est appliquée, la multiplication de la charge disparaît, cela endommage le signal et ne le rend pas vraiment mesurable. À cet effet, l'APD est constituée d'un ensemble de matériaux au travers desquels s'effectue la multiplication des charges, conduisant ainsi à l'obtention d'un courant électrique très avantageux par rapport au PD. Mais, le problème des APD reste leur haute sensibilité aux radiations comparant à la PD [44].

### **2.5.5 Traitement de signal dans le système électronique**

Deux niveaux de traitement sont nécessaires, le premier traitement concerne l'amplitude de l'impulsion de sortie, d'autre part le second traitement est lié à la synchronisation de l'impulsion de sortie. L'objectif de l'analyse d'amplitude est

d'afficher les énergies spectroscopiques des particules incidentes dans le volume actif du scintillateur, mais l'analyse du timing de ces amplitudes est liée au suivi des particules incidentes. Le traitement ne concerne que le signal analogique, néanmoins l'analyse est extrapolée si le signal est converti en signal numérique. Pour cette raison, les processeurs de signaux numériques (DSP) sont actuellement très populaires, suite à des réductions de prix de programmation. La première étape concerne l'amplification de l'impulsion produite par le photo-détecteur connecté au scintillateur, car cette impulsion a une faible amplitude de très courte durée. Pour cela, la mesure directe est complexe et génère des erreurs systématiques, de sorte que l'installation d'un préamplificateur en aval du photo-détecteur est nécessaire pour augmenter l'amplitude et rendre l'impulsion traitable. Par contre, la deuxième étape dépend du type et des objectifs de l'application, car un traitement analogue peut être suffisant, si l'application ne nécessite qu'une amplification de l'amplitude au niveau du préamplificateur et une mise en forme de l'impulsion par l'amplificateur avant sa transmission à l'analyseur. Ce transfert de signal est assuré par l'utilisation de câbles très spécifiques, mais la mise en forme des impulsions sert à augmenter le taux du signal-à-bruit et également à augmenter la résolution. Cependant, certaines applications exigent un traitement numérique pour la mise en forme et la conversion d'impulsions [44].

#### **2.5.5.1 Convertisseur de signal analogique en signal numérique (ADC)**

Un ADC est élément essentiel pour l'analyse et le stockage des signaux faibles et les paramètres cités ci-dessous caractérisent chaque ADC utilisé.

##### **a) Temps de conversion**

Cette durée est tributaire du type d'ADC et de l'amplitude de l'impulsion.

##### **b) Temps mort**

Ce temps est le temps mis par l'ADC pour acquérir le signal, terminer la conversion et acquérir l'impulsion suivante. Ce temps dépend du temps nécessaire pour acquérir le signal, du temps nécessaire à la conversion, du temps que les tampons transfèrent les données et du temps nécessaire pour se réinitialiser.

D'autres paramètres ADC doivent être définis, tels que la résolution, le taux de non-linéarité et le taux de stabilité.

<sup>4</sup>Après le balayage par un ADC, les données sont transférées vers l'unité de traitement du signal, puis cette unité permet aux données d'être filtrées et formées numériquement. Ce traitement est assuré par des algorithmes mathématiques sophistiqués, par l'utilisation de logiciels ou par l'introduction des composants matériels. Aussi, du fait de l'existence de sources de bruit internes et externes sur le circuit, l'installation de filtres de fréquences est alors souvent nécessaire.

### **2.5.5.2 Discrimination**

Le principe de sélectivité sur la commande du signal de sortie, qui ne doit pas dépasser un seuil déjà prédéfini, et pour le traitement analogique, cette sélectivité est effectuée par un module. Par contre, pour le signal numérique, un circuit comparateur entre la tension d'entrée et la tension de seuil préprogrammée est incorporé dans le système, donc deux types de discrimination existants définis ci-dessous [44].

#### **a. Analyseur d'un seul canal (SCA)**

Cette discrimination est quasiment abandonnée en spectrométrie, car ce type utilise un module distinct du système de comptage défini par les seuils minimums et les maximums.

#### **b. Analyseur multicanaux (MCA)**

MCA est une version modifiée de SCA, gardant le même principe, mais au niveau de MCA, plusieurs seuils sont incorporés par l'installation. Par conséquent, MCA est très rapide et enregistre moins d'incertitude, car MCA utilise un système puissant capable d'éliminer les événements, ayant les tailles des impulsions, qui ne sont pas incluses dans les plages de seuil, contrairement à SCA, qui utilise des signaux traités de manière analogique. Habituellement, le MCA a un nombre de canal de 512, 1024, 2048 ou plus, mais dans la présente étude, un MCA à 2048 canaux a été utilisé. Ces canaux reflètent l'emplacement des mémoires, qui correspondent aux comptages ADC et à leurs incréments, et pour que le système soit opérationnel, la pleine capacité doit être opérationnelle. De plus, les principes de spectrométrie déployés dans le système de mesure de notre étude stipulent que l'amplitude de l'impulsion correspond à l'énergie déposée par la particule incidente dans le volume actif du scintillateur plastique. Par ailleurs, le comptage des impulsions de même amplitude est également enregistré dans ce système de mesure correspondant au spectre d'énergie déposée.

En revanche, un autre type de discrimination se produit lors de la mise en forme des impulsions résultant des lumières produites par le scintillateur après l'interaction avec les différents types de particules cosmiques incidentes. Pour cela, dans la présente étude, un processus dynamique a été mis en œuvre en installant des systèmes d'échantillonnage appropriés en ADC et des algorithmes adéquats en FPGA. Qui permettent de discriminer les impulsions lumineuses produites par les neutrons et les rayons gamma, en fonction de la différence de temps de descente (decay) des lumières produites par ces deux particules cosmiques. Cette caractéristique discriminante est nécessaire lors de la détection de particules dans un champ mixte, comme le champ cosmique présent aux altitudes où volent les avions. En outre, le scintillateur en plastique se caractérise par sa grande capacité à distinguer les différents types de particules [35]. Donc, encore une fois, le choix du scintillateur en plastique était essentiel dans la présente étude.

## **2.6 Spectrométrie dans les scintillateurs organiques**

Le mode de fonctionnement préféré du MCA est l'échelle multicanaux (MCS), au lieu de l'analyseur de hauteur de l'impulsion (PHA). Car le MCS offre une flexibilité dans le choix des bins de taille d'impulsions, en fonction des objectifs et des caractéristiques de l'application, à savoir la résolution. En outre, les MCA de haute performance peuvent même s'interfacer avec le système de mesure, comme l'installation de la présente étude, pour afficher et stocker les données de sortie transmises par le MCA. Ces bins collectés correspondent aux énergies déposées par les particules incidentes dans le volume actif du scintillateur plastique. Pour déduire les valeurs numériques des énergies déposées à partir de ces données expérimentales, une calibration du système de mesure est la première étape de toute installation dédiée à la spectrométrie.

### **2.6.1 Calibration du système de mesure**

L'objectif de la calibration est de déterminer la fonction de dépendance entre le nombre de canaux du MCA affiché par le système de mesure et l'énergie absorbée par le scintillateur. Par ailleurs, un bon MCA affiche une réponse linéaire pour une plage de valeurs d'énergie absorbée par le scintillateur, de sorte que le résultat de cette réponse doit montrer une ligne droite. Sans cette linéarité, la calibration du système de

mesure et l'interprétation des enregistrements expérimentaux sont complexes à réaliser. Cependant, l'utilisation de sources radioactives internationalement reconnues pour effectuer cette calibration est impérative. Cette calibration dans la présente étude est réalisée au niveau du sol en utilisant des sources de rayons gamma ayant des valeurs préalablement connues, alors l'amplitude maximale de l'impulsion enregistrée par le MCA, correspond à l'énergie absorbée par le scintillateur [46]. Plus de détails sur la calibration effectuée sur le système de mesure de cette étude sont présentés aux chapitres 3 et 4.

### 2.6.2 Déconvolution des spectres énergétiques mesurés

La détermination des spectres énergétiques des particules incidentes non chargées, à partir des mesures collectées sur MCA connecté à un scintillateur en plastique, nécessite la résolution de base de l'équation intégrale linéaire de Fredholm au premier degré (2-20). Parce que ces mesures enregistrées résultent de particules de recul produites après l'interaction des particules incidentes non chargées, telles que les neutrons et les rayons gamma, avec la matériau du scintillateur dans son volume actif [21].

$$\frac{dN}{dH} = \int_0^{E_{\max}} R(H, E)\phi(E)dE \quad (2-20)$$

$\frac{dN}{dH}$  : Différentiel du spectre d'amplitude d'impulsion mesuré;

$R(H, E)$ : Fonctions de réponse énergétique du scintillateur plastique;

$\phi(E)$ : Spectre énergétique de la particule incidente.

Cependant, la résolution de l'intégrale dégénérée de Fredholm, par l'utilisation de mesures de particules de recul, n'aboutit pas à une solution unique, car le nombre fini de mesures discrétisées collectées ne peut pas définir l'équation continue entre la source et les mesures [21]. Cela conduit à la transformation de l'équation (2-20) approximativement en une équation de matrices linéaires discrétisées (2-21).

$$N(H)_i = \sum_{j=1}^m R(H, E)_{ij}\phi(E)_j \quad (2-21)$$

$N(H)_i$ : Vecteur des enregistrements mesurés dans  $i^{\text{ème}}$  canal du MCA de  $n$  valeurs;

$\phi(E)_j$ : Vecteur de spectre énergétique de la source ou de la particule incidente d'intervalle  $j$ ;

$R_{ij}$ : Matrice des fonctions de réponse énergétique du scintillateur plastique, cette matrice est rectangulaire  $n \times m$ .

Par ailleurs, la détermination du spectre énergétique de la source nécessite la résolution du problème inverse donné dans l'équation (2-22).

$$\phi(E)_j = \sum_{i=1}^n (R(H, E)_{ji})^{-1} M(H)_i \quad (2-22)$$

En outre, la description de la relation entre le spectre mesuré et le spectre de la source est une tâche complexe, car le spectre mesuré ne coïncide pas avec celui de la source. En raison de plusieurs facteurs, à savoir la géométrie de la source et du détecteur, la résolution énergétique du détecteur et les poids des différentes interactions des particules incidentes avec le scintillateur. Ceci conduit à la résolution de l'équation inverse (2-22), basée sur la corrélation du spectre mesuré et de celui de la source, qui est mal posée, suite à la possibilité de l'existence de plusieurs solutions. À cet effet, les algorithmes mathématiques ayant les capacités de résoudre le problème inverse, cherchent une solution approchée dans les modèles numériques et statistiques, qui correspondent aux spécifications des spectres énergétiques ciblés pour chaque application. Parmi ces algorithmes, les plus répondus sont cités ci-dessous, par type de modèle mathématique.

### 2.6.2.1 Méthode des moindres carrés (LSM)

Le principe a été initié par Carl Friedrich Gauss en 1805 en minimisant la somme des carrés entre les valeurs mesurées (y compris les incertitudes) et les valeurs estimées par le modèle mathématique, selon l'équation (2-23) [47].

$$\chi^2 = \operatorname{argmin} ||R \cdot S - M||^2 \quad (2-23)$$

La méthode des moindres carrés définie par “ $\chi$ ” a fait ses preuves pour déterminer le spectre de la source “S”, en utilisant les fonctions de réponse du détecteur “R” et le spectre mesuré “M” à partir de ce même détecteur. Ce modèle permet d'effectuer des ajustements automatiques afin de parvenir à la convergence en minimisant la valeur donnée  $\chi$  dans l'équation (2-23) [48].

### 2.6.2.2 Méthode de régularisation

La solution donnée par la méthode LSM présente des oscillations et une certaine instabilité avec un manque de respect pour les lois de la physique. Pour cette raison, la régularisation est apparue pour réduire cette instabilité, en introduisant des aspects supplémentaires, à savoir la régularisation de Tikhonov. Cette dernière est susceptible

de résoudre le problème inverse en minimisant la nouvelle valeur donnée  $\chi$  dans l'équation (2-24), ce qui ajoute un nouveau paramètre de régularisation  $\alpha$  [47].

$$\chi^2 = \operatorname{argmin} \{ \|R.S - M\|^2 + \alpha \|S\|^2 \} \quad (2-24)$$

“ $\alpha$ ” est introduit artificiellement pour resserrer les restrictions de lissage dans le système et enfin obtenir une solution unique et stable présentant une pertinence physique. Mais, le terme “ $\alpha$ ” peut entraîner des estimations erronées, c’est pourquoi la détermination de ce terme doit être faite en tenant compte de l’adéquation des effets artificiels et des effets du bruit [47]-[48].

Deux types de fonction de stabilisation peuvent être déployés, à savoir les fonctions de type linéaire et les fonctions de type non linéaire associées à l’utilisation des données de Fisher [48].

### 2.6.2.3 Méthode de l’entropie maximale

Cette méthode est basée sur le principe de l’entropie maximale, afin de sélectionner une solution spectrale, ayant la capacité de maximiser l’entropie relative “S”. Cela peut être considéré comme un cas particulier de régularisation, car les contraintes physiques définies par l’utilisateur sont implémentées dans le modèle. Afin de compenser les effets inconnus, à savoir les fluctuations statistiques et les différences entre les fonctions de réponse réelle et simulée du détecteur [48].

### 2.6.2.4 Méthode statistique et stochastique

Cette méthode considère que le spectre mesuré est un spectre de variables aléatoires, ayant des distributions de Poisson ou de Gauss, le principe consiste à déterminer les facteurs susceptibles d’amener le spectre mesuré à adopter l’une des distributions citées ci-dessus [47].

Par conséquent, le modèle le plus efficace est celui qui a les capacités de caractériser cette distribution avec des paramètres déjà désignés, en utilisant les méthodes de probabilité les plus adéquates pour obtenir la distribution la plus probable. Ces méthodes comprennent des modèles de Monté Carlo, des algorithmes génétiques et des réseaux de neurones. Les utilisations de méthodes de Monte Carlo sont anciennes, mais ces méthodes enregistrent des lacunes d’apprentissage «learning» dans les processus de simulation principalement dans l’acquisition d’informations.

Contrairement aux deux autres méthodes, où ces deux modèles appliquent un apprentissage basé sur les principes biologiques [47]-[48].

### 2.6.2.5 Méthode itérative

Cette méthode introduit des codes informatiques et l'utilisation d'un spectre initial préalablement estimé. Cependant, la relation entre le spectre initial et le spectre simulé est rarement clairement définie, même avec l'utilisation des modèles itératifs les plus efficaces, malgré la dépendance entre ces deux spectres. En outre, la méthode itérative a récemment montré la capacité de résoudre le problème inverse cité dans l'équation (2-22).

L'algorithme Gravel est la version modifiée du code SAND-II développé par l'agence Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), cet algorithme utilise le principe LSM et une contrainte qui ne conduit pas à des valeurs négatives pour le spectre simulé [21].

Par ailleurs, cet algorithme utilise un spectre initié et la méthode itérative pour minimiser l'erreur du chi-carré  $\chi^2$ , un processus d'itération est alors déclenché pour atteindre la convergence. Il s'avère que le déploiement de ce modèle pour déconvolutionner les spectres mesurés collectés à partir de scintillateurs organiques, montre des approximations des spectres simulés proches des spectres réels des sources de neutrons et de rayons gamma, prédéfinis au préalable [21], [50]. En conséquence, l'algorithme de Gravel a été retenu dans la présente étude pour déconvolutionner les spectres de mesure enregistrés au niveau de l'installation équipée d'un scintillateur plastique à bord d'un avion d'essai, après avoir effectué plusieurs vols sillonnant les différentes altitudes, latitudes et longitudes.

### 2.6.3 Détermination des fonctions de réponse des détecteurs

L'élément central des modèles mathématiques pour résoudre les problèmes inverses cités dans l'équation (2-22), est la détermination des fonctions de réponse du détecteur, pour chaque particule et chaque valeur d'énergie. Ces fonctions ont été étudiées depuis longtemps, suite à leur impact sur la fiabilité et la précision des calculs des spectres énergétiques simulés. Par ailleurs, dans ce type de calcul, il est nécessaire de procéder à une analyse d'approfondissement et de corrélation des caractéristiques physiques et chimiques du détecteur, ayant des influences directes et des sensibilités

sur son comportement, en interagissant avec la particule incidente. En outre, l'introduction de la géométrie et le positionnement de la source de la particule incidente sont essentiels pour déterminer les fonctions de la réponse énergétique du détecteur. Celles-ci illustrent l'effet des parois et le poids perturbateur de détecteur sur le spectre énergétique de la source, ce qui a un impact sur le spectre énergétique mesuré sur ce détecteur.

Dans le but d'homogénéiser et de rendre moins complexe la tâche de déconvolution du spectre mesuré, et dans un souci de simplification des calculs, les fonctions de réponse d'un détecteur se présentent sous la forme de matrices carrées. Qui dépendent principalement de l'énergie et de l'angle d'incidence de la particule incidente, mais aussi de la résolution énergétique du détecteur. Précisément, cette résolution est effectivement faible pour les scintillateurs organiques, du fait des oscillations des réponses de particules du même type et ayant des énergies presque identiques dans le volume actif du scintillateur. Ces oscillations sont illustrées par des variations des taux de collecte et de production de charges dans le système électronique connecté au scintillateur organique. En outre, cette résolution énergétique est tributaire du bruit électronique et des changements apportés par l'utilisateur dans les conditions de fonctionnement du système de mesure. Par ailleurs, le choix du nombre de bins doit être similaire pour les deux vecteurs qui correspondent respectivement aux nombres de canaux implémentés dans le MCA du système de mesures, et au nombre d'énergies du spectre à simuler. Ce choix se justifie pour des raisons d'optimisation et surtout pour des raisons pratiques, donc ce choix conduit à déterminer les matrices de réponse de forme carrée, ayant le nombre de lignes et de colonnes similaire au nombre de bins des vecteurs du groupe d'énergie et celui des mesures [21], [50]. À cet égard, le choix fait pour cette étude est celui de nombre de bins de mesures collectées sur l'installation à bord de l'avion d'essai.

Trois méthodes existent dans la littérature pour déterminer ces fonctions (ou matrices) de réponse d'un scintillateur, à savoir la méthode expérimentale, la méthode semi-empirique et l'utilisation de logiciels basés sur la méthode de Monte Carlo [47].

### **2.6.3.1 Méthode expérimentale**

Cette méthode est fournie par des sources mono-énergétiques reconnues dans le monde entier, mais le premier problème de cette méthode est de trouver ces sources

internationalement reconnues, en raison des critères et des normes que ces sources doivent respecter ainsi que de leur déploiement. De plus, le deuxième problème de cette méthode concerne la difficulté d'assurer un nombre nécessaire d'émission de particules mono-énergétiques, ayant le même nombre de groupes d'énergie dans le spectre à simuler. En outre, la majorité des sources émettent généralement plus d'une seule particule mono-énergétique, cependant les fonctions de réponse du scintillateur déterminées expérimentalement sont proches des réelles [51].

### **2.6.3.2 Méthode semi-empirique**

Compte tenu du nombre limité de sources mono-énergétiques pour générer les fonctions de réponse, la méthode semi-empirique a été largement utilisée entre les décennies 1970 et 1990, afin d'introduire les paramètres physiques ayant un impact sur l'interaction de la particule incidente avec le scintillateur. Par ailleurs, ces paramètres doivent être accessibles dans la fonction semi-empirique, et leurs déterminations sont effectuées par des ajustements de plusieurs fonctions de réponse obtenues d'une manière expérimentale, en utilisant la méthode des moindres carrés [47]. Ces ajustements conduiront par la suite à la généralisation et à la génération de fonctions de réponse d'énergies non obtenues expérimentalement.

### **2.6.3.3 Utilisation de logiciel basé sur la méthode Monte Carlo**

Des progrès considérables ont été accomplis récemment dans les calculs informatiques, en utilisant le principe de Monte Carlo, à cet égard ce principe est introduit dans la construction d'algorithmes de transport de particules et l'interaction de cette particule avec le détecteur. De plus, le principal avantage du déploiement de ces algorithmes est leur rapidité d'exécution et le nombre d'énergie simulé plus élargit, accompagné de moins d'efforts, contrairement aux méthodes expérimentales. Néanmoins, les caractéristiques physiques et la composition chimique de détecteur, la géométrie et le positionnement de la source par rapport au détecteur doivent également être intégrés et saisis dans le fichier d'entrée de ces algorithmes [52]. Le code GNSR utilise la méthode de Monte Carlo et est le plus largement utilisé pour simuler les fonctions de réponse des détecteurs cylindriques remplis de gaz. Par contre, les codes NRESP, EGS, MCNP et Geant4 sont déjà utilisés au préalable dans le calcul des fonctions de réponse des scintillateurs organiques pour les neutrons et les rayons gamma [48]-[49]. Par ailleurs, pour exprimer les fonctions de réponse proches de la

réalité, il est impératif de déterminer la probabilité de distribution de l'énergie déposée  $E_d$  dans le détecteur pour chaque énergie  $E_p$  de la particule incidente. De plus, il est requis de déterminer la fonction de résolution qui conduit  $E_d$  à l'énergie enregistrée  $E_i$  dans le canal  $i$  du MCA installé dans le système électronique du scintillateur [21], [50], [53]-[55]. Alors les fonctions de réponse idéales  $R_i(E_p)$  sont le produit de la fonction de distribution de probabilité  $W(E_p \text{ vers } E_d)$  et de la fonction de résolution  $G(E_d \text{ vers } E_i)$ , comme développé dans l'équation (2-25).

$$R_i(E_p) = \sum_p W(E_p \text{ vers } E_d)G(E_d \text{ vers } E_i) \quad (2-25)$$

Conformément au paragraphe sur la calibration, il a noté que la fonction de dépendance entre le nombre de canaux MCA "i" affichés par le système de mesure et l'énergie absorbée par le scintillateur "E<sub>i</sub>", y compris le détail de la détermination par voie expérimentale est donnée aux chapitres 3 et 4. Par ailleurs, la fonction de résolution dépend de la valeur de la largeur totale à la moitié de la hauteur maximale (FWHM), dont la détermination suit la fonction gaussienne autour de l'énergie déposée dans le scintillateur "E<sub>d</sub>" selon l'équation (2-26).

$$\text{FWHM}^2(E_d) = a + b \cdot E_d + c \cdot E_d^2 \quad (2-26)$$

Où les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont déterminés expérimentalement (voir le chapitre 4 pour plus de détails)

Dans cette présente étude, le logiciel MCNP6 (Monte Carlo N Particles) est la technique de Monté Carlo choisie pour la simulation des fonctions de réponse pour chaque énergie et pour chaque type de particule. Ce choix est fondé sur les performances et le prix très bas du MCNP6, également pour ses qualités de programmation moins complexes que le logiciel Geant4, plus accessible et gratuit.

## 2.7 Synthèse du chapitre

Dans ce chapitre de l'état de l'art, les trois types de particules constituant l'environnement de l'espace radiatif proche de la Terre ont été présentés, à savoir les particules GCR, SEP et les particules piégées dans les ceintures de Van Allen. Par ailleurs, des modèles physiques capables de prédire le flux de particules GCR ont été discutés, d'autre part en raison de la sporadicité des événements solaires, alors les prévisions des flux des particules SEP sont impossibles et celles des particules piégées par les deux ceintures sont très complexes. Cependant, des modèles déterministes et statistiques ont été présentés pour simuler le transport de la particule cosmique à travers l'atmosphère terrestre. Malgré tous ces modèles présentés dans ce chapitre, il reste très compliqué de les appliquer dans cette présente étude. À ce propos, un choix expérimental a été fait afin de conduire à la réalisation d'études de corrélation des quantités de radiation cosmique et de leurs impacts, suivant les recommandations de la FAA et de ses homologues. Les détails explicatifs ainsi que les méthodes de calcul ont été développés dans ce chapitre, ainsi un état récapitulatif des systèmes de mesure est présenté pour étayer le choix fait sur le scintillateur en plastique et le PMT pour mesurer les particules cosmiques à des altitudes où volent les avions. À cette fin, divers algorithmes et méthodes ont été mentionnés dans l'état de l'art pour la déconvolution des mesures et la détermination des fonctions de réponse du scintillateur plastique utilisé dans la présente étude. Par conséquent, des choix sur un algorithme itératif et un logiciel basé sur la méthode de Monte Carlo ont été adoptés pour atteindre notre objectif de quantifier les radiations cosmiques en temps réel. En raison de l'indisponibilité et de la complexité de la création d'une plateforme expérimentale pour émettre des particules mono-énergétiques notamment dans le cadre de la détermination des fonctions de réponse.

## **Chapitre 3 - Plateforme expérimentale**

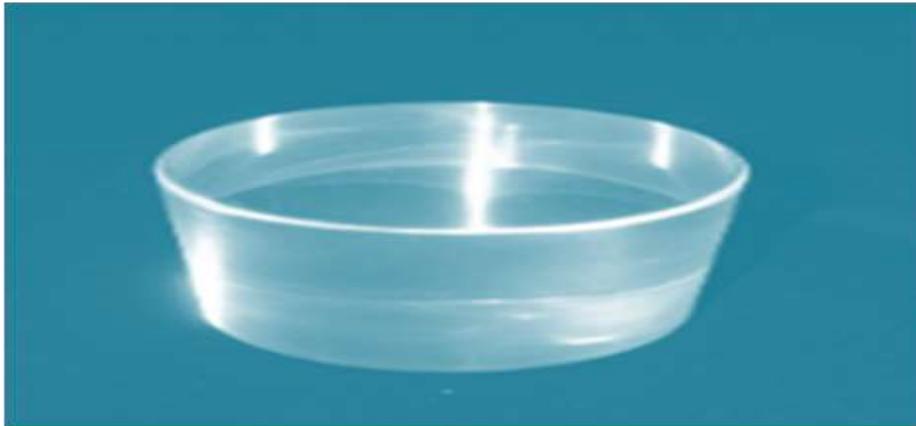
### **3.1 Composantes du détecteur utilisé**

Le détecteur utilisé dans cette étude est constitué d'un scintillateur en plastique, un photomultiplicateur dont le rôle est de multiplier les électrons à l'intérieur de son tube. Afin de produire un courant électrique lisible dans le système électronique qui est installé en aval du photomultiplicateur.

#### **3.1.1 Scintillateur utilisé**

Dans cette étude, nous avons utilisé un scintillateur en plastique EJ-299-33A, ce type de scintillateur est fabriqué par Eljen Technology, il a un diamètre de 2" et une hauteur de 2", comme illustré à la Figure. 3-1. Ce choix est dicté par sa capacité à discriminer rapidement les rayons gamma et les neutrons, qui sont les particules cosmiques les plus prépondérantes aux altitudes où volent les avions. Ceci est rendu possible grâce aux caractéristiques présentées dans Tableau 3-1, qui montre une abondance d'hydrogène et d'électrons dans la composition de ce type de scintillateur. Cela rend très avantageux la détection et la mesure simultanée de neutrons et de rayons gamma dans un champ mixte.

Si la lumière émise par le matériau de ce scintillateur ne représente que 56%, par rapport à celle produite par l'anthracène, ce matériau présente également une meilleure robustesse et une meilleure durabilité dans le temps de ces spécifications physiques et surtout optiques. Il nous semble nécessaire de souligner à nouveau que, ce type de scintillateur présente de meilleures capacités de discrimination entre neutrons et rayons gamma, à l'instar des scintillateurs organiques liquides, mais avec l'inexistence de risques d'inflammation et de manipulation comme ceux assignés aux scintillateurs liquides.



**Figure 3-17:** Scintillateur en plastique utilisé pour cette étude<sup>4</sup>

**Tableau 3-1:** Caractéristiques du scintillateur 4

Propriété		EJ-299-33A
Lumière de sortie (% anthracène)		56
Efficacité de scintillation		8600 photons/1MeVee
Longueur d'onde de l'émission maximale (nm)		420
H Atomes par cm <sup>3</sup> (10 <sup>+22</sup> )		5.13
C Atomes par cm <sup>3</sup> (10 <sup>+22</sup> )		4.86
E Atomes par cm <sup>3</sup> (10 <sup>+23</sup> )		3.55
Densité (g/cm <sup>3</sup> )		1.08
Temps moyen de descente (decay) en (ns) pour les 3 composants cités ci-haut dans ce tableau	Excitation des rayons gamma	13, 35, 270
	Excitation des neutrons	13, 59, 460

### 3.1.2 Photomultiplicateur « PMT » utilisé

Un PMT de type B51D01 a été déployé dans cette étude, ce photomultiplicateur est fabriqué par ADIT avec un diamètre de 2'' et est composé de dix étages de dynodes, comme illustré sur la Figure. 3-2. La sensibilité de ce PMT comprend des lumières dont la longueur d'onde appartient aux régions ultraviolette, visible et infrarouge, ce qui rend ce type de PMT approprié au comptage des lumières émises par tous les types de scintillateurs.

<sup>4</sup> <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-299-33a-ej299-34>



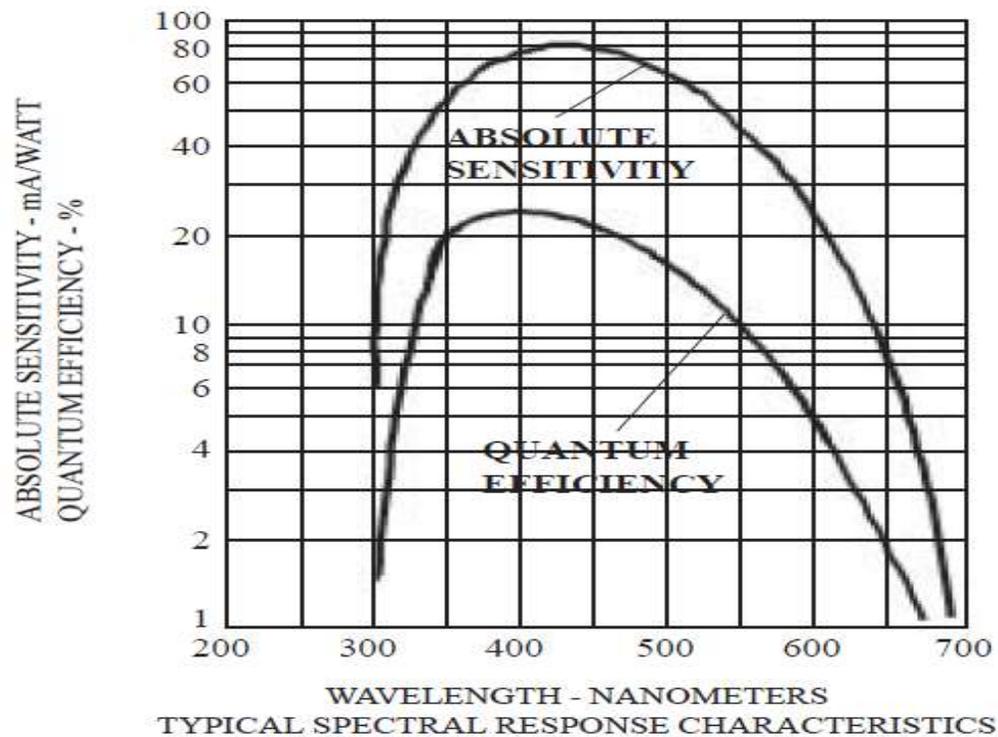
**Figure 3-18:** PMT ADIT\_B51D01 utilisé<sup>5</sup>

Ce PMT contient une photocathode semi-transparente dont la fenêtre a une forme circulaire plate, prolongée par des matériaux de type Bialkali. De plus, cette photocathode utilisée a un indice de réfraction de 1,523 pour une longueur d'onde de 436nm et affiche une efficacité quantique maximale de 25% à une longueur d'onde de 420nm, comme la montre la Figure. 3-3. Cependant, les dynodes situées dans le tube de ce PMT sont placées dans une boîte, en forme de grille, et ces dynodes sont en cuivre au béryllium et la tension de polarisation appliquée entre la cathode et l'anode du PMT est estimée à 1100VDC.

Par ailleurs, ce PMT (photocathode + tube) présente l'un des meilleurs rendements quantiques et un bon rendement de collecte des photons optiques émis par le scintillateur plastique. Il présente également un faible courant d'obscurité et une stabilité de gain régulier pendant son fonctionnement<sup>5</sup>.

---

<sup>5</sup> <https://radiadetecbus.com/b51d01s>



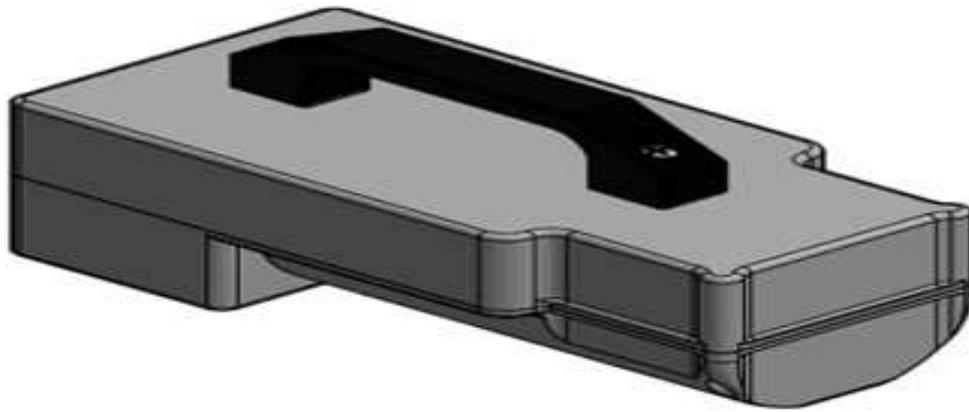
**Figure 3-19:** Paramètres de la photocathode utilisée<sup>5</sup>

Le scintillateur en plastique et le PMT sont recouverts de mu-métal, comme le montre la Figure. 3-4, cela permet de protéger la photocathode et le tube PMT principalement des effets de déviation d'électrons produits par le PMT dans le tube de champ magnétique externe, cela peut détériorer le gain de multiplication des dynodes de PMT. De plus, les interfaces du PMT et du scintillateur sont reliées par une graisse optique, pour améliorer l'efficacité de la collecte par la photocathode de la lumière émise par le scintillateur [56].



**Figure 3-20:** Détecteur installé à bord de l'avion d'essai [56]

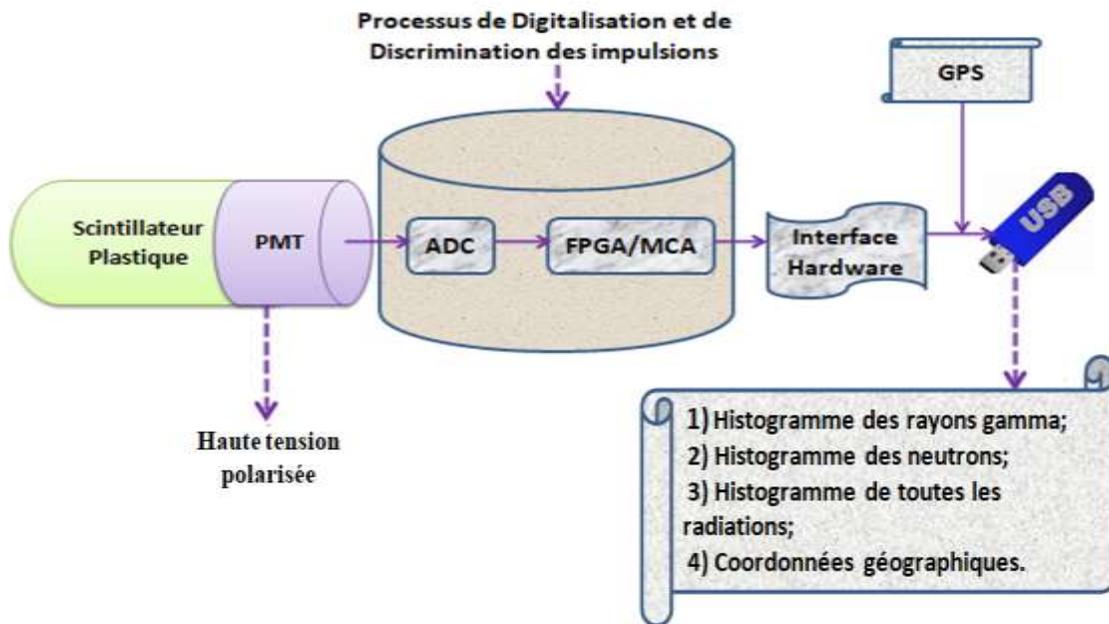
L'ensemble du détecteur est intégré dans un boîtier en aluminium dont la taille est de 26,7 cm X 13 cm X 15,2 cm, y compris la poignée, comme illustré sur la Figure. 3-5.



**Figure 3-21:** Détecteur imbriqué installé dans la plateforme expérimentale [56]

### 3.1.3 Système électronique choisis

Comme décrit dans la Figure. 3-6 ci-dessous, le système électronique utilisé dans cette étude est connecté à l'anode du PMT via un préamplificateur, son rôle est d'intégrer le signal analogique produit par ladite anode, puis de le transmettre au système ADC via un câblage spécifique. Les signaux analogiques sont ensuite convertis en signaux numériques par le système ADC, qui a pour rôle non seulement d'échantillonner ces signaux, mais aussi de les stocker temporairement, afin de créer automatiquement des modèles statistiques et des algorithmes à implémenter dans le FPGA. Afin de traiter les impulsions en temps réel, permettant ainsi le déclenchement des fonctions installées dans le MCA, générer les histogrammes des spectres d'énergie des particules de recul produites après l'interaction des neutrons et des rayons gamma avec le scintillateur. En se basant sur la discrimination entre les données relatives aux énergies et aux timings liés aux deux particules de recul produites [56]-[57], cette solution déploie l'une des solutions proposées par les systèmes de traitement numérique des impulsions (DPP). Qui sont actuellement très appréciés, car ils sont flexibles et adaptables en fonction du matériel (hardware) utilisé dans l'application par l'utilisateur.



**Figure 3-22:** Éléments de la plateforme expérimentale

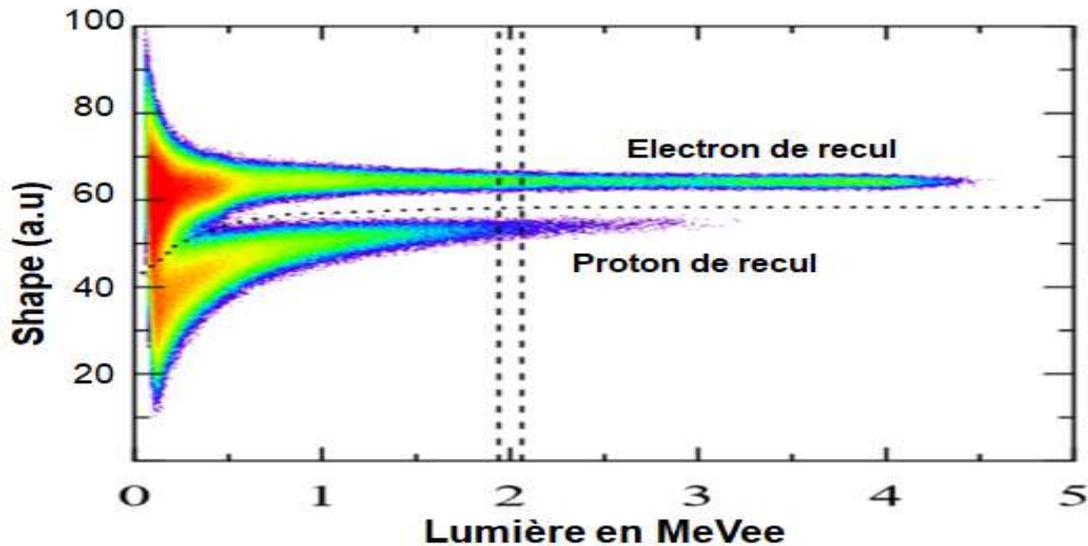
Les algorithmes mis en place dans le DPP pour discriminer les différentes impulsions générées par les différentes particules interagissant avec les molécules du scintillateur plastique, sont très sophistiqués. Par ailleurs, leurs degrés de complexité sont variables en fonction de leur pouvoir de discrimination entre les impulsions [58]. À cette fin, plusieurs méthodes utilisent la corrélation entre les impulsions, à savoir les formes standards des impulsions, l'ajustement des paramètres, les réseaux de neurones artificiels, l'analyse des impulsions dans le domaine fréquentiel à l'aide de transformations en ondelettes, les transformations de Fourier, la comparaison des hauteurs d'échantillonnage aux pics d'impulsion et aux bords de fuite [58]. Dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé la méthode liée aux normes des formes d'impulsions, en calculant à partir de l'équation (3-1), pour chaque valeur d'énergie enregistrée au MCA, la forme (shape) de l'impulsion produite par le scintillateur, appelée trace «T», afin de différencier les traces générées par les neutrons et les rayons gamma, comme illustré sur la Figure. 3-7.

$$\text{Shape} = \sum_{i=1}^n G_i T_i \quad (3-1)$$

Avec  $n = 5$  ou  $10$  qui représente le nombre d'échantillons;  $T_i$ , la tension d'impulsion ou trace « i » et  $G_i$ , le coefficient de pondération

La détermination de la forme ou « shape » est basée sur les polynômes pour chaque valeur d'énergie, dérivés des algorithmes mis en œuvre dans le DPP, en l'occurrence le FPGA. Soit donc après la normalisation et l'optimisation des coefficients de

pondération  $G_i$  et la prise en compte de la différence de temps de descente (decay) des impulsions générées par les neutrons et les rayons gamma. Une fois ces polynômes arrêtés, ils seront introduits dans le matériel (hardware) et des histogrammes des spectres énergétiques liés aux neutrons et aux rayons gamma seront affichés et extraits de la clé USB comme le montre la Figure. 3-6.

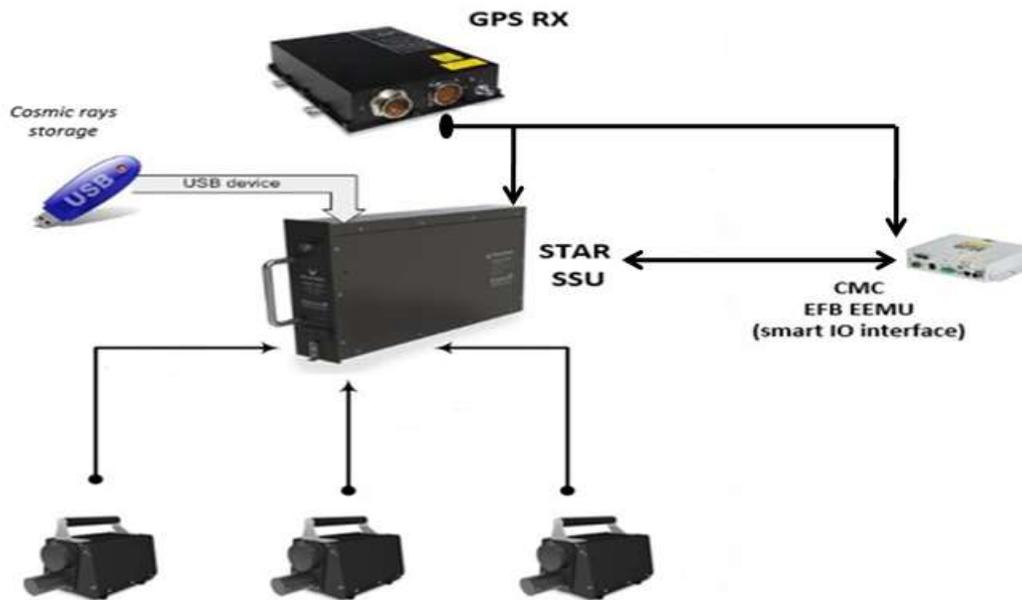


**Figure 3-23:** Exemple démonstratif sur les résultats d'une discrimination similaire [59]

### 3.2 Plateforme à bord de l'avion d'essai

Une plateforme expérimentale a été installée à bord d'un avion de type Global 7500 FTV3 (Flight test vehicle 3) appartenant à Bombardier et mise en œuvre par l'activité REED (Recherche et Développement) de Bombardier. Cette installation, qui vole en permanence dans cet aéronef, est constituée de trois détecteurs placés respectivement dans la cabine des passagers, la cabine occupée par le pilote d'essai et le copilote et la queue de l'avion, comme la montre la Figure. 3-8. La plateforme est également constituée d'une unité serveur SSU-G2 (Star Server Unit) conçue par la société STAR Navigation et destinée à collecter les données transmises par les détecteurs et à assurer leur stockage. Elle dispose également d'un EFB (Electronic Flight Bag) conçu par la société CMC Electronics, dont le rôle est de communiquer les quantités des radiations cosmiques pour la future application, à installer dans le tableau de bord du pilote. Un système de positionnement global (GPS) fourni par l'avionneur (Bombardier) et qui est découplé du GPS de l'avion Global 7500 fait partie de cette installation et permet

de collecter les données des coordonnées géographiques de l'aéronef lors de l'enregistrement du rayonnement cosmique [60].



**Figure 3-24:** Plateforme complète installée à bord de l'avion d'essai [60]

### 3.2.1 Partenaires du projet CIMES

Le projet CIMES est né suite aux demandes de certains clients de Bombardier Aéronautique d'être informés à propos des impacts des radiations cosmiques sur la sécurité des longs vols. En conjonction avec la demande de la FAA à tous les avionneurs pour entreprendre des campagnes de collecte des données de radiation cosmique en vol, pour contribuer à une base de données qui aiderait à élaborer les futures exigences de certification des aéronefs. De là est née l'intention de l'ingénierie de base de Bombardier (Core engineering) de lancer ce projet avec des organismes gouvernementaux, notamment : le gouvernement fédéral du Canada et la Communauté économique européenne (CEE) afin d'obtenir un financement pour ledit projet. Pour financer la participation des universités canadiennes, des industriels canadiens et européens ainsi que des laboratoires de recherche européens, sans oublier en interne, la contribution du centre d'essais en vol de Bombardier situé à Wichita aux États-Unis.

La base de données créée à partir des données enregistrées en vol permettra de mettre en place une stratégie de protection des aéronefs et des systèmes de vol contre les risques de rayonnement cosmique. En informant le pilote via une application

intégrée au tableau de bord en temps réel des niveaux d'intensité de rayonnement cosmique et de leur niveau de danger.

Dans cet esprit, Bombardier et ses partenaires industriels et universitaires ainsi constitués, ont lancé le projet CIMES afin de collecter des données sur le rayonnement cosmique en vol à bord d'un avion d'essai du programme Global 7500. Cela nécessitait la conception d'équipements spécifiques destinés à de telles campagnes de mesure et un logiciel de traitement adéquat. Ceci nécessite également l'intégration desdits équipements dans un banc d'essai embarqué à bord de l'aéronef qui est destiné à plusieurs autres expériences en vol et à opérer à différentes latitudes à différentes altitudes.

Pour ce faire, une décision de financement et de suivi a été rendue par «CRIAQ/CARIC: Efforts de recherche et développement», en décembre 2016 [60]. Ainsi, pour mener à bien toutes les tâches mentionnées ci-dessus, un ensemble de partenaires a participé à la mise en place et à la mise en œuvre du projet CIMES, à savoir :

#### **3.2.1.1 Bombardier**

Bombardier est responsable de la mise à disposition d'un avion d'essai ainsi que de la fabrication et de l'installation à bord d'un support pour placer en toute sécurité l'ensemble de la plateforme expérimentale. De plus, Bombardier est responsable du pilotage de cet avion d'essai, de la collecte régulière des données, du traitement au sol dans ses locaux, de la consolidation, du stockage et de la communication des données traitées à d'autres partenaires dans le cadre de la mise en place de thématiques de recherche et développement [60].

#### **3.2.1.2 Bubble Technologies Industries (BTI)**

BTI est une entreprise canadienne située à Chalk River, en Ontario, BTI fabrique des produits pour la détection et la mesure de différentes particules de rayonnement, et certains de ces produits consistent en un scintillateur en plastique, un PMT et un système électronique. BTI fournit également des conseils et des services de recherche avancés concernant des études de rayonnement complexes, et BTI a de nombreuses années d'expérience et plusieurs types de clients répartis dans le monde entier. Dans le projet CIMES, BTI a fourni les trois détecteurs installés à bord de l'avion d'essai, et BTI a fourni un ordinateur portable à des fins d'étalonnage et pour assurer un

alignement correct pour la collecte de données, comme le montre la Figure. 3-9 [56], [60].

### 3.2.1.3 Canadian Marconi Company Electronics (CMC Electronics)

CMC Électronique est située à Montréal, au Québec, et en 2007, cette entreprise a été vendue à Esterline. De plus, CMC Électronique possède une expérience de longue date et mondiale dans la fabrication et l'assemblage d'installations industrielles à intégrer dans les cockpits d'avions civils et militaires<sup>6</sup>. Dans le projet CIMES, CMC Électronique a fourni un EFB, ayant pour rôle de gérer l'installation expérimentale et de développer l'application pour afficher les quantités de rayonnement spontané et accumulé dans le cockpit pour indiquer au pilote le niveau de l'intensité du rayonnement cosmique et avertir en cas de danger [60].

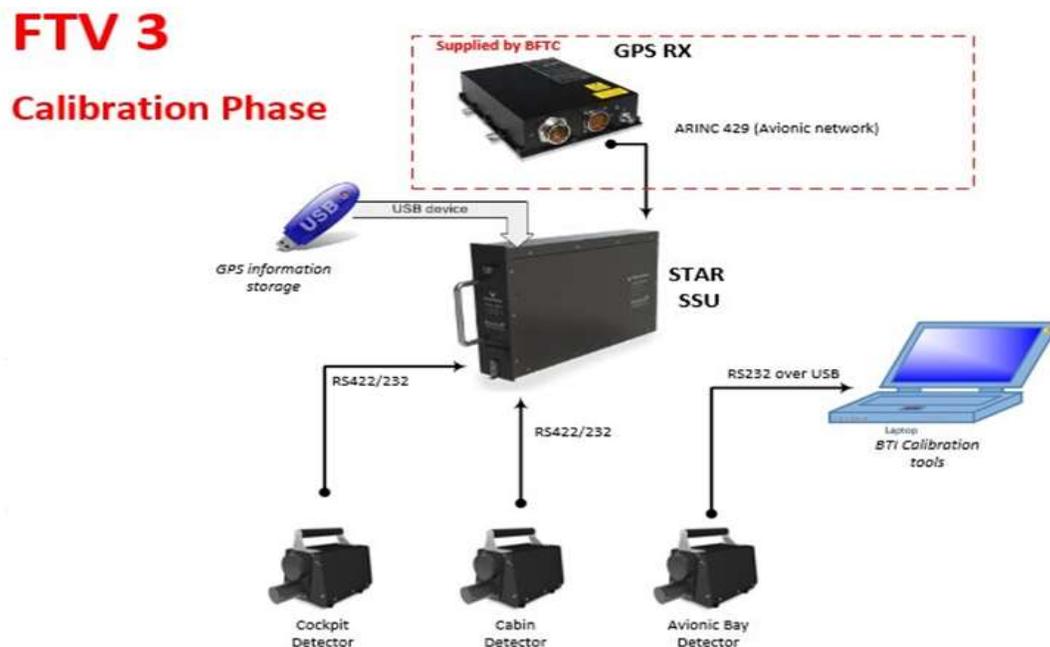


Figure 3-25: Plateforme installée lors de la période de calibration [60]

### 3.2.1.4 Star Navigation Systems Group.LTD

Star Navigation est une entreprise canadienne située à Brampton, en Ontario, cette entreprise est un leader mondial dans la fourniture de plateformes matérielles et logicielles pour plusieurs types d'industries principalement aérospatiale. Dans le cadre du projet CIMES, Star Navigation a fourni un produit appelé Star Server Unit (SSU-

<sup>6</sup> <http://www.cmcelectronics.ca/>

G2) basé sur la technologie Star-ISMS (In flight Safety Monitoring System). Ce type de serveur est le premier produit au monde conçu pour contrôler et diagnostiquer les données mesurées à partir d'une installation expérimentale à bord d'un avion<sup>7</sup>. Il convient de rappeler que le SSU fourni dans le projet CIMES a été certifié par la FAA et Transports Canada, cependant son rôle ici est d'acquérir et de stocker les données des trois détecteurs. De plus, Star Navigation a défini et fourni le câblage nécessaire à l'interconnexion des différents boîtiers de systèmes et au bon fonctionnement de l'ensemble de la plateforme expérimentale dédiée au projet CIMES [60].

### **3.2.1.5 Star-Isonéo**

Star-Isonéo est une filiale de l'entreprise Star Navigation Systems Group, située à Montréal, Québec, Star-Isonéo développe des solutions logicielles d'ingénierie complexes pour le compte de clients canadiens<sup>6</sup>. Le rôle de cette entreprise dans le projet CIMES est de concevoir les solutions logicielles à mettre en œuvre dans le SSU pour réécrire les données transmises par les détecteurs, afin de les rendre efficaces et plus exploitables [60].

### **3.2.1.6 École Technologie Supérieure (ÉTS)**

L'ÉTS est une entité de l'Université du Québec, elle est située à Montréal, Québec, le rôle de l'ÉTS dans le projet CIMES est de développer des études sur la détermination des impacts des radiations cosmiques sur les systèmes électroniques installés dans l'avion [60].

Tous les équipements de la plateforme expérimentale à bord de l'avion d'essai sont placés au niveau de la cabine, à l'exception des deux détecteurs et de leurs sondes. De plus, afin d'éliminer le risque de bruit électromagnétique émis par tous les composants de la plateforme sur d'autres équipements situés à proximité à bord de l'avion d'essai, des tests de conformité (et non de certification) ont été effectués au laboratoire du MPB-Electronic Test Center à Kanata (Ottawa). Ces tests ont pris en compte les limites prédéfinies de conduction ou de radiation à ne pas dépasser, afin de ne pas

---

<sup>6</sup> <http://www.cmcelectronics.ca/>

<sup>7</sup> <http://star-navigation.com/>

compromettre la sécurité de l'avion d'essai. Des solutions d'atténuation ont donc été proposées pour application par l'équipe Bombardier EMC (Electro-Magnetic Core engineering) à tous les partenaires, qui ont répondu positivement sur le terrain pour y remédier et enfin éliminer les risques de ces bruits électromagnétiques sur les équipements de l'avion d'essai. En raison de la nature expérimentale de l'ensemble de la plateforme expérimentale et de l'avion d'essai impliqués dans cette expérience, la certification par Transports Canada n'est pas requise [60].

### **3.3 Système d'enregistrement et de collecte des données**

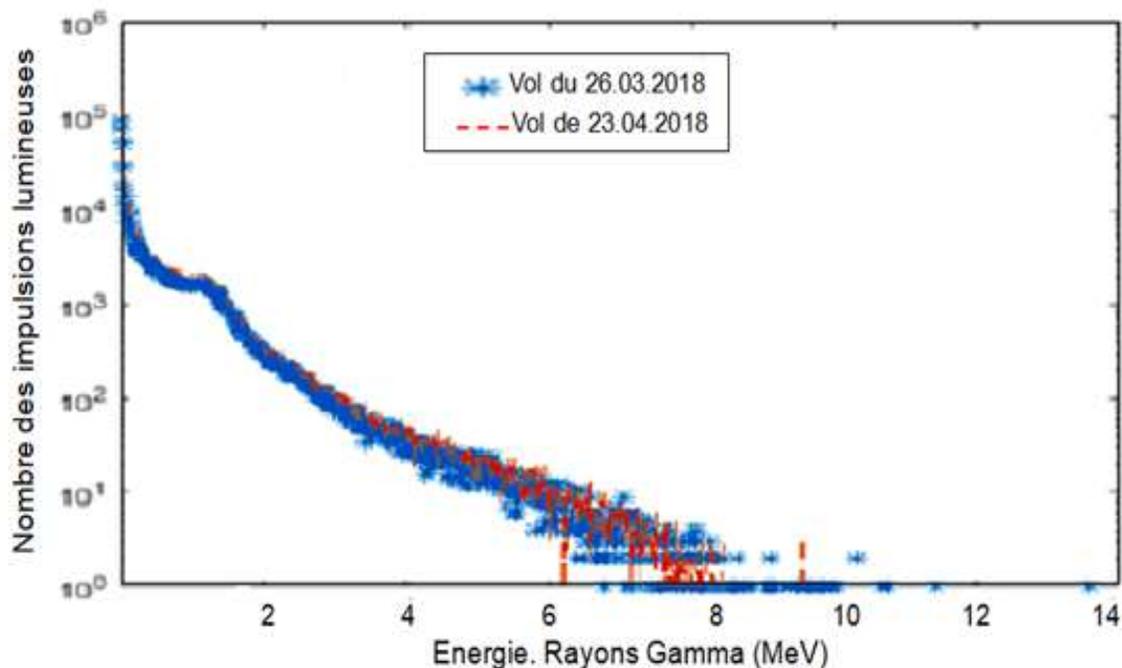
Au cours de la période d'étalonnage dans le cadre du projet CIMES, plusieurs vols d'essai ont été planifiés et effectués par Bombardier, BTI a donc temporairement mis à disposition un ordinateur portable avec une solution logicielle développée par cette société, comme le montre la Figure. 3-9. La période d'étalonnage sert, entre autres, à la configuration obligatoire de la collecte des données relatives aux quantités de rayonnement cosmique aux niveaux des trois détecteurs en mode alignement en premier lieu. Cette exigence vise à apporter les changements et ajustements appropriés aux paramètres afin d'assurer le bon fonctionnement des détecteurs à des altitudes supérieures à 50 000 pieds. Cette réalisation implique nécessairement l'utilisation de données brutes téléchargées pendant cette période d'étalonnage, ensuite une analyse adéquate est réalisée par BTI pour définir les paramètres à réajuster dans l'installation électronique de trois détecteurs. Après les modifications, un mode normal est configuré dans les détecteurs, afin d'éliminer les longs temps morts dans la collecte des données, mais aussi pour faciliter la tâche chez Star-Isonéo de convertir les données brutes en données utilisables [56], [60]. Les données communiquées par les trois détecteurs sont définies dans le protocole Trimode, car l'utilisation de ce protocole permet de détecter et d'atteindre des performances spectroscopiques de neutrons rapides, de rayons gamma et même de neutrons thermiques. À cette fin, deux types de lots de données sont collectés par le SSU, où les types 64 et 65 les ont affectés à ces données, qui correspondent respectivement à l'état de conformité des composants matériels des détecteurs et aux spectres affichés sous forme d'histogramme. Dans cette étude, seul le type 65 est analysé, car il contient les quatre types de spectre énumérés ci-dessous [56], [60],

- 1) Spectre de rayons gamma uniquement,
- 2) Spectre neutronique uniquement,
- 3) Spectre de tous les rayonnements et sans discrimination,
- 4) Et ce dernier type n'est pas traité dans cette étude.

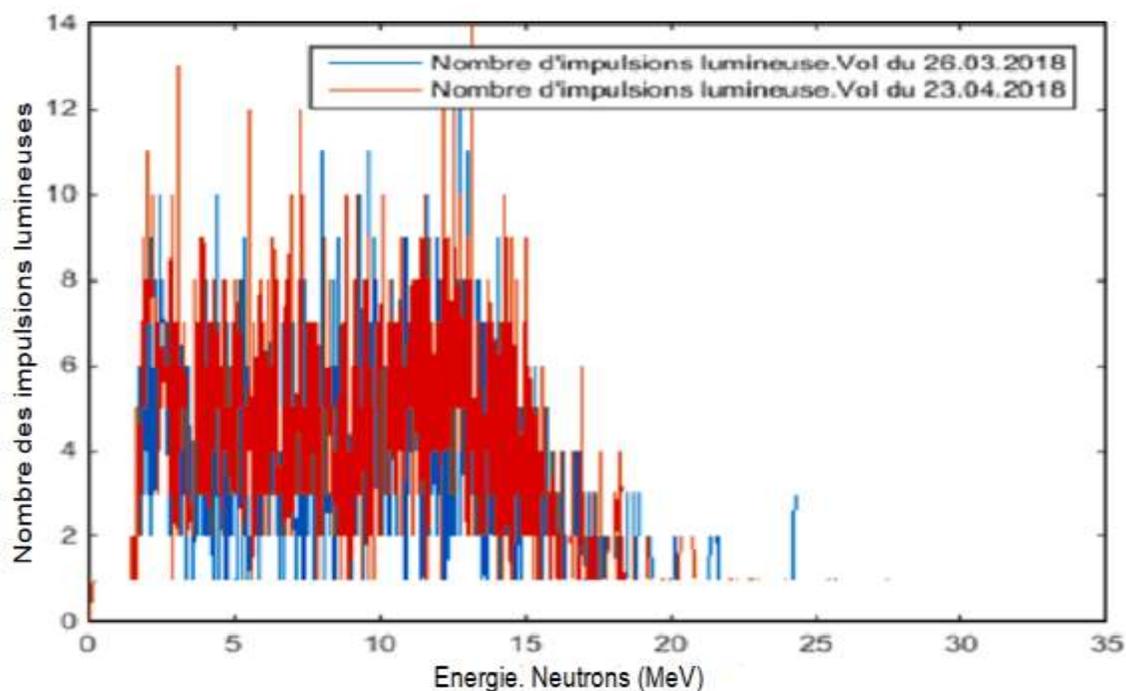
Suite au format binaire de ces données transmises au SSU et à l'inexistence de mémoire au niveau des détecteurs, Star-Isonoe a développé un code pour convertir le format inutilisable de ces données au format Excel et les stocker dans le même format toujours à SSU.

### **3.4 Exemples des données collectées**

La campagne de mesure des radiations cosmiques liée au projet CIMES à bord d'un avion d'essai appartenant à Bombardier a été lancée en février 2018. Ainsi un programme de vol a été mené depuis cette date, sillonnant principalement les États-Unis à différentes altitudes et latitudes. Lors de chaque vol, un certain nombre d'impulsions lumineuses (ou photoélectrons) sont enregistrées après l'interaction des particules cosmiques avec le volume actif du scintillateur. Le nombre d'impulsions lumineuses enregistrées pour l'énergie des rayons gamma varie de 0,0128 MeV à 25,4 MeV, ce qui représente une part de flux de 99,99%, par rapport aux flux totaux pour des énergies allant de 0,0113 MeV à  $8,9710^5$  MeV. Cependant, l'énergie du neutron monte à 41 MeV, avec une part de flux estimée à 99,9%, par rapport à la somme des flux du même intervalle d'énergie cité pour les rayons gamma. L'équipement installé sert notamment à enregistrer la longitude, la latitude et l'altitude de vol de l'avion toutes les dix secondes, les Figures. 3-10 et 3-11 donnent un aperçu des totaux d'impulsions lumineuses enregistrées pour chaque énergie lors des vols effectués en mars et avril 2018, pour les rayons gamma et les neutrons respectivement.



**Figure 3-26:** Nombre des impulsions lumineuses en fonction de l'énergie pour les rayons gamma



**Figure 3-27:** Nombre des impulsions lumineuses en fonction de l'énergie pour les neutrons

Cependant, les Figures. 3-12 et 3-13 donnent un aperçu des états des totaux d'impulsions lumineuses de toutes les énergies incluses pour les rayons gamma, en fonction des élévations et des latitudes respectivement. Par conséquent, il convient de noter au premier coup d'œil que le nombre d'impulsions lumineuses est corrélé à l'altitude et anti-corrélé à la latitude.

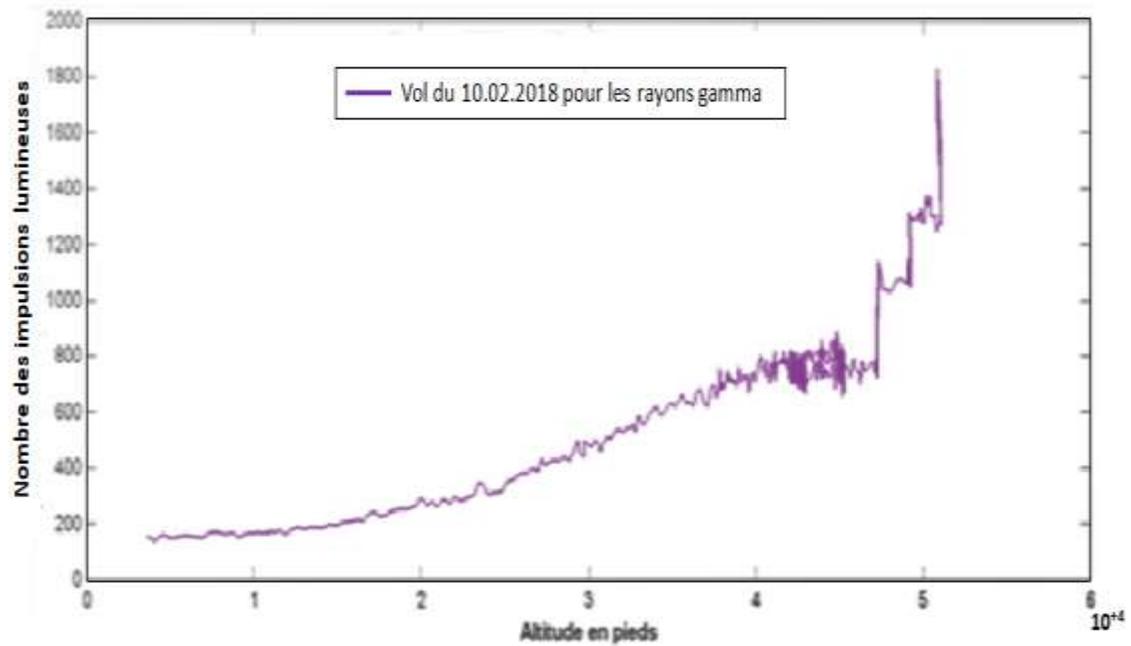


Figure 3-28: Nombre des impulsions lumineuses en fonction de l'altitude

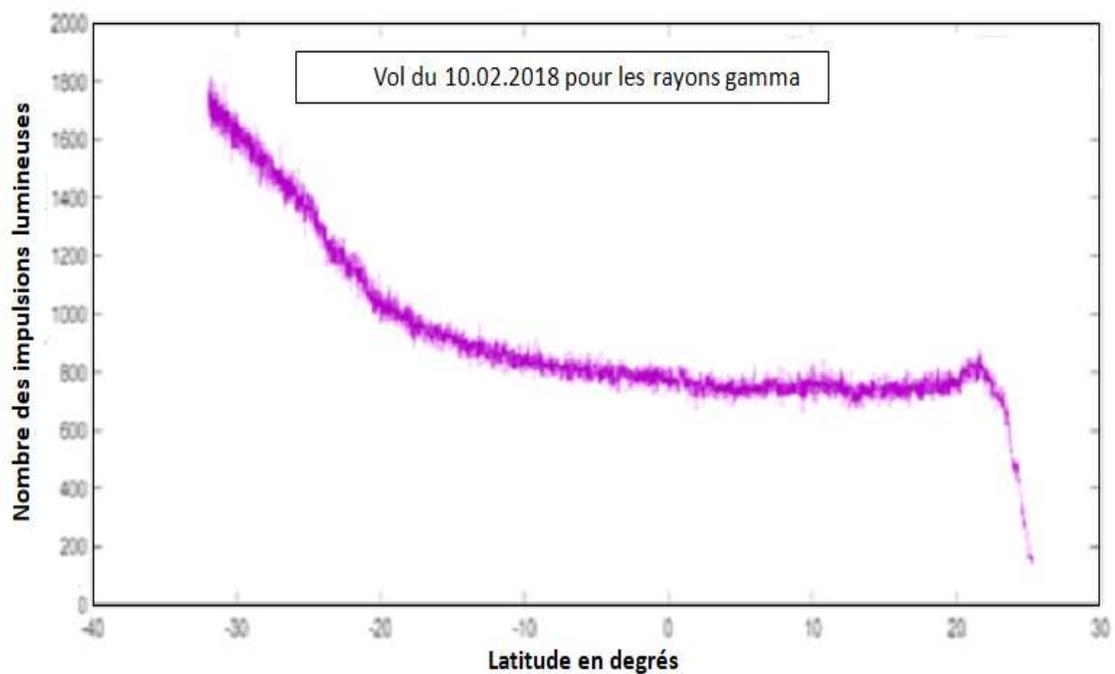


Figure 3-29: Nombre des impulsions lumineuses en fonction de latitude

### 3.5 Synthèse du chapitre

Dans ce chapitre, le type de scintillateur organique et le type de PMT ainsi que leurs caractéristiques ont été présentés. De plus, les avantages et les vertus de ces choix ont été soulignés, sans oublier de signaler le système électronique adapté dans cette étude pour lire les signaux générés par les particules cosmiques. En mettant l'accent sur la définition du système de fonctionnement dynamique du DPP en conditions réelles pour convertir, traiter et surtout différencier ces signaux en déterminant leurs formes "shapes", qui dépendent du temps de descente "decay" des impulsions lumineuses produites par différentes particules cosmiques. Ensuite, des détails sur la plateforme installée à bord d'un avion d'essai ont été donnés, y compris la présentation du projet CIMES, les appareils connectés aux détecteurs et tous les partenaires du projet CIMES. De plus, les modèles d'enregistrement et de collecte de données ont été expliqués afin d'atteindre l'objectif principal du projet CIMES, à savoir la quantification du rayonnement cosmique en temps réel par des mesures appropriées effectuées en vol. Enfin, les données concernant les spectres collectés ont été données à titre d'exemple, afin d'avoir une idée générale du type de données enregistrées au niveau de la plateforme expérimentale installée à bord de l'avion d'essai.

## Chapitre 4 - Simulations et résultats

### 4.1 Introduction au chapitre

Le but principal du projet CIMES, sur lequel se fonde la présente étude, est de quantifier le spectre des particules cosmiques aux altitudes de croisière des avions. Mais, les mesures recueillies à partir de l'installation expérimentale à bord de l'avion d'essai à travers le scintillateur EJ-299-33A, nécessitent de résoudre le problème inverse. En utilisant l'algorithme de Gravel qui est choisi dans cette étude, afin de calculer les spectres des particules cosmiques incidentes [21]. Pour cette raison, des analyses des mécanismes d'interactions des particules ionisantes et des matériaux absorbants sont entreprises dans la première sous-section de ce chapitre, où nous considérons également le cas où le matériau est similaire à celui qui constitue la structure du scintillateur utilisé. L'effet et l'impact du scintillateur en plastique ont cependant des rôles essentiels sur les mesures collectées et ces aspects sont appelés « fonctions de réponse d'un scintillateur ». Par conséquent, la deuxième sous-section de ce chapitre sera consacrée à la modélisation et à la simulation des fonctions de réponse mono-énergétique dans le logiciel basé sur la méthode de Monte Carlo appelé MCNP6. La simulation des spectres de particules cosmiques incidentes ainsi que leurs validations seront faites à la fin de cette sous-section, enfin les prévisions de spectres mesurés en temps réel à l'aide des méthodes de Box-Jenkins et des réseaux de neurones seront développées à la fin de ce chapitre.

### 4.2 Mécanismes adaptés pour la détection des particules cosmiques

Comprendre l'origine des données collectées à bord de l'avion d'essai nécessite avant tout une explication des processus de détection. Par conséquent, cette sous-section sera consacrée au développement des détails des mécanismes d'interaction des particules ionisantes chargées et non chargées avec le matériau absorbant. Par la suite, les principes théoriques et physiques seront détaillés et spécifiquement pour les rayons gamma et les neutrons, qui seront utilisés dans cette étude pour détecter les rayons cosmiques incidents, ceux-ci analysent les données enregistrées à bord de l'avion

d'essai: le Global 7500. De plus, la méthode de détermination des facteurs d'étalonnage du scintillateur plastique qui convertit le nombre de canaux MCA en énergies absorbées par le scintillateur sera développée et détaillée à la fin de cette sous-section.

## **4.2.1 Interactions des particules ionisantes avec la matière**

Les interactions de particules cosmiques ionisantes à des altitudes où les avions volent avec la matière cible se manifestent par une interaction avec le cortège d'électrons de l'atome absorbant ou par l'interaction avec les noyaux atomiques [61].

Les paragraphes suivants développeront en détail les principales réactions qui se répartissent par type de particule cosmique impliquée dans le mécanisme d'interaction avec le matériau absorbant, à savoir les particules lourdes chargées et les électrons, ainsi que les particules non chargées telles que les rayons gamma et les neutrons.

### **4.2.1.1 Particules chargées lourdes**

Les particules chargées lourdes comprennent toutes les particules chargées à l'exception des électrons et des positrons, car les masses atomiques de ces deux derniers sont inférieures à la masse atomique du proton. L'ion chargé de ces particules lourdes exerce donc une force coulombienne sur l'électron appartenant au cortège orbital de l'atome du matériau absorbant. Cependant, les interactions nucléaires de ces particules chargées avec le noyau du matériau cible se produisent à des taux de probabilité très faibles ou nuls, ce qui conduit généralement à négliger les interactions nucléaires. Ainsi, la particule chargée génère une impulsion attractive avec la capacité d'être transmise à un électron, qui est situé à proximité du chemin de pénétration de cette particule chargée dans le matériau cible. Pour ce faire, l'intensité de la force de cette impulsion produite fait transiter l'électron à un niveau d'énergie supérieur; ce processus s'appelle l'excitation, cette force impulsive peut aussi, cependant, retirer l'électron de l'atome d'origine, ce mécanisme est appelé ionisation.

L'excitation et l'ionisation résultent des transferts d'énergie de la particule chargée incidente aux électrons des atomes dans le matériau absorbant. Le transfert de cette partie de l'énergie dans le matériau cible se fait très progressivement, générant ainsi de multiples collisions avec les électrons des atomes lors de la pénétration de la particule chargée dans le matériau absorbant [45], [62]. La détermination du taux de collision

nécessite donc absolument d'entreprendre le calcul de la force d'arrêt «S», exprimée par la formule (4-1).

$$S = - \frac{dE}{dx} = \frac{\text{Énergie transférée par la particule chargée}}{\text{Longueur différentielle traversée par la particule chargée dans la matière cible}} \quad (4-1)$$

La description commune de la force d'arrêt des particules chargées est définie par la formule de Bethe détaillée dans l'équation (4-2) [45]. Cette dernière ne s'applique qu'aux particules chargées qui ont des masses bien supérieures à celle de l'électron. À cet effet, les forces d'arrêt générées par les électrons incidents, y compris l'électron éjecté lors de l'ionisation, sont quantifiées de manière différente, dont les détails seront développés dans la sous-section suivante.

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 V^2} NZ \left( \ln \left( \frac{2m_0 V^2}{I} \right) - \ln \left( 1 - \frac{V^2}{C^2} \right) - \frac{V^2}{C^2} \right) \quad (4-2)$$

V: Vitesse de la particule incidente;

z : Charge de la particule incidente;

NZ: Densité en électron du détecteur;

e: Charge de l'électron;

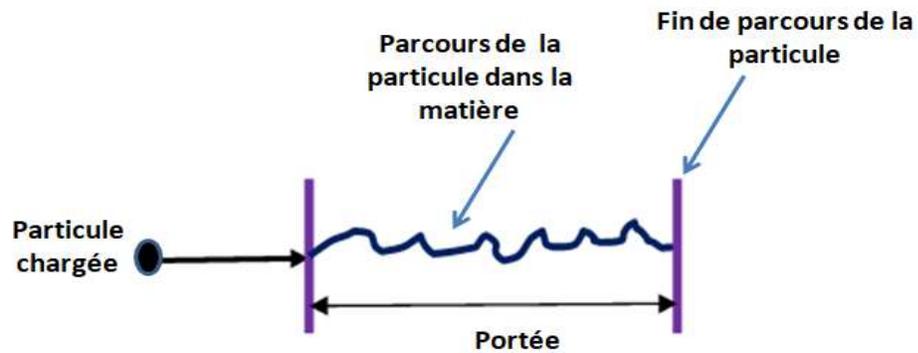
I: Potentiel d'ionisation moyen du milieu absorbeur;

m<sub>0</sub>: Masse de l'électron au repos;

C: Vitesse de la lumière.

L'analyse de l'équation (4-2) montre que la force d'arrêt des particules chargées dépend, entre autre, de l'énergie cinétique de la particule incidente et de la densité atomique du matériau absorbant.

La portée est la longueur linéaire parcourue par la particule chargée à travers le matériau absorbant, avant l'épuisement total de son énergie cinétique comme indiqué sur la Figure. 4-1. L'arrêt de cette particule dans le matériau cible est provoqué par les transferts successifs des portions d'énergie intervenant lors de multiples collisions avec les électrons. Plusieurs formules empiriques ou semi-empiriques sont développées par les chercheurs pour calculer la portée pour chaque type de particule chargée. Cependant, la courbe de Bragg trace les valeurs de la force d'arrêt produite par la particule chargée en fonction de la distance parcourue par cette dernière dans le matériau cible [44].

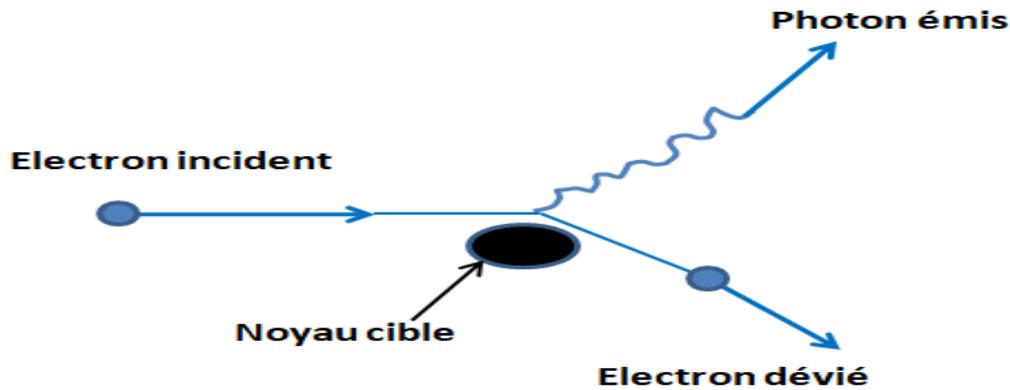


**Figure 4-30:** Schématisation de la portée

#### 4.2.1.2 Électrons

L'électron incident transfère l'énergie cinétique aux électrons du matériau cible à des taux très faibles par rapport aux particules lourdes, ce qui conduit à un trajet trouble de cet électron incident à travers le matériau absorbant. De plus, l'égalité des masses de l'électron incident et de l'électron de l'atome du matériau cible provoque de grandes déflexions de l'électron lors de son passage dans le matériau. Ces écarts conduisent à des pertes de portions de l'énergie initiale de l'électron incident à faible énergie, et parfois même à partir de sa première interaction; ce mécanisme est appelé «rétrodiffusion ou backscattering en anglais». Par conséquent, l'électron incident est poussé par le champ électrique issu des électrons du matériau absorbant, ce qui conduit à déduire que ces écarts sont susceptibles de se produire dans la matière de nombre atomique  $Z$  élevé. Par ailleurs, les électrons incidents accélérés dotés des énergies cinétiques élevées sont particulièrement susceptibles d'être déviés de leurs trajectoires initiales comme le montre la Figure. 4-2. Ces déviations que subissent les électrons incidents énergétiques s'accompagnent d'émissions de rayonnement électromagnétique appelées effets de freinage de rayonnement continu dans les champs électriques des noyaux ou effets de bremsstrahlung en allemand.

De plus, les interactions nucléaires générées par l'électron incident malgré leur insignifiance peuvent notamment apporter des modifications brusques dans la direction initiale de l'électron [44]-[45].



**Figure 4-31:** Schématisation de l'effet de freinage de rayonnement

L'équation (4-3) est la dérivée de l'équation (4-2) établie par Bethe, elle exprime la force d'arrêt produite par les collisions de l'électron incident avec les électrons de l'atome de matière cible qui provoquent des pertes d'énergie par excitation ou ionisation. En revanche, l'équation (4-4) exprime la force d'arrêt radiatif et l'équation (4-5) donne la force d'arrêt totale résultant de l'interaction de l'électron rapide incident sur le matériau cible.

$$\begin{aligned}
 -\left(\frac{dE}{dx}\right)_c &= \left(\frac{2\pi e^4}{m_0 v^2}\right) NZ \left(\ln\left(\frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-B^2)}\right) - (\ln(2))\right) (2\sqrt{1-B^2} - 1 + B^2) + (1-B^2) + \\
 &+ \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-B^2})^2 \quad (4-3) \\
 B &= \frac{v}{c};
 \end{aligned}$$

E : Énergie cinétique de l'électron incident.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137 m_0^2 c^4} \left(4 \ln\left(\frac{2E}{m_0 c^2}\right) - \frac{4}{3}\right) \quad (4-4)$$

$m_0 c^2$ : Reste de masse de l'électron = 0.511 MeV.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_t = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_c + -\left(\frac{dE}{dx}\right)_r \quad (4-5)$$

L'équation (4-6), quant à elle, permet de calculer le rapport des deux entités de force d'arrêt expliquées ci-dessus, où les pertes radiatives sont considérables lors de l'utilisation d'un matériau absorbant de nombre atomique élevé et lorsque l'énergie de l'électron incident est notamment élevée.

$$\left(\frac{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c}\right) \cong \frac{EZ}{700} \quad (4-6)$$

### 4.2.1.3 Rayons gamma

Plusieurs mécanismes définissent les interactions des rayons gamma, mais seuls trois types sont utilisés dans le domaine de la spectrométrie pour détecter les rayons gamma lors de leur interaction avec la matière, à savoir : l'absorption photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paires [45].

L'ensemble de ces trois processus conduit à un transfert partiel ou global de l'énergie cinétique du rayon gamma incident lors de sa projection sur le matériau absorbant. Après l'apparition de ces trois processus, le rayon gamma peut disparaître entièrement ou être diffusé avec un angle dont la valeur est différente de celle de l'incidence, ces trois mécanismes seront développés dans les paragraphes qui suivent [45].

#### 4.2.1.3.1 Absorption photoélectrique

Dans ce mécanisme, le photon (ou rayon gamma) est complètement absorbé par l'atome du matériau absorbant. Par la suite, un photoélectron qui se trouve initialement au niveau de l'une des couches du cortège électronique comprenant probablement la couche « K » de l'atome du matériau cible pour ce type d'interaction, est éjecté. Cette éjection a lieu avec une énergie estimée selon l'équation (4-7).

$$E_e = h\nu - E_b \quad (4-7)$$

$h$  : Constante de Planck;

$\nu$  : Fréquence du photon incident;

$E_e$ : Énergie du photoélectron éjecté;

$E_b$ : Énergie de fixation de l'électron sur sa couche d'origine au niveau de l'atome du matériau cible.

Les photons ayant une énergie supérieure à quelques centaines de keV, les photoélectrons sont éjectés avec une énergie identique à celle des photons incidents. En raison de l'insignifiance de l'énergie de fixation des électrons dans le matériau cible, par rapport à l'énergie d'incidence du photon. Par ailleurs, l'électron éjecté est rapidement remplacé par un électron libre situé à proximité ou dans une autre couche du cortège électronique du même atome.

#### **4.2.1.3.2 Diffusion Compton**

Dans ce type d'interaction, le photon interagit notamment avec l'électron de l'atome du matériau absorbant, ce photon est alors dévié d'un angle différent de l'angle de l'incidence du photon d'origine, et en plus un électron de recul est éjecté. Toutefois, l'énergie initiale du photon incident est partagée entre le photon diffusé et l'électron de recul, qui est supposé être initialement au repos avant l'interaction.

#### **4.2.1.3.3 Production de paires**

Le mécanisme de production de paires nécessite un photon incident doté d'une énergie minimale de  $2 \times 0.511 = 1.02$  MeV, ce qui correspond aux restes de masse de l'électron et du positron. Ainsi, ce type d'interaction peut se produire dès que l'énergie du photon s'approche de plusieurs MeV, cette interaction a lieu près du champ coulombien du noyau du matériau cible. De sorte que le photon disparaît entièrement et à la place une paire d'électron + un positron est créée, avec une énergie partagée entre ces deux entités, la valeur de cette énergie est identique à la différence entre l'énergie initiale du photon incident et la valeur de 1.02 MeV. De plus, le positron généré risque de freiner dans le matériau cible et de s'annihiler pour former un photon secondaire, par conséquent le taux d'annihilation qui en résulte influence fortement la réponse du détecteur aux contacts des photons.

#### **4.2.1.4 Neutrons rapides**

Les neutrons rapides sont définis par leur énergie cinétique qui doit dépasser 0.5 eV, ces neutrons rapides et photons n'ont pas non plus de charge, et ils ne peuvent pas s'interagir avec le matériau cible par les forces coulombiennes. Cependant, ces deux particules ont la capacité de pénétrer dans le matériau absorbant, et l'autre point commun entre ces deux particules est la possibilité de disparation complète de la particule incidente. Qui est remplacé par une ou plusieurs particules secondaires avec une direction et une énergie cinétique modifiées par rapport à celles allouées pour les particules incidentes. D'autre part, la principale différence entre les neutrons et les photons incidents réside dans la nature des particules chargées créées après les réactions qui sont légères pour les photons et plutôt lourdes pour les neutrons. Ces particules dites lourdes surviennent après des interactions nucléaires accompagnées de transferts d'énergie des neutrons incidents vers les atomes du matériau cible. À cet

égard, les noyaux de ces atomes qui composent le matériau absorbant exercent de puissantes forces nucléaires sur les neutrons qui passent à proximité. Par conséquent, cinq types de mécanisme peuvent se produire en fonction de l'énergie du neutron incident, et ces cinq processus sont développés et détaillés ci-après [44]-[45].

#### 4.2.1.4.1 Diffusion élastique

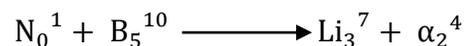
C'est le principal mode d'interaction des neutrons rapides avec les noyaux atomiques où les noyaux de recul sont produits avec des énergies transférées par les neutrons, qui à leur tour seraient diffusés à des angles adéquats par rapport aux directions initiales d'incidence des neutrons.

#### 4.2.1.4.2 Diffusion inélastique

La différence majeure de ce type de diffusion par rapport à celle expliquée précédemment réside dans l'état de l'atome de recul produit qui est excité et qui a une probabilité de revenir à l'état fondamental, accompagné d'une émission d'un photon et d'un neutron diffusé avec moins d'énergie que celui du neutron incident.

#### 4.2.1.4.3 Transmutation

Dans ce type de réaction, l'atome du matériau cible est transformé en d'autres types de matériau comme le montre l'exemple ci-après. Où le bore interagit avec le neutron, entraînant la production de lithium et d'hélium.



#### 4.2.1.4.4 Capture radiative

Dans ce type de réaction, le noyau du matériau cible absorbe le neutron incident et ce noyau est ensuite converti en un état excité, puis le noyau excité revient à son état fondamental accompagné d'une émission d'un photon, comme le montre l'exemple qui suit :



#### 4.2.1.4.5 Spallation

Dans ce type de mécanisme, le neutron incident doit avoir une énergie élevée ( $E_n > 100$  MeV) et interagir avec un noyau qui se fragmente en plusieurs particules.

## 4.2.2 Détection des particules cosmiques dans cette étude

L'objectif principal du projet CIMES à l'origine de cette étude est de détecter et de mesurer le spectre énergétique des particules cosmiques aux altitudes de croisière des vols d'avions. À ce propos, le paragraphe ci-dessous est un rapport détaillé qui résume les mécanismes utilisés dans l'installation des dispositifs de collecte de données à bord de l'avion d'essai: le Global 7500 de Bombardier pour détecter et mesurer les neutrons rapides et les rayons gamma. Il est judicieux de rappeler que ces deux types de particules cosmiques sont les plus prépondérantes aux altitudes de croisière des avions, comme annoncé au chapitre 2. Par ailleurs, les neutrons et les rayons gamma sont non chargés et ont une capacité de pénétration élevée dans le matériau cible, donc ces deux familles de particules présentent une réelle menace même à l'intérieur de l'avion pour tout ce qui peut être vulnérable à leur énergie et notamment pour les composants des systèmes électriques et électroniques aéroportés. À cet effet, le détail ci-dessous explique les principes théoriques et pratiques de la détection et de la mesure des particules cosmiques, à l'aide d'un scintillateur en plastique à bord d'avion d'essai. De plus, ce sous-chapitre serait une introduction à la modélisation et à la simulation des fonctions de réponse de ce scintillateur à utiliser dans cette étude, qui fait l'objet du sous-chapitre 4.3.

### 4.2.2.1 Section efficace

L'étude des modes d'interaction des particules ionisantes avec la matière est développée en mécanique quantique, et un problème se pose donc quant à la méthode à adopter pour déterminer le taux d'interaction de ces particules avec la matière. Pour résoudre cette difficulté, la probabilité d'interaction est alors apparue en dimension d'une surface appelée section efficace [44], dont le calcul mathématique est donné par les équations (4-8) et (4-9).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{\phi} \frac{dN}{d\Omega} \quad (4-8)$$

$$\phi = \frac{\text{Nombre de particules incidentes}}{\text{Surface de la matière cible X durée de temps de l'incidence}} \quad (4-9)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ : Section efficace différentielle;

$\phi$ : Flux de particules incidentes;

$dN$ : Nombre moyen des particules incidentes diffusées par unité d'angle solide ( $d\Omega$ ) par le matériau cible pendant toute la durée de l'incidence;

E: Énergie des particules incidentes.

L'analyse de l'équation (4-8) montre que la dimension de la section efficace est surfacique, donc la probabilité de l'interaction de la particule incidente avec la matière est proportionnelle à la valeur de cette surface. Il est judicieux de rappeler que la section efficace n'a pas d'explication physique, mais plutôt mathématique [44], par ailleurs la détermination de la section efficace totale par la valeur d'énergie est donnée dans l'équation (4-10), et son unité conventionnelle est le barn (b) avec  $1b = 10^{-24}cm^2$ .

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d(\Omega) \quad (4-10)$$

#### 4.2.2.2 Détection des rayons gamma

Le développement des modes d'interaction des rayons gamma et de la matière détaillés auparavant, montre que seuls trois types d'interactions sont utilisés en spectrométrie, à savoir l'absorption photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paires. Dont les équations (4-11), (4-12) et (4-13) décrivent respectivement les formules de calcul des sections efficaces par atome, déterminées par des méthodes semi-empiriques ou à partir de tables publiées par des chercheurs [44], [63].

$$\sigma_{ap} = \frac{Z^{n(\text{entre 4 et 5})}}{E_{\gamma 0}^{3.5}} \quad (4-11)$$

$$\sigma_{Comp} = C \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{E_{\gamma 0}} \quad (4-12)$$

$$\sigma_{P,\text{paire}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln \left( \frac{183}{Z^{0.33}} - \frac{1}{54} \right) \right) \quad \text{Pour } E_{\gamma 0} > 20\text{MeV} \quad (4-13)$$

C: Constante;

$\alpha$ : Constante de la structure fine d'électron =  $1/137$ ;

Z: Nombre atomique du matériau cible;

A: Poids atomique du matériau cible ;

$E_{\gamma 0}$ : Énergie du photon incident;

$\rho$ : Densité du matériau cible;

$r_e$ : Rayon classique de l'électron =  $2.82 \cdot 10^{-15}$  m.

L'analyse des formules (4-11) à (4-13) montre que la section efficace des trois interactions dépend principalement des caractéristiques physiques du matériau cible, en particulier le nombre atomique du matériau cible ainsi que de la plage d'énergie du photon incident. Une courbe développée par Knoll et représentée sur la Figure. 4-3,

qui donne à cet effet un aperçu approximatif du mode d'interaction à adopter par le matériau cible en fonction de son nombre atomique et de l'énergie du photon incident [45].

Toutefois, pour déduire les principaux modes d'interaction que le scintillateur plastique utilisé dans cette étude adopterait, à l'aide de la Figure. 4-3, il est nécessaire de calculer le nombre atomique pondéré du scintillateur EJ-299-33A, en introduisant ses constituants donnés dans le Tableau 3.1.

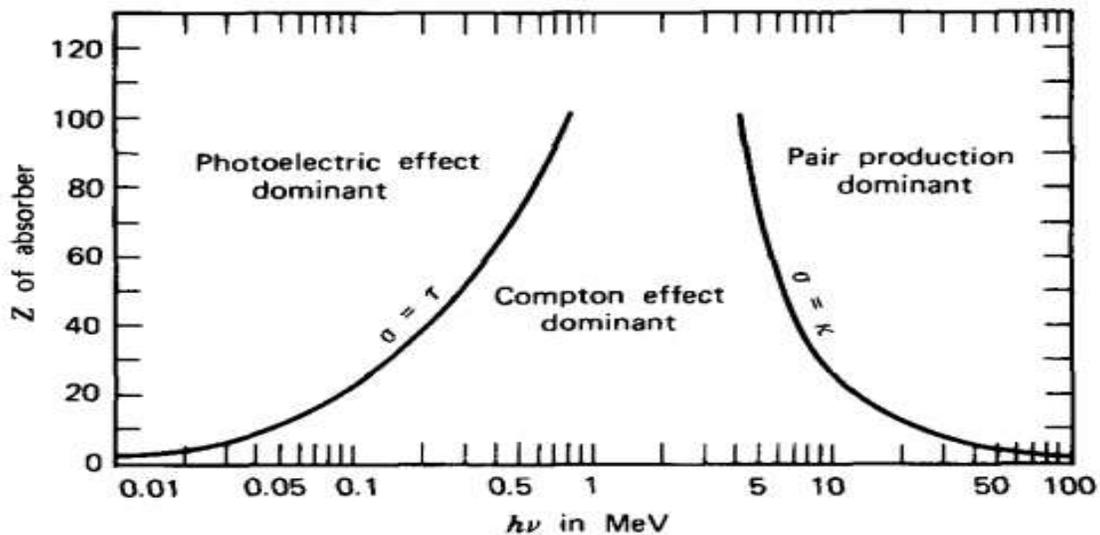


Figure 4-32: Type d'interaction en fonction de l'énergie et Z [45]

#### 4.2.2.2.1 Nombre atomique pondéré du scintillateur utilisé dans cette étude

Le scintillateur EJ-299-33A est composé de trois constituants à savoir l'hydrogène, le carbone et l'électron, donc le calcul du nombre atomique pondéré servira d'indicateur des modes d'interaction à étudier et à développer pour simuler et modéliser le comportement du scintillateur en contact de rayons gamma.

Ce dernier calcul sert de base pour déterminer les fonctions de réponse du scintillateur déployé dans cette application qui fait partie du projet CIMES, il a donc été proposé les équations (4-14) et (4-15) pour calculer le nombre atomique pondéré du scintillateur EJ-299-33A [45], [62].

$$Z_{\text{pond}} = \frac{\sum_{i=1}^L \frac{W_i}{A_i} Z_i^2}{\sum_{i=1}^L \frac{W_i}{A_i} Z_i} \quad (4-14)$$

$$W_i = \frac{N_i}{M} A_i \quad (4-15)$$

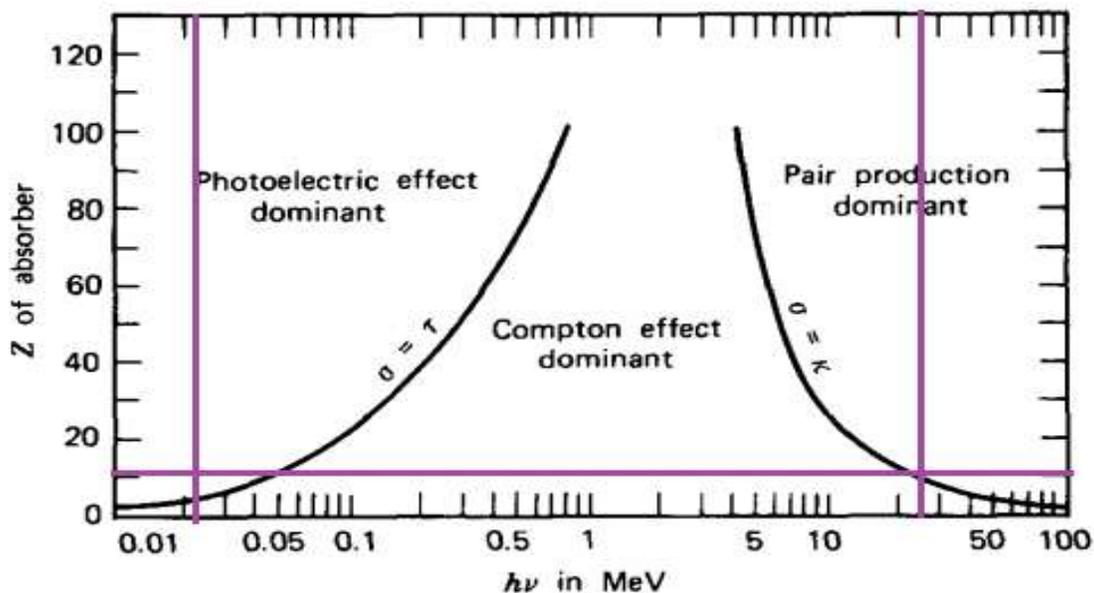
$Z_i$  : Nombre atomique de chaque constituant  $i$  jusqu'à  $L = 3$ ;  
 $A_i$  : Poids atomique de chaque constituant  $i$  jusqu'à  $L = 3$ ;  
 $N_i$  : Nombre d'atomes dans le matériau du scintillateur;  
 $M$  : Masse molaire du matériau du scintillateur.

L'usage de l'équation (4-15) dans l'équation (4-14) donne l'équation (4-16), et l'application des éléments du scintillateur utilisé dans cette étude à l'équation (4-16) permet de déterminer  $Z_{\text{pond}}$  de telle sorte que  $Z_{\text{pond}} = 11.1$ .

L'analyse de la Figure. 4-3 et l'ajout du nombre atomique pondéré du scintillateur ainsi que de la gamme d'énergie des rayons gamma, dont l'installation est capable de mesurer de 0.0128 MeV à 25.3952 MeV, donne la Figure. 4-4, où un aperçu approximatif des modes d'interaction à adopter par le scintillateur est donné

En conséquence de cette analyse et des résultats concluants des références bibliographiques [51], [54], [61], [64], la diffusion Compton a été assignée comme le type d'interaction dominante des rayons gamma avec le scintillateur plastique utilisé dans cette étude.

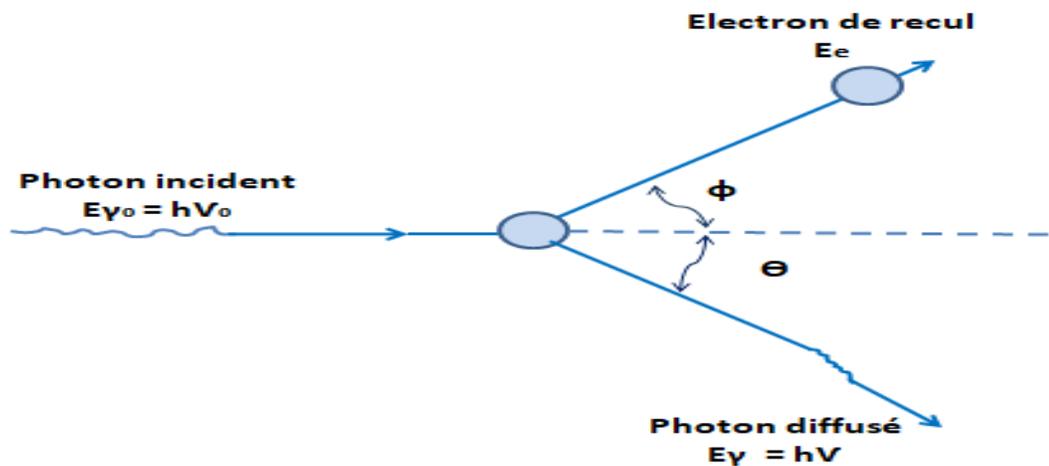
$$Z_{\text{pond}} = \frac{\sum_{i=1}^L N_i Z_i^2}{\sum_{i=1}^L N_i Z_i} \quad (4-16)$$



**Figure 4-33:** Type d'interaction pour le scintillateur EJ-299-33A

#### 4.2.2.2 Étude de l'interaction de diffusion Compton avec le scintillateur plastique

Conformément à l'explication donnée dans la sous-section 4.2.1.3.2, où il a été indiqué que la diffusion Compton sollicite un rayon gamma incident ayant une capacité de pénétration dans le matériau cible tel le scintillateur en plastique. Par la suite, ce photon frappe l'électron au repos, de sorte que l'énergie initiale de ce photon incident est partagée entre l'électron de recul et le photon diffusé comme la montre la Figure. 4-5.



**Figure 4-34:** Processus de diffusion Compton

À partir des équations de conservation de l'énergie et du moment entre l'interaction avant et après, et sous l'hypothèse que l'électron était au repos avant l'incidence du photon, nous définissons l'équation (4-17) qui exprime l'énergie transférée à l'électron de recul [44]-[45].

$$E_e \simeq E_{\gamma 0} - E_{\gamma} = \frac{E_{\gamma 0}^2}{m_0 C^2} \left[ \frac{(1 - \cos\theta)}{\left(1 + \frac{E_{\gamma 0}}{m_0 C^2} (1 - \cos\theta)\right)} \right] \quad (4-17)$$

$E_e$ : Énergie de l'électron de recul;

$m_0 C^2$ : Reste de masse de l'électron = 0.511 MeV;

$\theta$ : Angle de diffusion du photon;

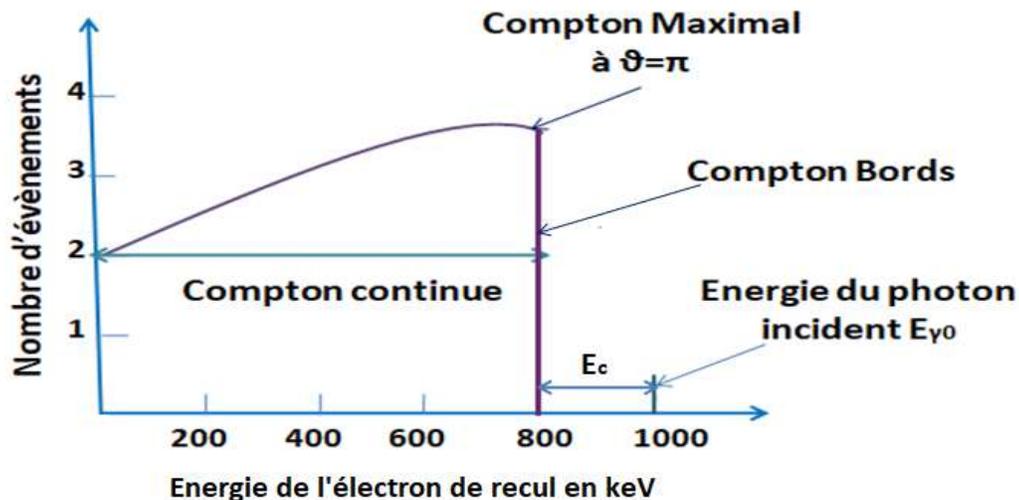
$E_{\gamma 0}$ : Énergie du photon incident.

L'analyse de l'équation (4-17) montre que pour  $\theta = 0$ ,  $E_e = 0$ , l'énergie du photon incident est donc complètement transférée vers le photon diffusé. Cependant, pour  $\theta = \pi$ ,  $E_e$  est maximale et son expression devient celle donnée par l'équation (4-18), telle que:

$$E_e \simeq \frac{E_{\gamma 0}^2}{m_0 c^2} \left[ \frac{2}{\left(1 + \frac{2E_{\gamma 0}}{m_0 c^2}\right)} \right] \quad (4-18)$$

Par conséquent, la courbe idéale du nombre d'événements (ou d'impulsions lumineuses) par intervalle d'énergie à enregistrer lors de la projection d'un faisceau mono-énergétique d'un photon sur le scintillateur utilisé dans cette étude doit suivre le profil de la Figure. 4-6. Les valeurs données dans cette figure sont indicatives et ne sont pas réellement enregistrées, car le but est de ne donner que le profil, et les résultats simulés seront donnés dans la sous-section 4.3, cela mérite d'être souligné.

L'analyse de la figure. 4-6 montre que le nombre d'évènements par intervalle d'énergie se situe dans une plage de valeurs qui sillonnent la région continue de Compton pour atteindre un nombre maximum à  $\vartheta = \pi$  défini comme Compton maximum. En outre, l'énergie Compton  $E_c$  est le manque entre l'énergie du photon incident et l'énergie maximale de l'électron de recul exprimée précédemment dans l'équation (4-18), et l'équation (4-19) exprime donc l'énergie Compton  $E_c$ .



**Figure 4-35:** Réponse idéale d'un scintillateur plastique interagi avec un photon

$$E_c \simeq h\nu_0 - \frac{E_{\gamma 0}^2}{m_0 c^2} \left[ \frac{2}{\left(1 + \frac{2E_{\gamma 0}}{m_0 c^2}\right)} \right] \quad (4-19)$$

Le principe expliqué ci-dessus est la base pour déterminer les fonctions de réponse du scintillateur utilisé dans cette étude, le rôle de ces fonctions est d'analyser et d'interpréter le comportement du scintillateur dans un environnement similaire à l'application de la cette étude. En outre, ces transferts d'énergie à l'électron de recul par les photons incidents déclenchent des mécanismes d'excitation et d'ionisation dans ce matériau et des photons optiques sont donc émis après l'effet de scintillation.

Ensuite, des événements ou impulsions lumineuses sont enregistrés et collectés selon le protocole défini au chapitre 3 à partir de l'installation à bord de l'avion d'essai.

### 4.2.2.3 Détection des neutrons

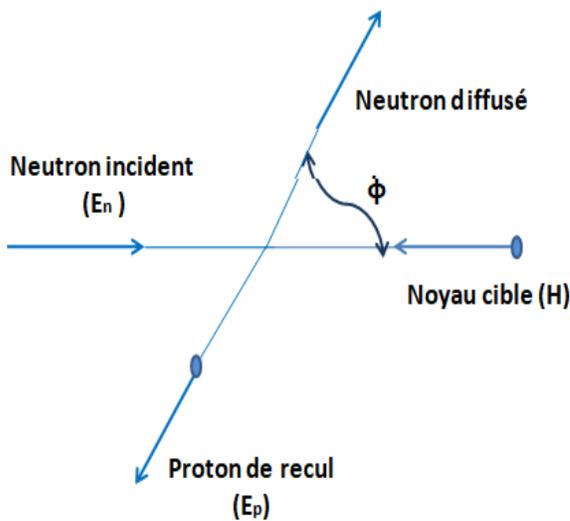
Cinq modes d'interaction entre les neutrons rapides et la matière cible ont été évoqués au sous-chapitre 4.2.1.4, mais selon les conclusions contenues dans les articles et livres examinés dans le cadre de cette étude qui stipulent que le mode le plus utilisé et le moyen le plus efficace pour détecter et la mesure des neutrons rapides est la diffusion élastique [44]-[45]. En effet, lors de cette collision nucléaire, le neutron peut transférer toute son énergie cinétique vers l'atome de recul, compte tenu de la présence d'hydrogène et de carbone dans la constitution du scintillateur EJ-299-33A. Cette conclusion est étayée par la probabilité du transfert d'énergie totale du neutron incident vers l'atome léger tel que l'hydrogène en une seule collision, cependant un transfert d'énergie très partiel a lieu entre le neutron et l'atome lourd. Ainsi, grâce à cet apport d'énergie, le proton de recul produit par l'interaction du neutron et de l'atome d'hydrogène est détectable et mesurable à partir de quelques keV, donc la détection des neutrons rapides à partir du recul des protons est la plus utilisée pour sa simplicité et son efficacité [45]. Deux expressions sont proposées pour le calcul de la section efficace de l'interaction entre le neutron rapide et l'hydrogène par diffusion élastique sont données dans l'équation (4-20) développée par Gammel par des méthodes semi-empiriques [65]. Cependant, l'expression de l'équation (4-21) a été développée par Marion et Young [45] pour une énergie neutronique comprise entre 0.3 MeV et 30 MeV uniquement. De plus, l'analyse de ces deux expressions montre que la section efficace est inversement proportionnelle à l'énergie du neutron rapide incident.

$$\sigma_{\text{dif}_\text{élas}} = \frac{5.06355}{(1+7.417E_n+0.1105E_n^2)} + \frac{0.865275}{(1+0.2427E_n+0.0028E_n^2)} \quad (4-20)$$

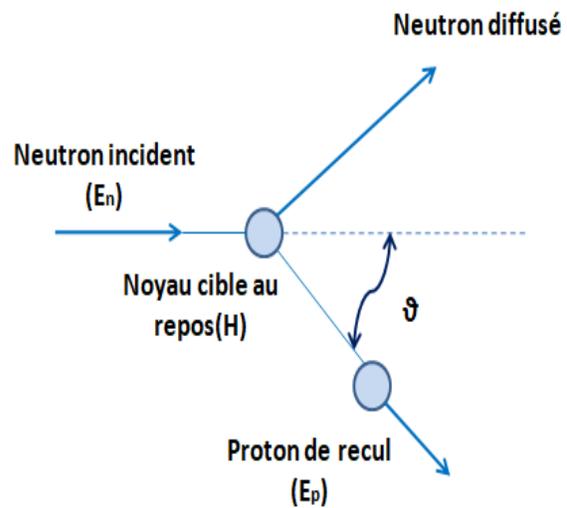
$$\sigma_{\text{dif}_\text{élas}} = \frac{4.83}{\sqrt{E_n}} - 0.578 \quad (4-21)$$

#### 4.2.2.3.1 Étude de l'interaction de la diffusion élastique avec le scintillateur plastique

Selon l'explication donnée au paragraphe 4.2.1.4.1, le mode de collision initié par diffusion élastique sollicite un neutron incident rapide et un atome dans le matériau cible, d'autre part dans le scintillateur utilisé dans cette étude, le neutron incident frappe l'atome d'hydrogène et moins probablement l'atome de carbone. Ainsi, un proton de recul est produit et le neutron est diffusé avec moins d'énergie qu'au début, car le manque est transféré au proton de recul, comme le montrent les Figures. 4-7 et 4-8, respectivement au système du centre de masse et au système de laboratoire [44].



**Figure 4-37:** Processus de la diffusion élastique au système du centre de masse



**Figure 4-36:** Processus de la diffusion élastique au système de laboratoire

Après avoir appliqué les lois de conservation de l'énergie cinétique et du moment entre avant et après l'interaction de diffusion élastique qui implique un neutron incident et un atome d'hydrogène du matériau absorbant. Les équations (4-22) et (4-23) expriment respectivement l'énergie du proton de recul produit dans les systèmes de centre de masse et en laboratoire, sont alors obtenues [45].

$$E_p = \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos\phi) E_n \quad E_n \ll 939 \text{ MeV} \quad (4-22)$$

$\Phi$ : Angle de diffusion du neutron;

$E_n$ : Énergie du neutron incident;

$E_p$ : Énergie du proton de recul;

$A$ : Poids atomique du matériau cible (pour l'hydrogène,  $A=1$ ).

$$E_p = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos\vartheta)^2 E_n \quad (4-23)$$

$\vartheta$ : Angle de diffusion du proton de recul.

L'équation (4-23) déterminée par l'utilisation du système en laboratoire est usuelle, elle donne une énergie de proton de recul «  $E_p$  » nulle à  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ , et  $E_p$  maximale à  $\vartheta = 0$ , dans cette étude, un scintillateur en plastique composé d'atomes d'hydrogène et de carbone est déployé dans l'installation à bord de l'avion d'essai. Par conséquent, l'énergie transférée du neutron incident peut être totale pour l'hydrogène ( $A=1$ ), mais seulement 28.4% peuvent être transférées pour le carbone ( $A=12$ ).

Par ailleurs, la probabilité que l'énergie du proton de recul produit après la diffusion élastique entre un neutron incident et l'atome d'hydrogène soit dans l'intervalle  $[E_p, E_p+dE_p]$  s'exprime par l'utilisation du système du centre de masse dans les équations (4-24), (4-25) à (4-27) [45], [65].

$$\left. \begin{aligned} P(E_p)dE_p &= \frac{\sigma(\phi)}{\sigma_{\text{dif.élas}}} d\omega \\ P(E_p)dE_p &= \frac{\sigma(\phi)}{\sigma_{\text{dif.élas}}} 2\pi \sin\phi d\phi \end{aligned} \right\} \quad (4-24)$$

$P(E_p)$ : Probabilité de l'énergie du proton de recul;

$\sigma(\phi)$ : Section efficace différentielle angulaire de diffusion élastique;

$\sigma_{\text{dif.élas}}$  : Section efficace totale de diffusion élastique.

La combinaison de l'énergie du proton de recul estimée par l'équation (4-22) avec l'équation (4-24) donne l'équation (4-25).

$$P(E_p) = \frac{\sigma(\phi)}{\sigma_{\text{dif.élas}}} \frac{4\pi}{E_n} \quad (4-25)$$

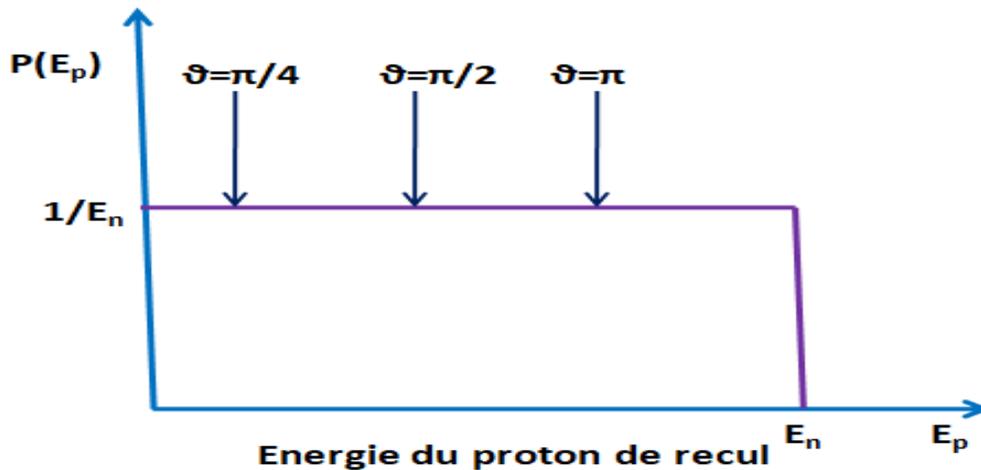
En supposant que la diffusion élastique provoquée par le neutron et l'atome d'hydrogène est isotrope au système du centre de masse jusqu'à une énergie de 10 MeV, donc avec l'application de la symétrie sphérique, nous dérivons l'équation (4-26). Telle que :

$$\frac{\sigma(\phi)}{\sigma_{\text{dif.élas}}} = \frac{1}{4\pi} \quad (4-26)$$

Les expressions (4-25) et (4-26), permettent de déterminer l'équation (4-27) ci-dessous.

$$P(E_p) = \frac{1}{E_n} \quad (4-27)$$

La combinaison de l'énergie du proton de recul estimée par l'équation (4-22) avec l'équation (4-24) donne l'équation (4-25), ce qui conduit à la distribution énergétique idéale du proton de recul rectangulaire comme illustrée sur la Figure. 4-9 quel que soit l'angle de recul  $\vartheta$ .



**Figure 4-38:** Réponse idéale d'un scintillateur plastique interagissant avec un neutron

Le principe expliqué ci-dessus sert de base pour déterminer les fonctions de réponse du scintillateur plastique déployé dans cette étude, cependant d'autres paramètres détériorent ces fonctions idéales dont les explications seront développées dans la sous-section 4.3.1.

### 4.2.3 Étalonnage énergétique du scintillateur EJ-299-33A

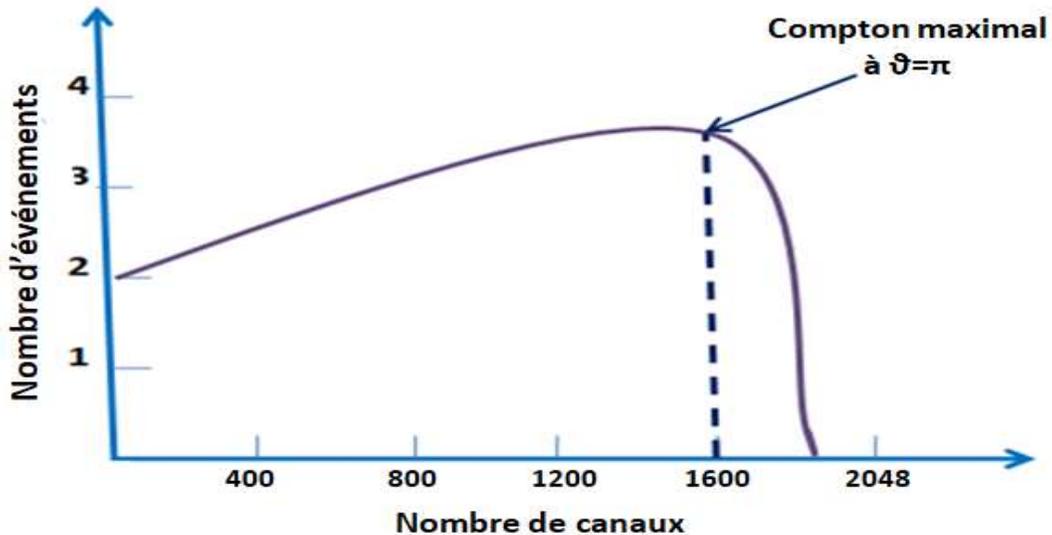
Dans les explications présentées précédemment, il a été confirmé que l'interaction majeure entre les rayons gamma et le scintillateur utilisé dans cette étude produit des électrons de recul par diffusion Compton. Cependant, la principale interaction des neutrons rapides avec le scintillateur EJ-299-33A produit des protons de recul par diffusion élastique. Ensuite, ces deux types de particules chargées provoquent les mécanismes d'excitation et d'ionisation dans le matériau absorbant, conduisant ainsi à l'émission de photons optiques et à l'enregistrement d'impulsions lumineuses dans le système électronique comme détaillé au chapitre 3. De plus, il est judicieux de rappeler que la lumière émise par un électron léger est supérieure à celle émise par un proton pour la même quantité d'énergie transférée des rayons gamma et des neutrons respectivement. En plus, la lumière émise par l'électron est linéaire par rapport à celle émise par le proton, à cet effet et principalement pour les raisons évoquées ci-dessus,

dans cette étude, des rayons gamma ont été utilisés pour l'étalonnage énergétique de l'installation constituée d'un scintillateur EJ-299-33A et d'un système électronique approprié.

#### 4.2.3.1 Processus d'étalonnage énergétique

L'étalonnage énergétique du système de détection est la première étape à franchir avant de commencer à mesurer les spectres de radiations, le but de cette calibration est d'évaluer la relation entre les enregistrements collectés à partir de MCA estimés en nombre de canaux associés aux énergies absorbées par ce détecteur. À cet égard, un MCA idéal doit avoir une relation linéaire dans un large intervalle d'énergie entre le nombre de canaux et l'énergie absorbée, sinon cette calibration devient très complexe et l'interprétation des mesures n'est pas aisée [45], [55], [66]-[67]. Aussi, le processus d'étalonnage est de préférence réalisé avec deux à trois sources appropriées à ce type d'expérience et qui ont la capacité d'émettre des photons mono-énergétiques (ou rayons gamma), afin d'avoir des résultats précis [45]. Ce nombre de sources permet en effet de fixer deux à trois points et donc la possibilité de tracer la ligne de calibration, en outre le MCA compte des canaux incrémentés qui correspondent aux largeurs des impulsions lumineuses enregistrées. Le but de cet étalonnage est de définir la relation entre les incréments des canaux enregistrés et l'énergie absorbée dans le volume actif de ce scintillateur. À cette fin, il est nécessaire d'identifier la corrélation entre cet incrément et l'énergie absorbée, qui sont les données clés pour déterminer les facteurs de la calibration à appliquer dans les interprétations des enregistrements collectés auprès du système de mesure. D'autant plus que les valeurs des énergies des sources standards sont connues a priori, néanmoins dans le cas d'un scintillateur plastique comme celui de cette étude, les valeurs associées aux bords Compton ne sont pas bien identifiées, après l'interaction du photon mono-énergétique projeté dans le volume actif du scintillateur [50], [68]. En conséquence, les valeurs associées au maximum de Compton sont utilisées dans l'étalonnage énergétique du scintillateur en plastique. Ainsi, des photons mono-énergétiques sont projetés pendant quelques secondes sur le scintillateur EJ-299-33A équipé d'un système électronique muni d'un MCA et un certain nombre d'impulsions lumineuses pour chaque nombre d'incrémentés sont alors enregistrés. Enfin, la lecture du maximum Compton sur l'axe des abscisses comme le montre la Figure. 4-10, donnée ici à des fins de démonstration uniquement, montre la valeur d'incrément correspondante. Par la suite, la valeur d'énergie du maximum de

Compton est calculée en introduisant la valeur d'énergie du photon projeté qui est connue au préalable dans l'équation (4-18) pour  $\vartheta = \pi$ . Enfin, avec la reprise du même processus en utilisant d'autres sources et en particulier d'autres valeurs d'énergie du photon projeté, la ligne de calibration énergétique du scintillateur est alors accomplie.



**Figure 4-39:** Identification des paramètres d'étalonnage d'un scintillateur plastique

Dans cette étude, un étalonnage énergétique a été réalisé pour les trois détecteurs déployés par BTI, en utilisant des sources de rayons gamma au sol, l'équation (4-28) présente la ligne de calibration énergétique des trois scintillateurs plastique EJ-299-33A utilisés dans cette étude [56].

$$\text{Énergie de la lumière (MeVee)} = (\text{Nombre de canaux enregistrés} - 64) \times 0.0128 \quad (4-28)$$

### 4.3 Modélisation et simulation des spectres de particules incidentes

Les spectres de hauteur d'impulsion (PHS) collectés à la plateforme expérimentale installée à bord de l'avion d'essai à chaque vol programmé, correspondent au nombre de canaux dans le MCA du système électronique connecté en aval du détecteur (scintillateur + PMT). Trois types d'histogrammes enregistrés sont analysés dans cette étude, à savoir le spectre induit par les rayons gamma uniquement, le spectre induit par les neutrons uniquement et le spectre induit par tous les types de rayonnement.

Par ailleurs, les spectres différentiels des hauteurs d'impulsions collectées ( $\frac{dN}{dH}$ ) sont le résultat de la convolution du spectre d'énergie de la particule incidente ( $\phi(E)$ )

et de la fonction de réponse mono-énergétique du détecteur utilisé ( $R(H, E)$ ) comme indiqué dans l'équation (4-29) [45].

$$\frac{dN}{dH} = \int_0^{E_{\max}} R(H, E)\phi(E)dE \quad (4-29)$$

$R(H, E) dH dE$  correspond à la probabilité différentielle que la particule incidente avec une énergie dans l'intervalle  $dE$  versus  $E$  produise une impulsion de hauteur dans l'intervalle  $dH$  en fonction de  $H$  [45].

L'équation (4-29) n'a pas de solution unique, car le nombre fini de mesures discrètes ne peut pas présenter la fonction continue du spectre de la particule incidente. Par contre, dans le cas de la collecte du spectre mesuré à partir d'un MCA, comme c'est le cas dans la présente étude, l'équation (4-29) se convertit en la forme discrète donnée dans l'équation (4-30) [21], [49], [69].

$$N(H)_i = \sum_{j=1}^M R(H, E)_{ij}\phi(E)_j \quad (4-30)$$

$N(H)$ : Mesures enregistrées par le  $i^{\text{ème}}$  canal du MCA de  $N$  canaux ;

$\phi(E)$ : Spectre de la particule incidente d'intervalle  $j^{\text{ème}}$  de  $M$  valeurs ;

$R(H, E)$ : Matrice de réponse qui fusionne le nombre de canaux «  $i$  » et le nombre d'intervalles d'énergie «  $j$  » du spectre de la particule incidente.

Si  $N \geq M$ , alors l'équation (4-30) a une possibilité d'être résolue, et ce processus de résolution est appelé la déconvolution du spectre de la particule incidente. Mais, la résolution de ce type d'équation se heurte à plusieurs obstacles tels que l'affichage de valeurs négatives dans les spectres résolus, en raison d'erreurs statistiques dans la détermination des fonctions de réponse et également dans les mesures collectées [45].

Par ailleurs, le choix du type de code de déconvolution est reporté à l'algorithme de Gravel, tel qu'indiqué dans le chapitre de l'état de l'art, de plus cet algorithme utilise la méthode des moindres carrés non linéaires ayant la capacité d'inciter le processus de calcul à obtenir la fluence du spectre recherché de valeur positive uniquement. De plus, cet algorithme nécessite d'initialiser les valeurs du spectre souhaité, ainsi la première étape consiste à fixer les valeurs initiales du spectre  $\phi^{(1)}$  et à calculer le poids tel que donné dans l'équation (4-31) [70].

$$W_{ij}^{(k)} = \frac{R_{ij}\phi_j^{(k)}}{\sum_{j'=1}^m R_{ij'}\phi_{j'}^{(k)}} \left( \frac{N_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4-31)$$

$R_{ij}$ : Matrice de réponse du scintillateur ;

$N_i$ : Valeur mesurée au  $i^{\text{ème}}$  canal de MCA ;

$\sigma_i$  : Déviation standard des mesures  $N_i$ .

Par la suite, les nouvelles valeurs de fluence sont déterminées par l'équation (4-32).

$$\phi_j^{(k+1)} = \phi_j^{(k)} \exp \frac{\sum_{i=1}^n W_{ij}^{(k)} \ln \left( \frac{N_i}{\sum_{j'=1}^m (R_{ij'} \phi_{j'}^{(k)})} \right)}{\sum_{i=1}^n W_{ij}^{(k)}} \quad (4-32)$$

De plus, le processus itératif est arrêté soit après avoir atteint la convergence entre les simulations et les mesures, soit en minimisant le Chi-carré square  $\chi^2$  par degré de liberté donné dans l'équation (4-33) et en maximisant le nombre d'itération « k ».

$$(\chi^2)^{(k)} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \frac{\{ N_i - \sum_{j=1}^m R_{ij} \phi_j^{(k)} \}^2}{\sigma_i^2} \quad (4-33)$$

### 4.3.1 Modélisation et simulation des fonctions de réponse mono-énergétiques

Les impulsions lumineuses collectées à partir du système électronique de la plateforme expérimentale installée à bord de l'avion d'essai se réfèrent aux photons optiques émis par le scintillateur. Ces photons sont produits après l'interaction des particules cosmiques incidentes avec le matériau absorbant constituant le volume actif de ce scintillateur utilisé, cependant il est bon de se rappeler que ces photons sont générés à la suite de transferts d'énergie discrets des neutrons incidents aux protons de recul. Lesquels ont été réalisés grâce à l'interaction principale qui combine initialement le neutron rapide et l'hydrogène par diffusion élastique. Par contre, pour les rayons gamma, ces photons émis résultent des énergies déposées d'une manière discrète par les rayons gamma incidents aux électrons de recul. Ces photons sont produits après l'interaction principale qui combine initialement le rayon gamma et l'électron dans un matériau à faible nombre atomique par diffusion Compton. Par la suite, ces deux types de particules de recul chargées (électrons et protons) engendrées interagissent alors avec le scintillateur d'une manière similaire à d'autres particules chargées, à savoir l'excitation et l'ionisation. Par la suite, des photons optiques sont émis et un PHS est enregistré, qui dépend directement des particules de recul et non des particules initialement incidentes.

Cependant, le spectre des particules incidentes est déterminé par l'algorithme de déconvolution de Gravel, qui nécessite la détermination complexe de fonctions de réponse mono-énergétique pour chaque type de particule. Ainsi, comme illustré dans le chapitre de l'état de l'art, le logiciel MCNP6 a été sélectionné pour simuler ces fonctions de réponse, afin de mimer le comportement réel du scintillateur au contact de tout type de particule incidente [45], [52].

Par ailleurs, afin d'obtenir les meilleurs spectres des particules incidentes, il a été convenu de déterminer une matrice de réponse de forme carrée et les valeurs de la matrice de réponse en dessous de la diagonale sont réduites à zéro, ce qui rend cette matrice de forme triangulaire. Étant donné que la valeur d'énergie maximale du proton de recul ou de l'électron de recul ne peut pas dépasser respectivement l'énergie du neutron incident ou du rayon gamma incident. En outre, la hauteur supplémentaire générée par les particules secondaires avec l'aluminium constituant l'enveloppe du détecteur est par conséquent ignorée [71]. Avant de développer le processus de détermination de ces fonctions de réponse (ou matrices), il est nécessaire de développer les facteurs qui détériorent les fonctions de réponse idéales comme indiqué dans le sous-chapitre 4.2.

#### **4.3.1.1 Paramètres affectant les fonctions de réponse**

Les explications des paramètres qui ont un impact sur les profils idéaux des fonctions de réponse mono-énergétique sont données ci-dessous par type de particule, car chaque type de particule a ses propres spécifications lorsqu'il interagit avec le matériau du détecteur.

##### **4.3.1.1.1 Rayons gamma dans le scintillateur en plastique**

Les résultats de l'analyse et de l'étude développées dans la sous-section 4.2, relatives aux interactions des rayons gamma avec les matériaux constituant le scintillateur plastique EJ-299-33A, ont conclu que la diffusion Compton est le type d'interaction dominant pour les rayons gamma avec des énergies allant jusqu'à 25.34 MeV dans la plateforme expérimentale installée à bord de l'avion d'essai. À cet effet, l'électron de recul rapide produit absorbe partiellement l'énergie déposée par le rayon gamma incident, par contre l'énergie transférée reste entière dans le type d'interaction d'absorption électrique, où un pic appelé «full peak» est enregistré dans le spectre des

événements liés aux fonctions de réponse du détecteur. Par conséquent, les fonctions de réponse du scintillateur utilisé dans cette étude sont principalement liées à l'interaction de diffusion Compton, plusieurs facteurs affectent le profil idéal de cette fonction de réponse, dont certains sont énumérés dans les paragraphes suivants [45].

- a) Dès que les rayons gamma incidents atteignent les valeurs d'énergie moyenne à élevée, alors de multiples diffusions deviennent possibles, dans le volume actif du scintillateur, ce qui risque de provoquer des fuites de ce volume étudié. Cela conduit à porter des modifications dans le profil des fonctions de réponse, où les transferts d'événements peuvent être transportés des énergies de haute valeur vers les énergies de faible valeur [45].
- b) Par ailleurs, dans le cas d'un scintillateur de taille insuffisante dont l'épaisseur est moindre par rapport aux portées d'électrons de recul à haute énergie, certaines énergies ne sont pas collectées dans le système de mesures et cet aspect détériore les profils des fonctions de réponse [45].
- c) Les électrons de recul résultants avec des énergies élevées peuvent provoquer le processus de freinage de rayonnement, malgré la faible valeur de section efficace de ce phénomène dans le scintillateur en plastique. Par conséquent, des photons seront produits et pourront être déviés au-delà du volume de ce scintillateur, pour cela des dégradations seront apportées aux fonctions de réponse [45].
- d) Bien que le phénomène de rétrodiffusion soit moins probable dans le scintillateur en plastique, lorsque les rayons gamma interagissent avec des énergies inférieures à 0.25 MeV, cet aspect risque de détériorer les fonctions de réponse [45].

De ce fait, la superposition de ces phénomènes peut amplifier la complexité de la détermination des fonctions de réponse de manière déterministe, par conséquent le logiciel Monte Carlo MCNP6 est utilisé dans cette étude pour calculer ces fonctions de réponse. Cependant, la faible valeur de la résolution énergétique du scintillateur en plastique a un impact sur les pics des fonctions de réponse simulées, contrairement aux pics élargis affichés par les fonctions de réponse mesurées comme la montre la Figure. 4-11. À cet effet, le paramètre de la résolution énergétique du scintillateur doit être pris en considération dans les simulations du logiciel MCNP6 [45].

De plus, la linéarité de la proportionnalité de la quantité de lumière émise et de l'énergie déposée par les rayons gamma dans le scintillateur et l'efficacité de la détection influencent les profils des fonctions de réponse du scintillateur [45].

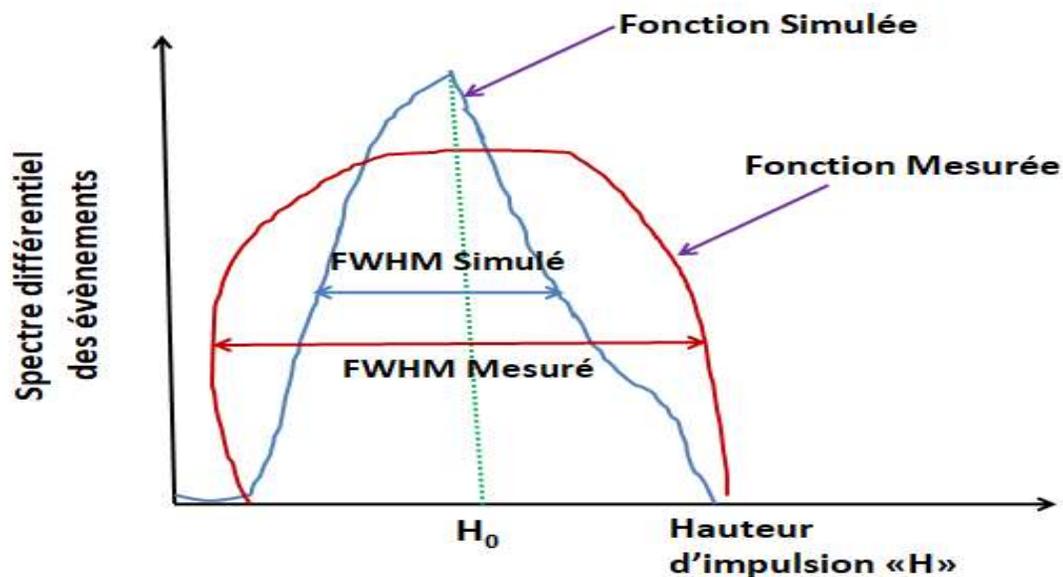


Figure 4-40: Fonctions de réponse d'un scintillateur plastique

#### 4.3.1.1.2 Électrons rapides dans le scintillateur en plastique

Les fonctions de réponse des électrons rapides dépendent des matériaux absorbants et de l'épaisseur du scintillateur ainsi que de l'angle d'incidence de ces électrons. Il est également indispensable d'avoir une épaisseur supérieure à la portée maximale de l'électron incident. De plus, il existe un risque que le matériau du scintillateur ne soit pas complètement opaque aux photons produits par le phénomène de freinage de rayonnement, par conséquent ces photons sont éjectés du volume actif, et donc les fonctions de réponse sont détériorées [45].

De plus, le profil de la fonction de réponse d'un électron rapide montre un pic qui correspond à l'absorption d'énergie globale de l'électron incident. Mais, ce profil montre également un tail sur la plage des autres valeurs d'énergie, comme le montre la Figure. 4-12 [45].

D'autre part, les deux processus de rétrodiffusion et de freinage de rayonnement amplifient le taux d'expansion des fonctions de réponse des électrons incidents. Toutefois, au niveau du scintillateur EJ-299-33A, ces deux processus cités ci-dessus ont une faible efficacité à se produire, compte tenu du faible nombre atomique de ces constituants comme indiqué dans le Tableau 4-1 [45].

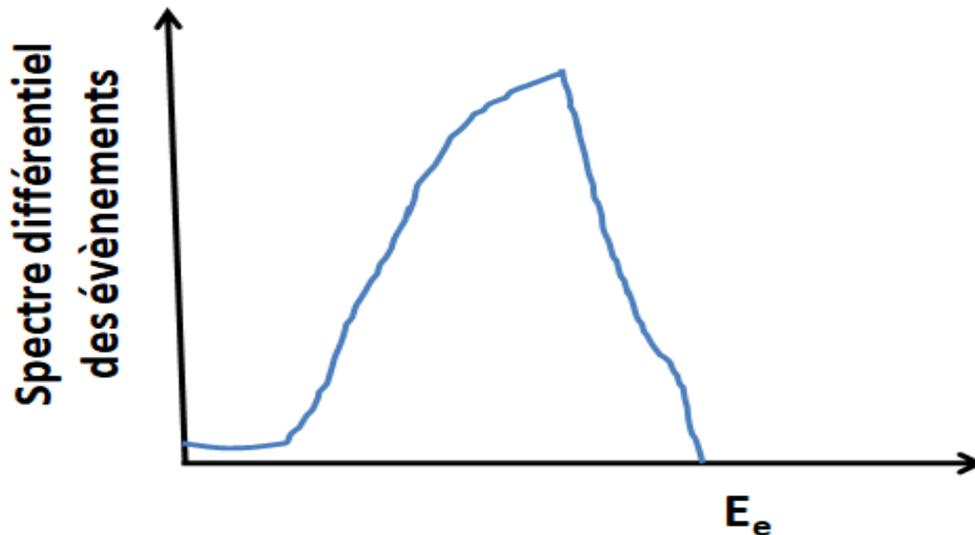


Figure 4-41: Fonction de réponse d'un électron dans un scintillateur en plastique

Tableau 4-2: Fraction d'électrons normalement incidents rétrodiffusés à partir de plusieurs surfaces de scintillation [45]

Type du Scintillateur	Energie de l'électron en MeV				
	0.25	0.5	0.75	1	1.25
Plastique	$0.08 \pm 0.02$	$0.053 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.007$	$0.032 \pm 0.003$	$0.03 \pm 0.005$
Anthracène	$0.09 \pm 0.02$	$0.051 \pm 0.01$	$0.038 \pm 0.004$	$0.029 \pm 0.003$	$0.026 \pm 0.004$
NaI(Tl)	$0.45 \pm 0.045$	$0.41 \pm 0.01$	$0.391 \pm 0.014$	$0.375 \pm 0.008$	$0.364 \pm 0.007$
CsI(Tl)	$0.49 \pm 0.06$	$0.455 \pm 0.023$	$0.43 \pm 0.013$	$0.419 \pm 0.018$	$0.404 \pm 0.016$

#### 4.3.1.1.3 Neutrons rapides dans le scintillateur en plastique

Selon la sous-section 4.2, qui stipule que la fonction de réponse idéale d'un neutron rapide à travers le proton de recul est de forme rectangulaire, ce proton résultant est le produit de l'interaction de diffusion élastique dominante entre ce neutron incident et l'hydrogène qui constitue le scintillateur plastique. Cependant, plusieurs facteurs cités ci-dessous détériorent le profil idéal de cette fonction de réponse.

##### a. La non-linéarité de la lumière émise en fonction de l'énergie déposée

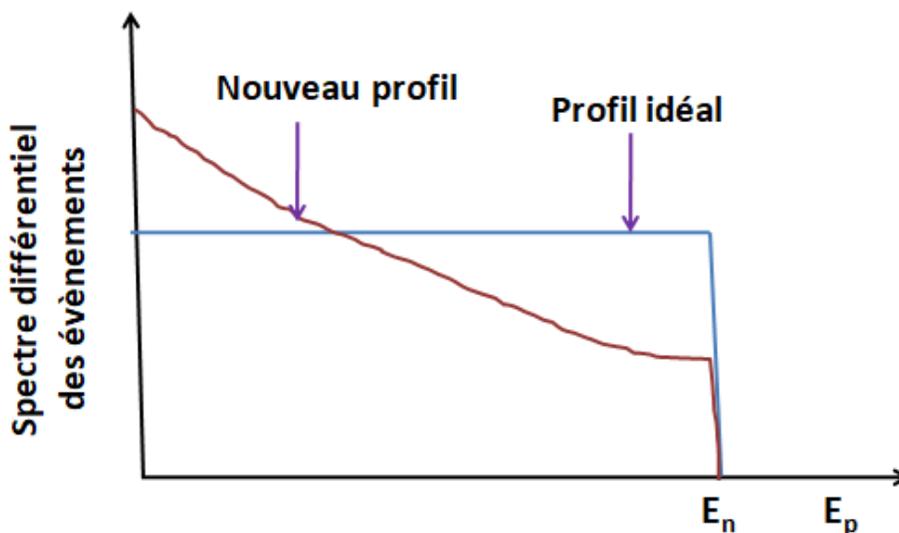
La majorité des scintillateurs organiques ont une proportionnalité non linéaire entre la lumière émise et l'énergie déposée dans le scintillateur donnée par la formule (4-34) [45].

$$L = KE_d^{1.5} \quad (4-34)$$

L: Lumière émise par le scintillateur;  
 $E_d$ : Energie déposée au niveau du proton de recul;  
 K: Constante de proportionnalité.

Mais, le nouveau spectre de la hauteur de l'impulsion induite par le proton de recul est donné par l'équation (4-35) et la Figure. 4-13 :

$$\frac{dN}{dL} = \frac{\frac{dN}{dE_d}}{\frac{dL}{dE_d}} = \frac{\text{Constante}}{1.5K(E_d)^{0.5}} = K'L^{-0.33} \quad (4-35)$$



**Figure 4-42:** Fonction de réponse due à la non linéarité de la lumière émise

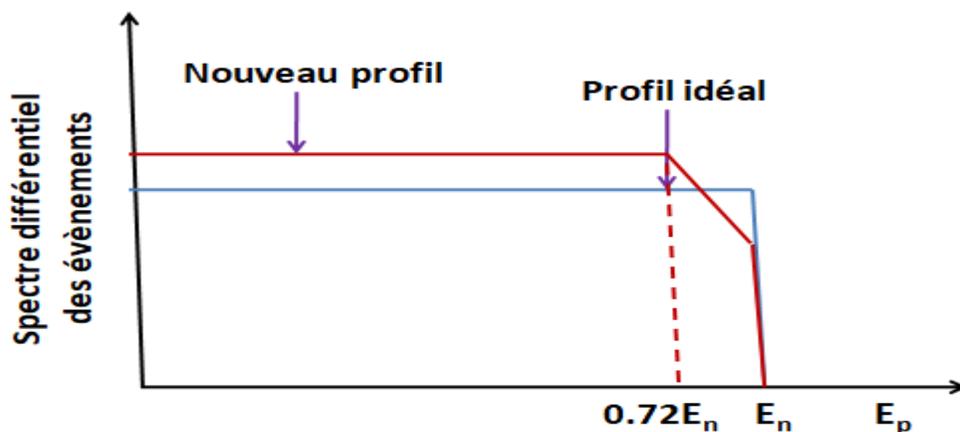
### b. Effets de parois

Le neutron n'est pas chargé et pénètre donc dans le matériau absorbant tel que le scintillateur en plastique avant de heurter le noyau d'hydrogène et de produire alors un proton de recul d'énergie maximale équivalente à l'énergie de ce neutron incident. Par conséquent, la portée du proton de recul peut dépasser l'épaisseur de ce scintillateur et donc une fuite de ce proton du volume actif peut se produire. Pour cela, les événements du spectre d'énergie déposée enregistrent un surplus aux basses énergies par rapport aux hautes énergies [45].

### c. Diffusion à partir du carbone

Le scintillateur EJ-299-33A contient du carbone dans sa constitution et ce même carbone a une efficacité de scintillation élevée pour les neutrons incidents à haute énergie. Cependant, le carbone de recul ne contribue pas directement à la fonction de réponse, mais en réduisant l'énergie du neutron incident jusqu'à 28%, avant d'être diffusé et d'interagir à nouveau avec le noyau d'hydrogène. Par conséquent,

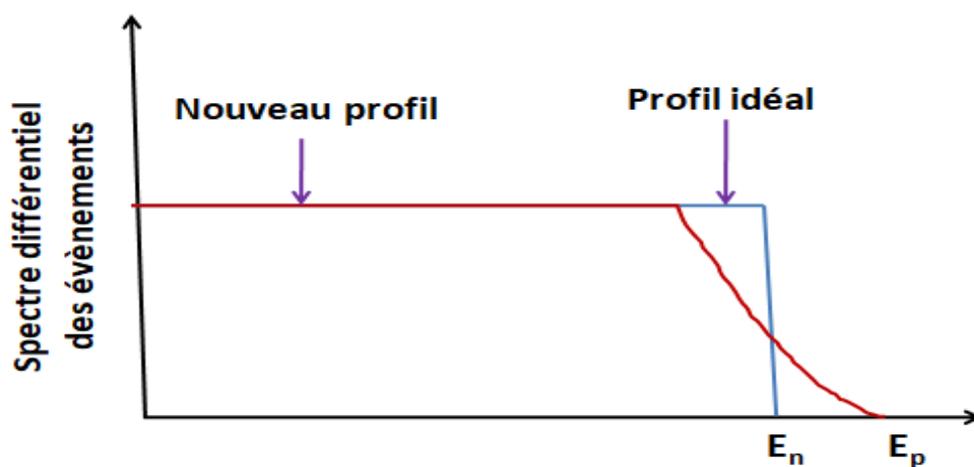
cet aspect peut fausser le spectre des événements relatif aux énergies élevées, car ils sont déjà réduits par les carbones de recul comme le montre la Figure. 4-14 [45].



**Figure 4-43:** Fonction de réponse due au carbone de recul

#### d. Résolution énergétique du scintillateur

Comme indiqué dans la section sur les facteurs qui influencent les fonctions de réponse aux rayons gamma, une faible résolution énergétique détériore également les fonctions de réponse des neutrons, comme la montre la Figure. 4-15. Tout en rappelant que cette résolution énergétique est faible pour le scintillateur plastique, compte tenu de la non-homogénéité de la collecte de la lumière émise par la photocathode et de la non-linéarité du gain PMT, ainsi que d'autres facteurs [45].



**Figure 4-44 :** Fonction de réponse due à la faible résolution énergétique

#### 4.3.1.2 Définition des logiciels basés sur la méthode Monte Carlo

L'utilisation de modèles Monte Carlo a été introduite dans les années 1940 par des chercheurs travaillant sur la conception d'armes nucléaires au laboratoire de Los Alamos aux États-Unis, mais les origines de ces méthodes remontent bien avant les années 1940. Par ailleurs, les principes de ces modèles reposent sur des tirages d'échantillons stochastiques aléatoires et théoriques afin de déterminer les probabilités de production d'un phénomène physique ayant la contribution à résoudre un problème complexe. De plus, ces techniques s'apparentent aux pratiques appliquées dans l'utilisation des roulettes installées dans les grands casinos de renom, situés à l'époque principalement dans la ville de Monte Carlo [72].

Les méthodes de Monte Carlo ont le privilège de fusionner des principes physiques et statistiques pour se rapprocher de la réalité, comme les interactions des particules avec la matière. Le développement de ces principes est principalement sollicité pour la résolution de problèmes complexes, où les modèles déterministes sont impuissants. En outre, le déploiement de ces méthodes requiert des machines numériques puissantes, afin de simuler un nombre nécessaire de tests reflétant les comportements probables d'un phénomène physique. Par conséquent, les techniques de Monte Carlo effectuent plusieurs tests, basés sur l'historique de chaque particule, y compris les particules générées par cette particule primaire. Dès leur création jusqu'à leur disparition, soit par absorption soit par fuite du volume étudié ou la particule a déjà atteint un niveau d'énergie inférieur au seuil précédemment établi. Ainsi, un processus physique et une trajectoire de cette particule sont affectés à chaque étape par la simulation des distributions relatives aux productions d'un tel type d'interaction dans le volume étudié. Ceci est réalisé grâce à l'utilisation de modèles mathématiques sélectionnés par tirages aléatoires qui conduisent à des échantillons statistiques [44], [73]-[74]. À l'issue des simulations, un état récapitulatif des calculs serait affiché pour donner les estimations des moyennes issues des tests créés, les erreurs statistiques engendrées par l'utilisation de ces tirages, afin d'avoir une vue d'ensemble des résultats simulés ainsi que leurs taux d'exactitude [75].

D'autre part, les modèles déterministes utilisent des fonctions de densité pour décrire le processus de transport des particules moyennes dans l'espace, à savoir leur positionnement, leur distribution en fonction de l'énergie, leur angle d'incidence et les types de particules secondaires générées. Ces fonctions dites de densité sont exprimées

par l'introduction de modèles mathématiques appelés: équations de transport, ces équations conduisent à la définition de sources, de conditions aux limites et de coefficients d'interactions en chaque point de l'espace et à chaque instant [61].

À cet effet, les modèles de Monte Carlo donnent des résultats plus précis que ceux affichés par les modèles déterministes, comme les solutions de Boltzmann. En raison de l'incorporation des détails des caractéristiques de la géométrie complexe du détecteur utilisé ainsi que les paramètres physiques environnants dans le logiciel Monte Carlo et non dans les modèles déterministes. Étant donné que ces derniers ne nécessitent qu'une description simpliste de la géométrie et attribuent des sections efficaces approximatives aux interactions dans lesquelles toutes les particules sont mélangées. Toutefois, les inconvénients des techniques de Monte Carlo résident dans les solutions proposées qui ne sont pas exactes, suite à l'utilisation de modèles statistiques. En outre, les simulations de solutions réalisées par ces techniques nécessitent un temps considérable, surtout si un faible taux d'erreur est exigé par l'utilisateur [61]. Cependant, au cours des dernières décennies, des progrès significatifs ont été réalisés dans les codes de Monte Carlo et des améliorations sont alors apportées à leur degré de précision.

#### **4.3.1.3 Définition du logiciel MCNP6**

La première maquette du logiciel MCNP (Monte Carlo N-Particles) a été développée au laboratoire national Los Alamos, Nouveau Mexique aux USA, lors du projet Manhattan au début des années 1940, afin de simuler le transport des neutrons à l'aide des premiers ordinateurs conçus dans le monde. Le logiciel MCNP vise une utilisation générale, tel qu'un code de transport de particules capable de modéliser l'interaction d'un seul type de particule ou d'un groupe de plusieurs types de particules avec un matériau. La dernière version de MCNPX est marquée par l'ajout d'un certain nombre de types de particules supplémentaires qui étendent les capacités de simulation de ce logiciel, mais sans avoir besoin de temps additionnel [76]-[77].

Dans MCNP, la modélisation détaillée de la géométrie est effectuée en trois dimensions, et les sections efficaces qui caractérisent les interactions des particules avec les matériaux sont extraites de bibliothèques régulièrement mises à jour. Par ailleurs, un modèle physique est introduit dans la simulation dès que les données n'existent pas dans les tables des bibliothèques. En outre, la version MCNP6 est

définie comme une fusion des capacités des versions MCNP5 et MCNPX, résultant de la contribution aux efforts de plusieurs groupes de chercheurs sur six ans, comme le montre la Figure. 4-16 [61], [77]. Cependant, avec de nouvelles capacités par rapport aux versions de MCNP5 et MCNPX telles que la possibilité de modéliser le transport pour 37 types de particules. De plus, les langages de programmation de MCNP6 sont le Fortran 90 et C++ pour la partie graphique, le logiciel MCNP6 dispose de plusieurs options d'installation, telles que les systèmes Windows, Linux et Mac Os. Le MCNP6 est commercialisé par RSICC (Radiation Safety Information Computation Center) [77].

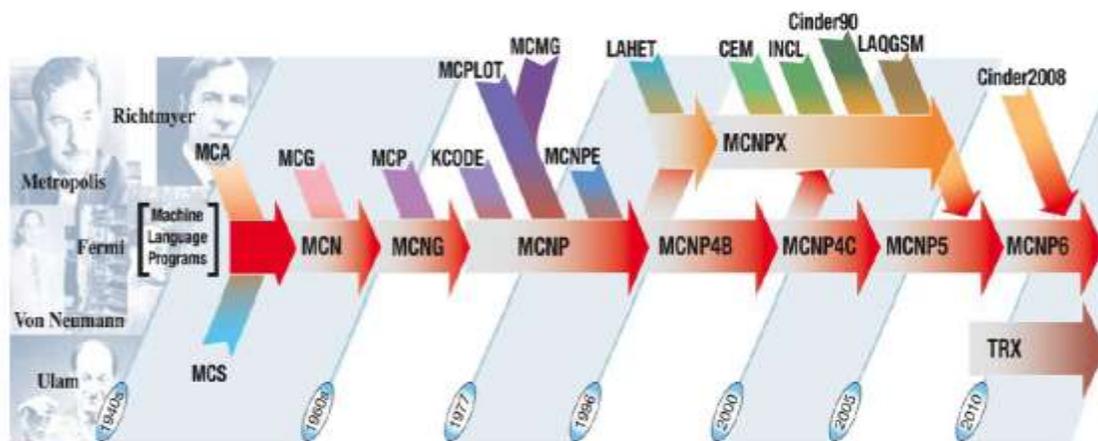


Figure 4-45: MCNP dans le temps [78]

La version MCNP6-11Beta est le développement et la mise à jour en 2014 de la version MCNP6.1 qui a été publiée en 2013, avec l'implémentation de nouvelles fonctionnalités et des corrections de bugs des versions précédentes [78]. Néanmoins, certaines limitations peuvent également être rencontrées par l'utilisateur lors des simulations, donc des précautions doivent être prises lors de la programmation. De plus, le package MCNP6.11Beta/MCNP6.1/MCNPX est commercialisé en 4 DVD, dont l'un contient les exécutables des logiciels mentionnés précédemment et les trois autres contiennent les tables des bibliothèques de données atomiques et nucléaires ENDF/B-VI.1 (Fichier de données nucléaires évaluées) ainsi qu'un code de données traitées appelé NJOY. La nouvelle version de MCNP6.11Beta se caractérise par de nouvelles capacités, à savoir la mise à jour des calculs de sources cosmiques, la mise à jour des données dans le fichier Background.dat et la prise en compte des ions lourds au niveau de l'identification de la source cosmique standard [78]. De nouveaux types de particules et l'élargissement des gammes d'énergie de certaines particules ont été introduits dans cette nouvelle version de MCNP6. Ces améliorations ont nécessité l'utilisation de modèles physiques de haute performance, tels que le modèle cascade-

exciton (CEM), le modèle de cascade intranucléaire (INCL) et la version du modèle de chaîne quark-gluon développée par le laboratoire national de Los Alamos.

Il y a actuellement environ 70 000 utilisateurs de MCNP dans le monde, ce qui fait du logiciel l'un des leaders mondiaux de la modélisation et de la simulation du transport de particules radiatives.

Les applications déployant le MCNP concernent la conception des réacteurs physiques, la physique médicale, la dosimétrie et la radioprotection, l'évaluation des radiations cosmiques, la simulation des réponses, le durcissement des composants à des altitudes avioniques ou spatiales et également pour d'autres types d'applications [76].

#### **4.3.1.4 Fonctions de réponse d'un détecteur dans MCNP6**

L'énergie déposée par les neutrons et les rayons gamma pour les protons de recul et les électrons de recul, respectivement, peut être mesurée par un détecteur calibré, mais encore une fois, elle peut être déterminée par MCNP6 [44]. Ce calcul est effectué par la méthode de Monte Carlo, dont l'explication est présentée ci-dessous, ce calcul permet de simuler le trajet de la particule incidente dans le milieu absorbant.

Pour cela, MCNP6 contient un fichier d'entrée et un fichier de sortie, mais l'utilisateur construit et alimente uniquement un fichier d'entrée, qui consiste à expliciter le problème à modéliser. Ceci est possible en précisant les caractéristiques physiques de la géométrie du détecteur utilisé et les caractéristiques chimiques des matériaux constituant ce même détecteur. De plus, l'utilisateur peut spécifier les tables de sections efficaces à déployer pour la simulation, de plus la source de radiation doit être définie et caractérisée en précisant la position de cette source, le type de particule à émettre. En outre, les types de résultats souhaités et les taux d'erreur souhaités sont également spécifiés dans le fichier d'entrée [79]-[80].

##### **4.3.1.4.1 Caractérisation de la source cosmique dans MCNP6**

La caractérisation de la source dans MCNP6 est affectée à la carte de la définition de la fonction de la source (SDEF) à intégrer dans le fichier d'entrée, en précisant le type de la particule par « PAR = cr, ch, ca », l'énergie de cette dernière par « ERG » et la date calendaire « DAT ». Par la suite, des tirages ou des tests de distributions énergétiques et angulaires sont produits pour les particules cosmiques primaires. De

plus, une normalisation des résultats peut également être effectuée en fonction des données introduites dans «WGT» au niveau toujours dans la carte SDEF.

Par ailleurs, il est judicieux de rappeler que deux types de modèles pour simuler des spectres interplanétaires sont incorporés dans MCNP6. Il s'agit premièrement du modèle LEC (Lal with energy cut off), qui utilise une forme analytique du spectre de flux différentiel  $4\pi$  du GCR, d'autre part le second modèle utilise la méthode moderne du BRI (Bartol research institute). Ces deux derniers modèles peuvent être utilisés dans les études du rayonnement atmosphérique terrestre, en précisant les coordonnées géographiques et l'altitude au niveau de la carte de SDEF sous le mot-clé « LOC ». Car avec ces coordonnées, le fichier d'entrée fait appel au fichier « sky.map », qui fait partie de la base de données MCNP6, puisque ce fichier contient les rigidités polaire et azimutale balayant tout le réseau terrestre [76].

#### 4.3.1.5 Fonctions de réponse d'un scintillateur organique dans MCNP6

L'option de hauteur d'impulsion lumineuse (PHL) du MCNP6 associée aux tallies (ou comptages) F6 et F8 vous permet de simuler les fonctions de réponse d'un scintillateur organique, donc F6 est utilisé pour déterminer les quantités d'énergie déposées dans le volume actif du scintillateur [77]. Cependant, F8 fournit le spectre de l'énergie absorbée pendant un temps prédéterminé, et ce spectre est exprimé comme le nombre d'événements normalisés par le nombre de particules sources pour chaque énergie absorbée [72]. Par ailleurs, en raison de la faible résolution énergétique des scintillateurs organiques, les pics aigus des spectres liés aux fonctions de réponse déterminées par F8 devraient être élargis par l'utilisation de la fonction de l'élargissement de l'énergie gaussienne (GEB) dans MCNP6 [81]. Afin d'analyser l'asymétrie et la valeur de crête présentées par le spectre d'événements initialement simulés avec les tallies F6 et F8, en raison de la faible résolution du scintillateur en plastique [7]. Par conséquent, une fonction GEB appropriée doit être introduite dans le programme d'entrée, afin d'obtenir des spectres simulés proches de la réalité [82]. Pour ce fait, la détermination de la fonction GEB implique nécessairement le calcul de FWHM pour chaque valeur d'énergie déposée par la particule incidente, dont l'équation d'évaluation est donnée par l'équation (4-36) [83].

$$\text{FWHM} = a + b\sqrt{E} + cE^2 \quad (4-36)$$

E: énergie déposée

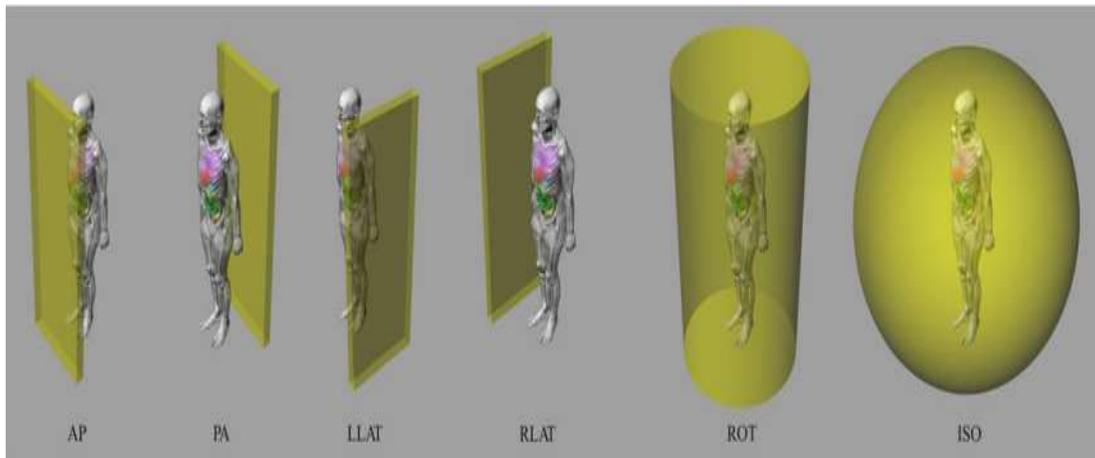
a, b, c: sont des constantes à déterminer expérimentalement par l'ensemble de la chaîne de mesure utilisée. Les unités de ces constantes sont respectivement MeV,  $\text{MeV}^{0.5}$  et  $\frac{1}{\text{MeV}}$

### 4.3.2 Méthodes de vérification de la précision des spectres simulés

Dans ce qui suit, nous cherchons à valider les résultats obtenus par la déconvolution des spectres issus de l'algorithme Gravel et des matrices de réponses mono-énergétiques déterminées par le logiciel MNCP6. Les spectres de particules incidentes ainsi calculés seront ensuite comparés à ceux calculés avec l'outil EXPACS, comme annoncé dans le chapitre de l'état de l'art. Pour cela, il a été décidé de comparer les calculs des doses efficaces produites par le logiciel EXPACS et celles déduites des spectres simulés, par conséquent le paramètre physique exprimé en fluence doit être converti en paramètre de dose [84].

Dans cette optique, des simulations ont été réalisées au préalable pour calculer la dose absorbée dans chaque organe situé dans un fantôme, qui se réfère à un corps humain. Pour cela, des logiciels de Monte Carlo ont été utilisés, à savoir EGSnrc, MCNPX, PHITS et FLUKA [85]. Par la suite, les coefficients de conversion de la fluence en dose efficace sont déduits de ceux qui convertissent pour chaque organe en utilisant le facteur de pondération du rayonnement  $W_R$  et le paramètre de pondération de chaque organe  $W_T$  comme décrit dans la référence [42], [85].

En outre, six types de géométries idéalisées représentent les différentes positions dans lesquelles le corps humain peut alors prendre pendant toute son irradiation par un rayonnement externe unidirectionnel. En suivant les axes antéropostérieurs, postéro-antérieurs, latéral gauche, latéral droit, les directions de rotation à  $360^\circ$  autour de l'axe longitudinal du fantôme et enfin une irradiation isotrope, telles qu'illustrées sur la Figure. 4-17. Pour cela, des fonctions spécifiques ont été utilisées pour déterminer la dose absorbée pour chaque géométrie irradiée en fonction de la fluence de la particule incidente [85].



**Figure 4-46:** Géométries de fantômes utilisées par ICRP [86]

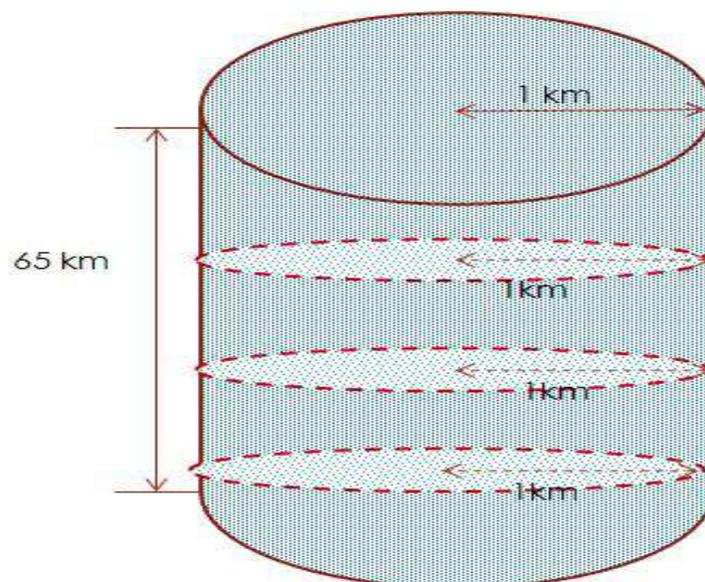
Cette fonction dose-réponse (DRF) est calculée en modélisant les parties microscopiques de chaque géométrie étudiée, ainsi que les trajets des particules ionisantes secondaires aux niveaux de ces géométries ciblées. Cependant, les modèles cités ci-dessus supposent que toutes ces géométries sont situées dans le vide, de sorte qu'aucune interaction dans l'air environnant ne peut se produire, par ailleurs les résultats obtenus en utilisant ces géométries restent approximatifs lorsqu'ils sont calculés en conditions réelles. Cependant, d'après les résultats obtenus dans les travaux cités dans l'article [87], la géométrie isotrope « ISO » est la plus adaptée pour déterminer la dose efficace pour les membres de l'équipage de l'avion. Car la détermination du spectre angulaire dans ce type de géométrie ne dépend pas de la direction et de la position de cette géométrie dans l'environnement. Ainsi, l'introduction des coefficients de conversion fluence - à - dose pour chaque type de rayonnement mono-énergétique de la géométrie isotrope est effectuée dans les simulations selon les valeurs affichées en annexe B. Bien que les constituants de la structure du fuselage de l'avion peuvent entraîner des modifications des valeurs finales de la dose efficace aux corps humains à bord de l'aéronef. En revanche, selon le document [85], la géométrie SS-ISO (super-hémisphère semi-isotrope) est la plus appropriée pour les calculs des doses aux équipages à bord de l'avion. Par ailleurs, ce document confirme également que les taux d'erreur entre les doses déterminées par les géométries ISO et SS-ISO sont faibles.

### 4.3.3 Résultats et interprétations des simulations des fonctions de réponse

#### 4.3.3.1 Simulation du scintillateur EJ-299-33A dans MCNP6

Afin de valider la modélisation du scintillateur EJ-299-33A en conditions réelles, et également en raison de l'indisponibilité des fonctions de réponse expérimentales du scintillateur utilisé, qui servent régulièrement de repères pour les fonctions de réponse simulées dans le logiciel Monte Carlo. Il a donc été décidé de comparer à la place les impulsions lumineuses enregistrées à bord de l'avion d'essai. Le nombre d'impulsions lumineuses enregistrées lors d'un vol sélectionné, et le nombre d'impulsions lumineuses simulées dont la détermination est nécessaire en introduisant dans la simulation des conditions de vol identiques à celles du vol de l'avion. Pour ce faire, il est nécessaire de saisir dans le fichier d'entrée, les spécifications géométriques et physiques des matériaux constituant le scintillateur utilisé.

En outre, les conditions réelles, telles que toutes les caractéristiques de la source et les spécifications des enveloppes embarquées, sont également incorporées dans le fichier d'entrée. D'autre part, suite au non fonctionnement de la fonction d'altitude sur la carte de «LOC», il a donc été choisi de concevoir la hauteur de l'atmosphère terrestre à 65 km et de la diviser en un groupe de cylindres d'un rayon de 1 km comme la montre la Figure. 4-18. Pour ce fait, une densité de l'air et les constituants de chaque couche doivent être identifiés et intégrés dans le fichier d'entrée.



**Figure 4-47:** Modélisation de l'atmosphère terrestre par dans MCNP6 [88]



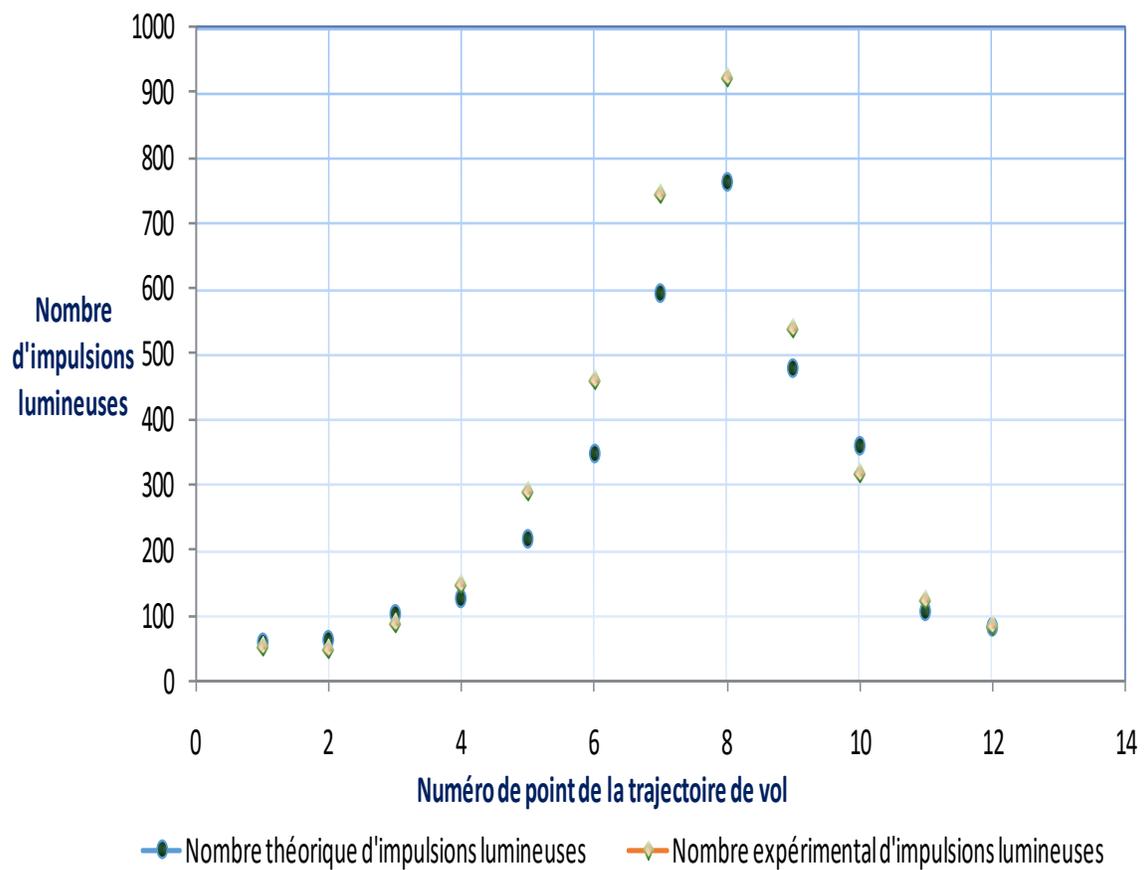
d'impulsions lumineuses obtenus après simulation et une comparaison entre les simulations et les données collectées expérimentalement sont également présentés dans le Tableau 4-2 et la Figure. 4-21 [88].

**Tableau 4-3:** Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses expérimentales versus simulées dans MCNP6 [88]

Numéro de point de trajectoire de vol	Caractéristiques des points de trajectoire de vol	Nombre théorique d'impulsions lumineuses	Nombre expérimental d'impulsions lumineuses	Erreur Relative (%)
1	Altitude: 1.18 km	60	51	15,00
	Longitude: -97.46°			
	Latitude: 37.59°			
2	Altitude: 1.636 km	65	50	23,08
	Longitude: -97.44°			
	Latitude: 37.56°			
3	Altitude: 4.0 km	103	89	13,59
	Longitude: -97.18°			
	Latitude: 37.69°			
4	Altitude: 4.87 km	129	148	12,84
	Longitude: -97.07°			
	Latitude: 37.74°			
5	Altitude: 6.55 km	220	289	23,88
	Longitude: -97.07°			
	Latitude: 37.74°			
6	Altitude: 7.91 km	349	460	24,13
	Longitude: -96.447°			
	Latitude: 37.95°			
7	Altitude: 9.33 km	593	743	20,19
	Longitude: -95.95°			
	Latitude: 38.03°			
8	Altitude: 10.43 km	763	923	17,33
	Longitude: -95.53°			
	Latitude: 38.08°			
9	Altitude: 8.68 km	479	541	11,46
	Longitude: -95.47°			
	Latitude: 37.86°			

10	Altitude: 7.1 km	362	316	12,71
	Longitude: -95.79°			
	Latitude: 37.80°			
11	Altitude: 3.93 km	109	123	11,38
	Longitude: -96.36°			
	Latitude: 37.75°			
12	Altitude: 3.15 km	83	84	1,19
	Longitude: -96.58°			
	Latitude: 37.73°			

**Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses induites par le rayonnement cosmique pour un vol sélectionné en utilisant l'expérimental versus MCNP6**



**Figure 4-50:** Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses sans discrimination [88]

#### **4.3.3.3 Interprétations de résultats de simulation du scintillateur EJ-299-33A dans MCNP6**

L'analyse des résultats ci-dessus montre que l'erreur relative entre les résultats simulés et ceux obtenus expérimentalement ne dépasse pas 25%, ce qui est tolérable dans le domaine de la détection et de la spectrométrie des particules de rayonnement. Par conséquent, il est possible de se prononcer sur la fiabilité du modèle développé pour le scintillateur utilisé dans cette étude, en utilisant le logiciel MCNP6, qui montre des résultats acceptables par rapport aux données collectées. À cet effet, il semble fiable d'utiliser la même structure du modèle pour simuler les fonctions de réponse mono-énergétique du scintillateur EJ-299-33A pour tous les types de particules dans MCNP6.

#### **4.3.3.4 Simulation et résultats des fonctions de réponse mono-énergétique des rayons gamma et des électrons rapides du scintillateur EJ-299-33A dans MCNP6**

Certaines valeurs d'énergie ont été choisies dans la plage allant jusqu'à 25,4 MeV, afin de calculer les fonctions de réponse mono-énergétique dans MCNP6, en introduisant les caractéristiques de la fonction de résolution énergétique affectée à un scintillateur en liquide organique, telles que définies dans l'article [89]. En raison de l'indisponibilité des données expérimentales nécessaires pour déterminer les paramètres de cette fonction du scintillateur utilisé dans cette étude. Les Figures. 4-22, 4-23 et 4-24 présentent les courbes de ces réponses normalisées par plage de valeurs d'énergie: inférieure, moyenne et supérieure, car l'échelle de ces fonctions de réponses dépend de la plage des valeurs d'énergie. Ainsi, une équiprobabilité est appliquée entre les électrons et les rayons gamma pour les énergies supérieures à 0,125 MeV et une probabilité unitaire aux rayons gamma pour les énergies inférieures à 0,125 MeV. En raison de la non-linéarité de la réponse des électrons dans cette gamme d'énergie et également en raison de la prédominance du processus de rétrodiffusion dans le mode d'interaction entre l'électron de faible énergie avec le matériau absorbant constituant le scintillateur utilisé dans cette étude [62]. Malgré le faible taux de probabilité dans le cas d'un scintillateur en plastique, mais cela peut se produire et ainsi provoquer une fuite d'électrons hors du volume actif du scintillateur et déformer les fonctions de réponse simulées et même les enregistrements mesurés.

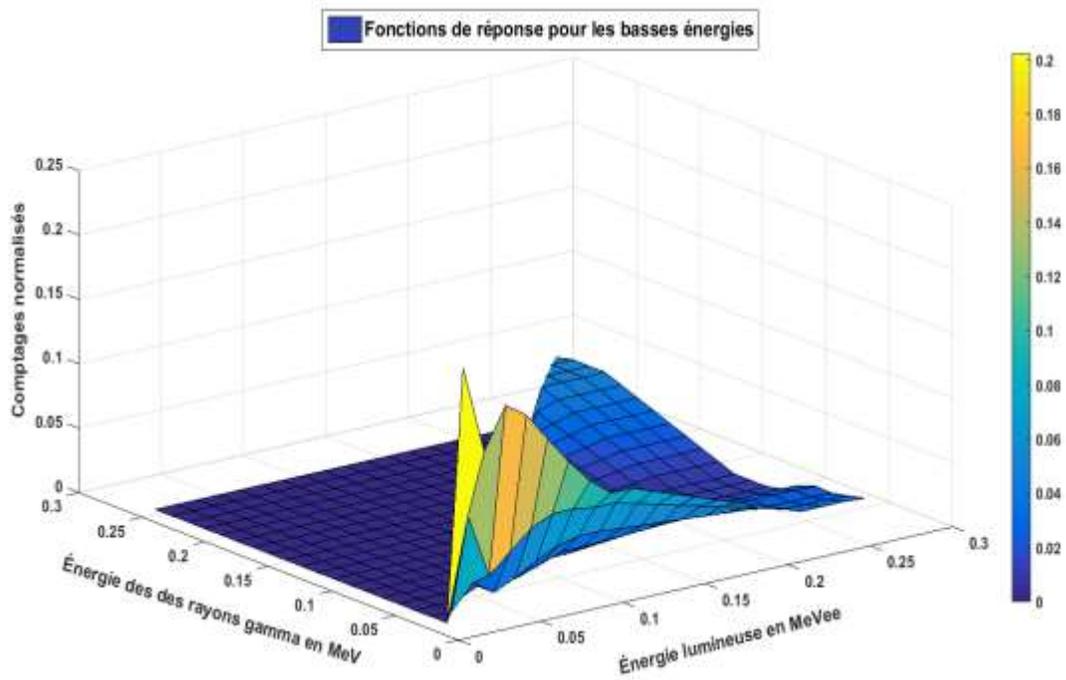


Figure 4-22: Fonctions de réponse pour rayons gamma à faibles énergies

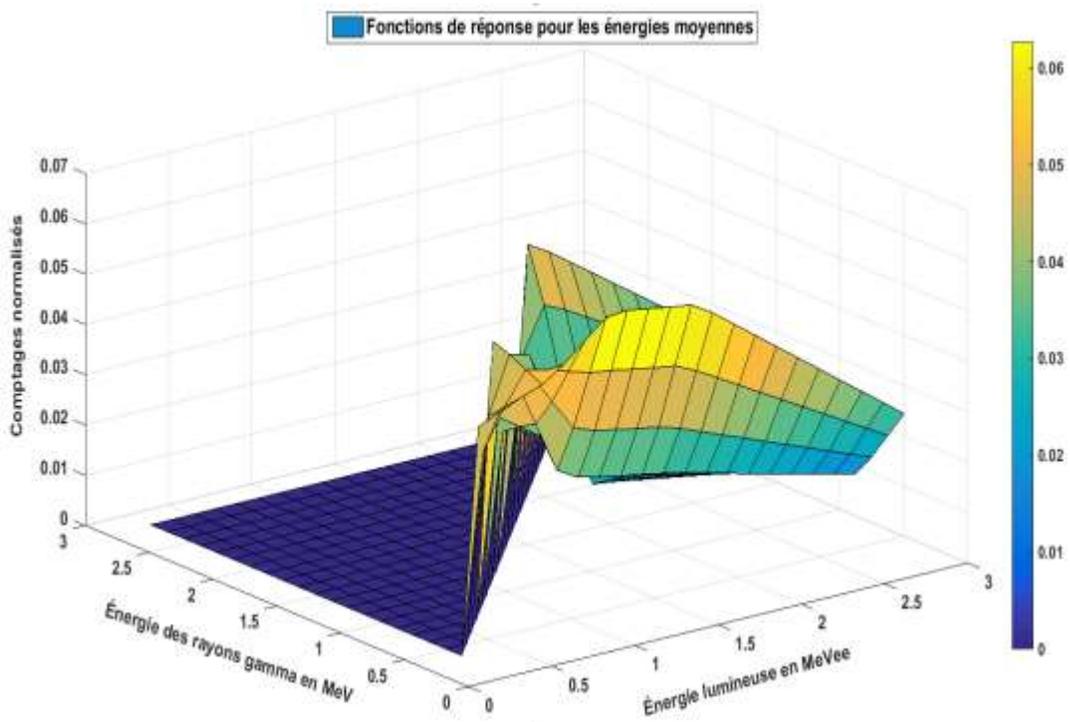
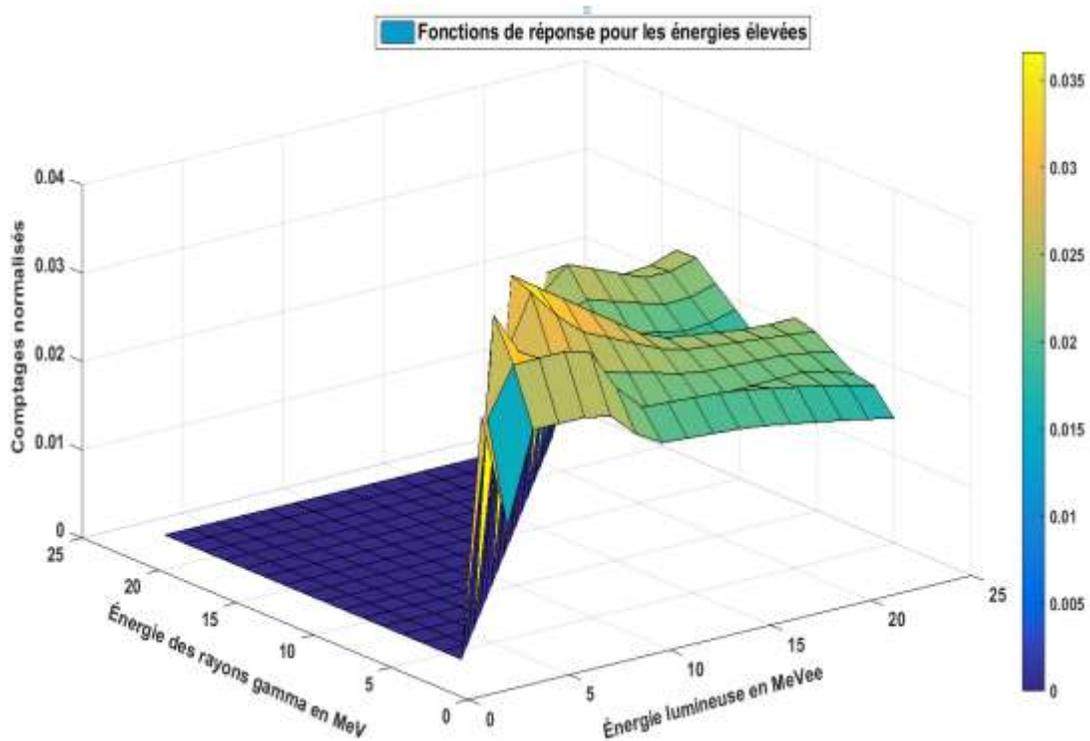


Figure 4-51: Fonctions de réponse pour rayons gamma + électrons à énergies moyennes



**Figure 4-52:** Fonctions de réponse pour rayons gamma + électrons à énergies élevées

#### 4.3.3.5 Interprétations des résultats de simulation des fonctions de réponse mono-énergétique des rayons gamma et des électrons rapides

Selon la sous-section 4.2, la fonction de réponse idéale pour un électron incident mono-énergétique montre un pic à l'absorption de toute l'énergie de cet électron, cependant la forme de la fonction de réponse idéale pour un rayon gamma mono-énergétique a un profil continu Compton vers les bords Compton. Ce profil représente la réponse énergétique maximale que le photon peut transmettre à l'électron dans le matériau du scintillateur [89]. Mais, les effets destructeurs détériorent ces fonctions de réponse idéales pour les rayons gamma et les électrons ensemble, comme l'effet de parois du détecteur et la faible résolution énergétique du scintillateur en plastique et d'autres définis dans la sous section 4.3.1 [64]. En effet, les deux types de particules peuvent frapper la paroi du détecteur, de sorte qu'une certaine énergie déposée ne peut pas être exercée à l'intérieur du volume actif du détecteur, principalement pour les énergies élevées. En revanche, la faible résolution énergétique du scintillateur en plastique joue un rôle dans la faible capacité à différencier les différents enregistrements d'énergie, en particulier pour des valeurs d'énergie similaires [90].

#### 4.3.3.6 Simulation et résultats des fonctions de réponse mono-énergétique des neutrons rapides du scintillateur EJ-299-33A dans MCNP6

Vingt et une valeurs d'énergie de neutron ont été choisies dans la gamme allant jusqu'à 41 MeV, c'est-à-dire après conversion des énergies lumineuses enregistrées à bord de l'avion d'essai en énergies neutroniques, telles que définies à l'article [91], afin de calculer les fonctions de réponse mono-énergétique dans MCNP6. Ce calcul nécessite d'intégrer les spécifications de la fonction lumineuse du scintillateur EJ-299-33A, telles que définies à l'article [69], en raison de l'indisponibilité des éléments expérimentaux nécessaires à la détermination cette fonction du scintillateur utilisé dans cette étude. Les Figures. 4-25, 4-26 et 4-27 montrent les courbes de ces réponses normalisées par plage de valeurs d'énergie: inférieure, moyenne et supérieure, car l'échelle de ces fonctions de réponses dépend de la plage d'énergies.

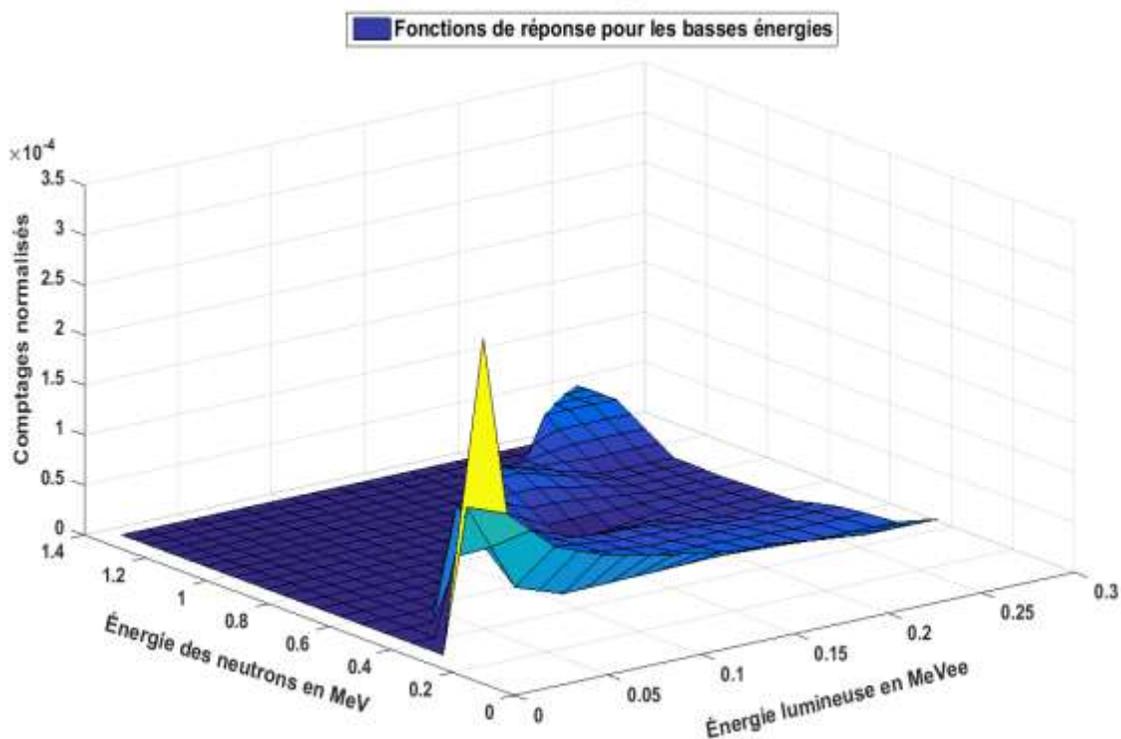


Figure 4-53: Fonctions de réponse pour neutrons à faibles énergies

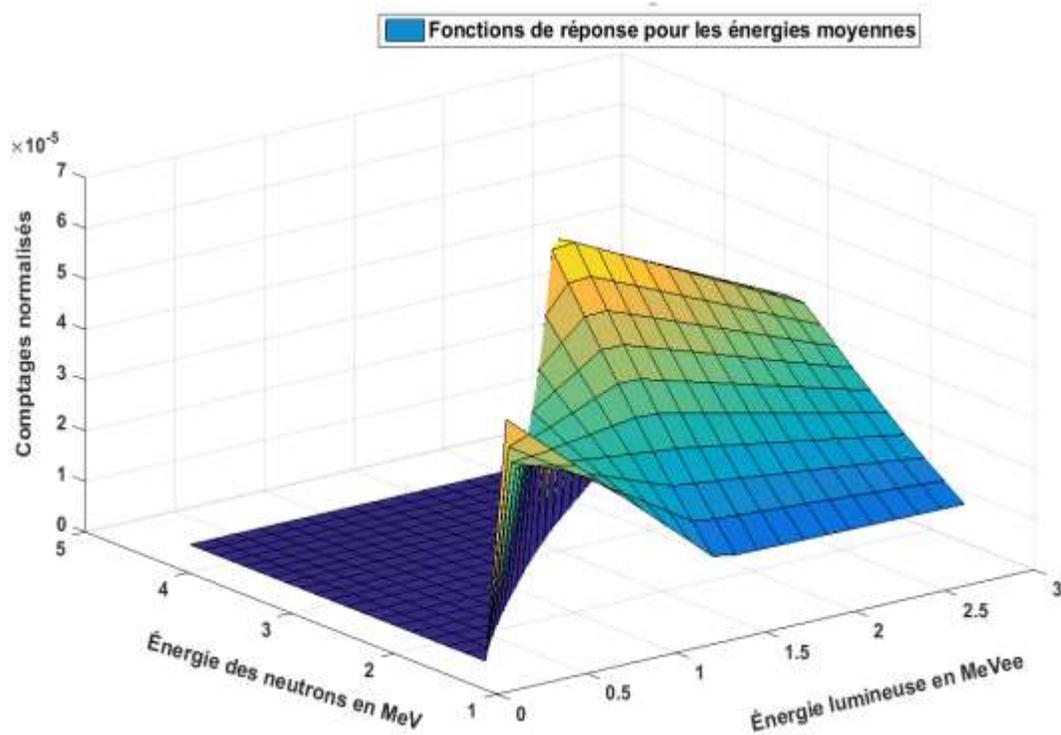


Figure 4-54: Fonctions de réponse pour neutrons rapides à énergies moyennes

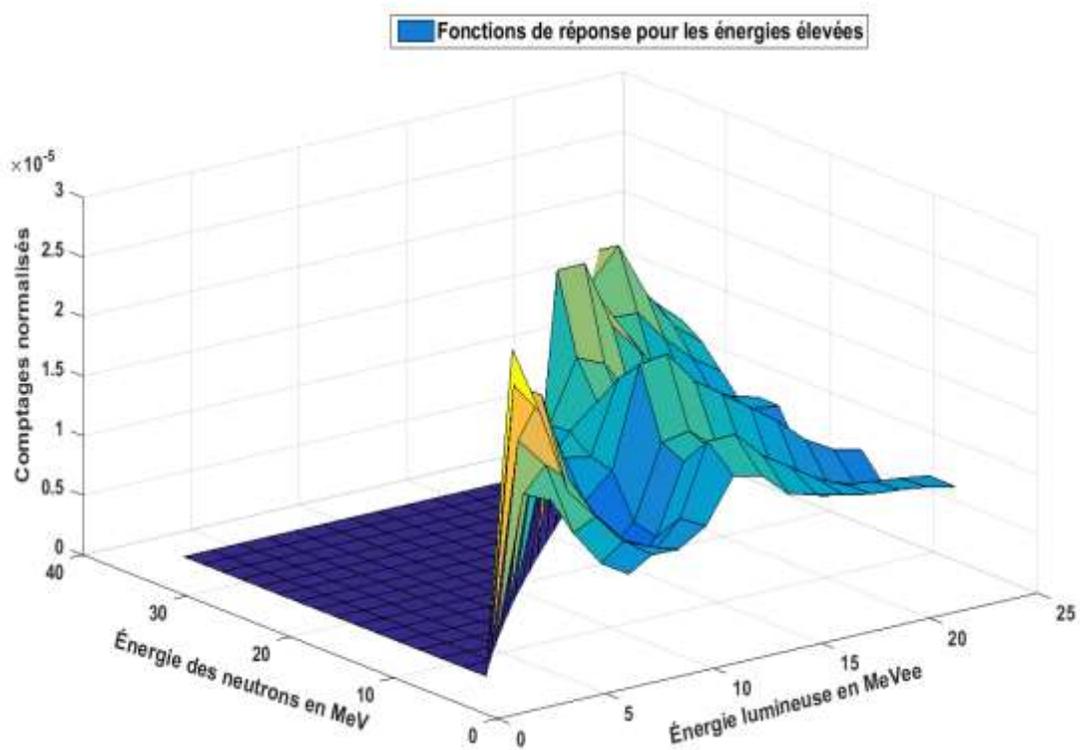


Figure 4-55: Fonctions de réponse pour neutrons rapides à énergies élevées

#### **4.3.3.7 Interprétations des résultats de la simulation des fonctions de réponse mono-énergétique des neutrons rapides**

Selon la sous-section 4.2, la fonction de réponse idéale pour un neutron incident mono-énergétique est de profil rectangulaire, mais en fonction des différents facteurs cités dans la sous-section 4.3.1, ce profil subit plusieurs effets destructeurs [45]. Les effets les plus percutants sont ceux de l'enregistrement de réactions multiples de neutrons à haute énergie, la non-linéarité de l'émission lumineuse suite à l'excitation générée par le proton dans scintillateur plastique et la part substantielle de l'interaction du neutron avec une haute énergie avec le carbone constituant le scintillateur [69]. D'autre part, il est constaté qu'un pic est atteint à la valeur d'énergie du proton de recul qui est similaire à celle du neutron incident [45].

#### **4.3.4 Résultats et interprétations des spectres simulés de rayons gamma et d'électrons**

Une fois que les fonctions de réponse énergétique de certaines énergies ont été calculées dans MCNP6, une interpolation est effectuée dans MATLAB, afin de concevoir une matrice carrée d'éléments 1984x1984 avec un pas d'énergie de 0.0128 MeV. Tout cela pour rendre la simulation pratique, puisque le nombre de mesures est de 1984 valeurs qui correspondent à 1984 valeurs d'énergie par pas de 0.0128 MeV. De plus, réduire le pas à quelques kilo-électronvolt minimisera les décalages entre les spectres calculés par les algorithmes de déconvolution et les spectres réels. Par conséquent, le modèle de déconvolution via l'algorithme de Gravel est utilisé pour convertir le PHS des mesures en spectre énergétique des rayons gamma incidents et des électrons ensemble. Ainsi, un processus itératif est lancé pour obtenir la convergence, correspondant aux nouvelles valeurs de fluence pour les rayons gamma et les électrons, c'est-à-dire après avoir fixé les valeurs initiales de fluence au préalable. Pour chaque point mentionné dans le Tableau 4-3, et pour un temps de vol de 5 minutes, une simulation est exécutée dans MATLAB, en programmant l'algorithme Gravel dans cet outil mathématique, et ainsi pour réaliser cette convergence pour chaque point de trajectoire, un intervalle d'énergie est spécifié pour chacun d'eux.

Afin de vérifier les taux de précision des spectres calculés, une comparaison des doses efficaces pour un temps de vol de 5 minutes a été faite entre celles estimées à l'aide de la dose EXPACS. Et celles estimées en utilisant le spectre calculé par l'algorithme de Gravel et les coefficients de conversion de fluence en dose efficace d'ICRP [61], [85]. À cet effet, les résultats montrés dans le Tableau 4-4 sont présentés à chaque point de la trajectoire de vol, un certain nombre d'itérations nécessaires pour obtenir la convergence du spectre énergétique des rayons gamma et des électrons ensemble dans l'algorithme de Gravel. Ce tableau donne également les valeurs du Chi-carré  $\chi^2$  pour obtenir la convergence, enfin le même tableau montre l'erreur relative entre les doses issues des mesures et EXPACS. Cependant, les Figures. 4-28 à 4-31 présentent les spectres finaux correspondant aux points n°1, n°2, n°4 et n°6 préalablement définis dans le Tableau 4-3.

**Tableau 4-4:** Caractéristiques des points de la trajectoire de vol sélectionné

Numéro du point	Altitude en (km)	Latitude	Longitude	Intervalle d'énergie étudié
1	14.5	36.5°	-100.2°	0 à 25.4 MeV
2	12.5	37.1°	-98.6°	0 à 25.4 MeV
3	10.5	37.5°	-99.4°	0 à 25.4 MeV
4	8.5	37.7°	-99.1°	0 à 25.4 MeV
5	6.5	37.6°	-98.7°	0 à 25.4 MeV
6	4.5	37.8°	-97.6°	0 à 25.4 MeV
7	2.5	37.7°	-97.9°	0 à 25.4 MeV

**Tableau 4-5:** Résultats de simulation en utilisant l'algorithme de Gravel

Numéro du point	Nombre d'itérations	Chi-carré $\chi^2$	Dose efficace calculée d'EXPACS en (pSv)	Dose efficace calculée à partir de déconvolution de spectres mesurés en (pSv)	L'erreur relative entre ces deux doses en (%)
1	59	0.85	4.5 10 <sup>4</sup>	3.6 10 <sup>4</sup>	19.5
2	69	0.86	3.7 10 <sup>4</sup>	3.1 10 <sup>4</sup>	17.3
3	75	0.86	2.5 10 <sup>4</sup>	2.1 10 <sup>4</sup>	14.0
4	77	0.58	1.4 10 <sup>4</sup>	1.2 10 <sup>4</sup>	18.6
5	40	0.39	6.3 10 <sup>3</sup>	7.5 10 <sup>3</sup>	15.8
6	80	0.37	2.1 10 <sup>3</sup>	3.1 10 <sup>3</sup>	31.7
7	110	0.36	1.4 10 <sup>3</sup>	2.3 10 <sup>3</sup>	38.65

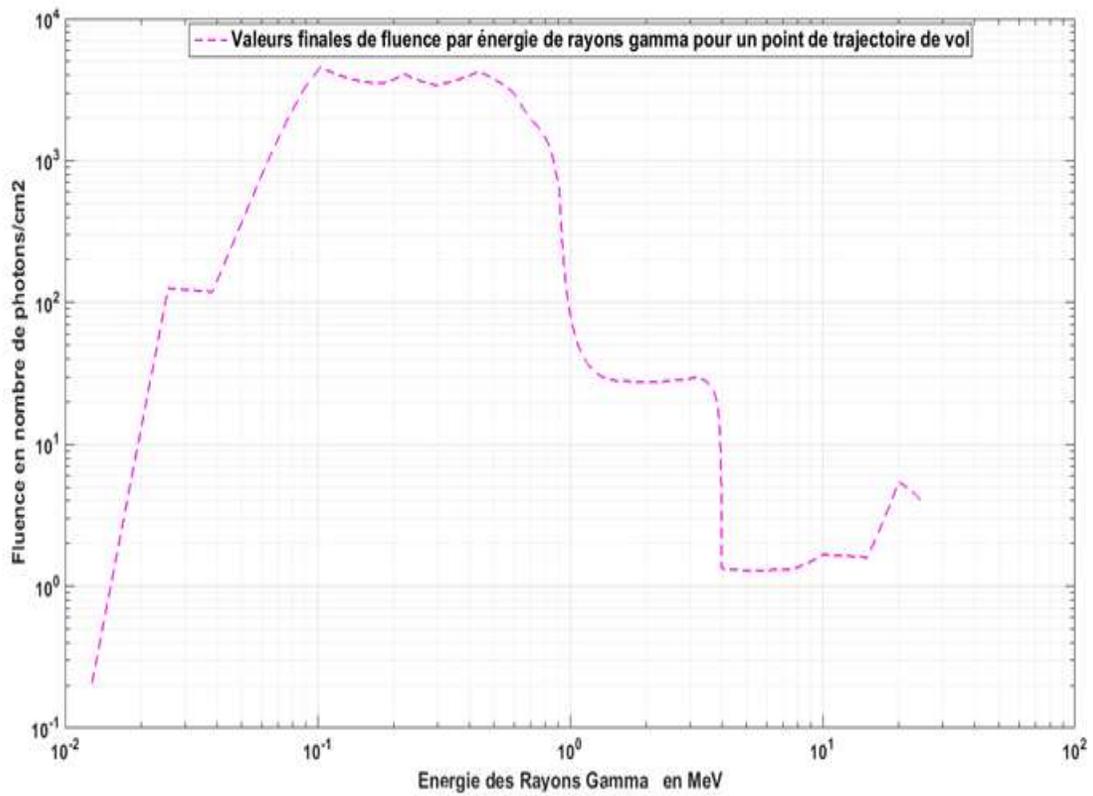


Figure 4-56: Spectre de rayons gamma et électrons au point n°1

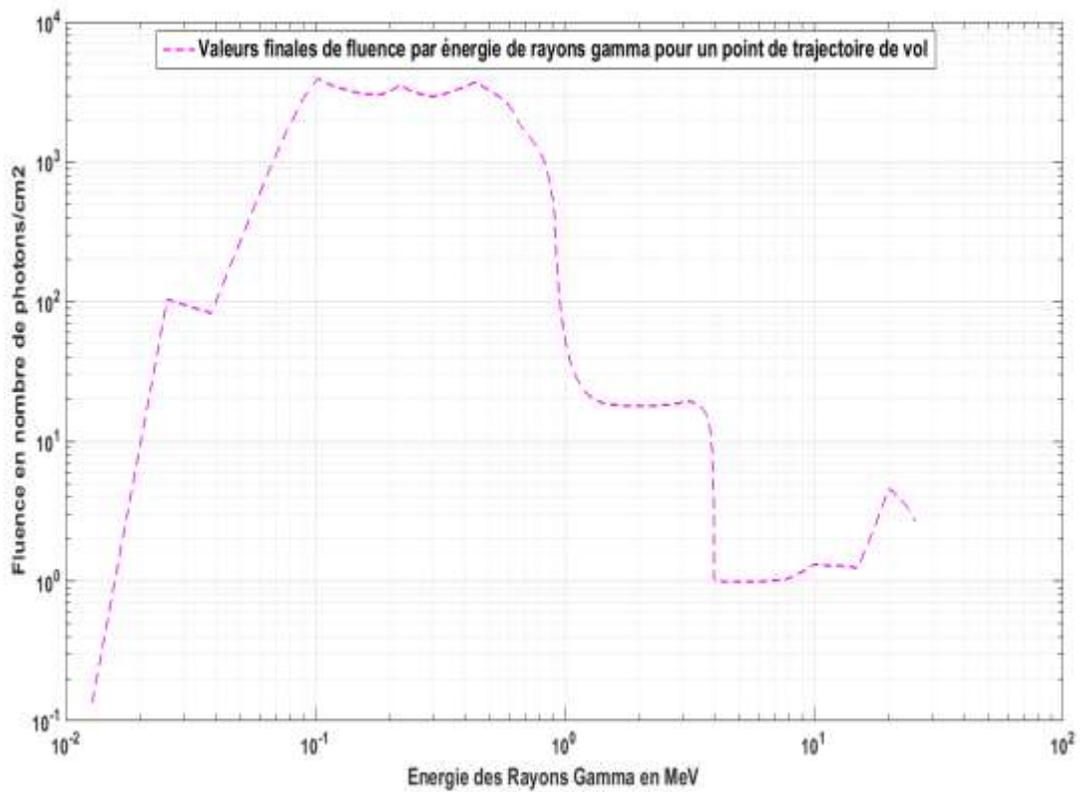


Figure 4-57: Spectre de rayons gamma et électrons au point n°2

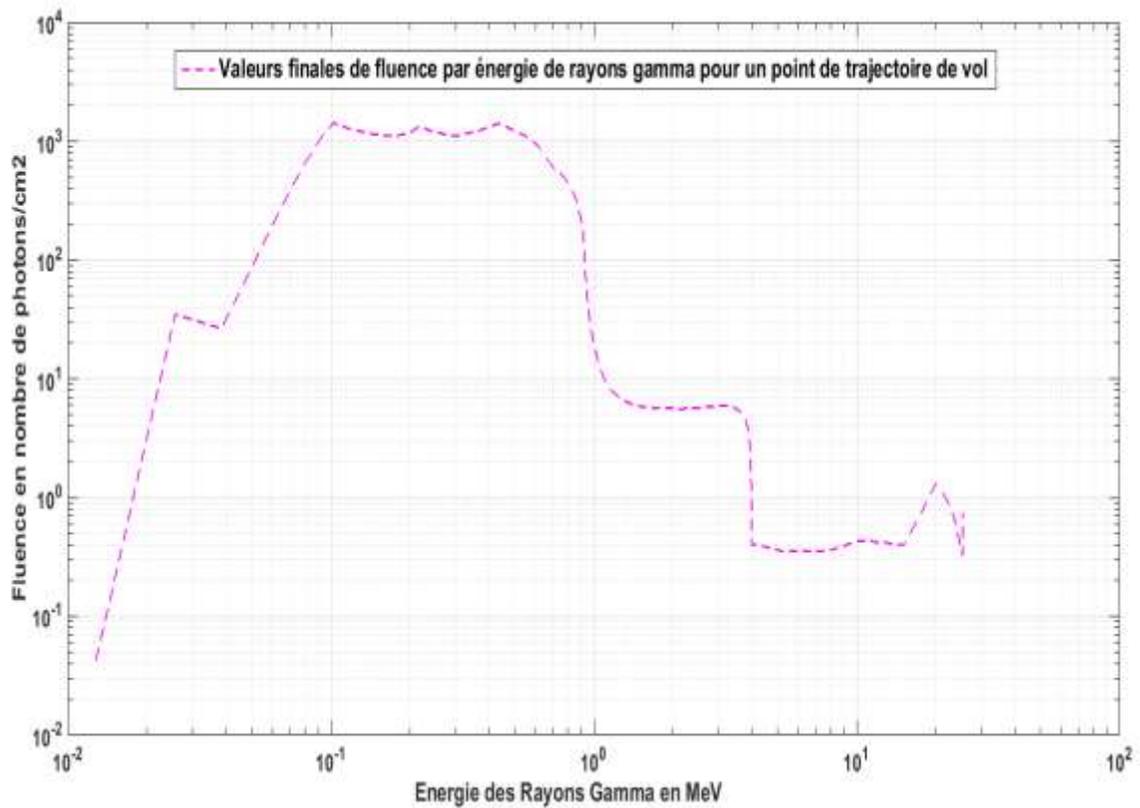


Figure 4-58: Spectre de rayons gamma et électrons au point n°4

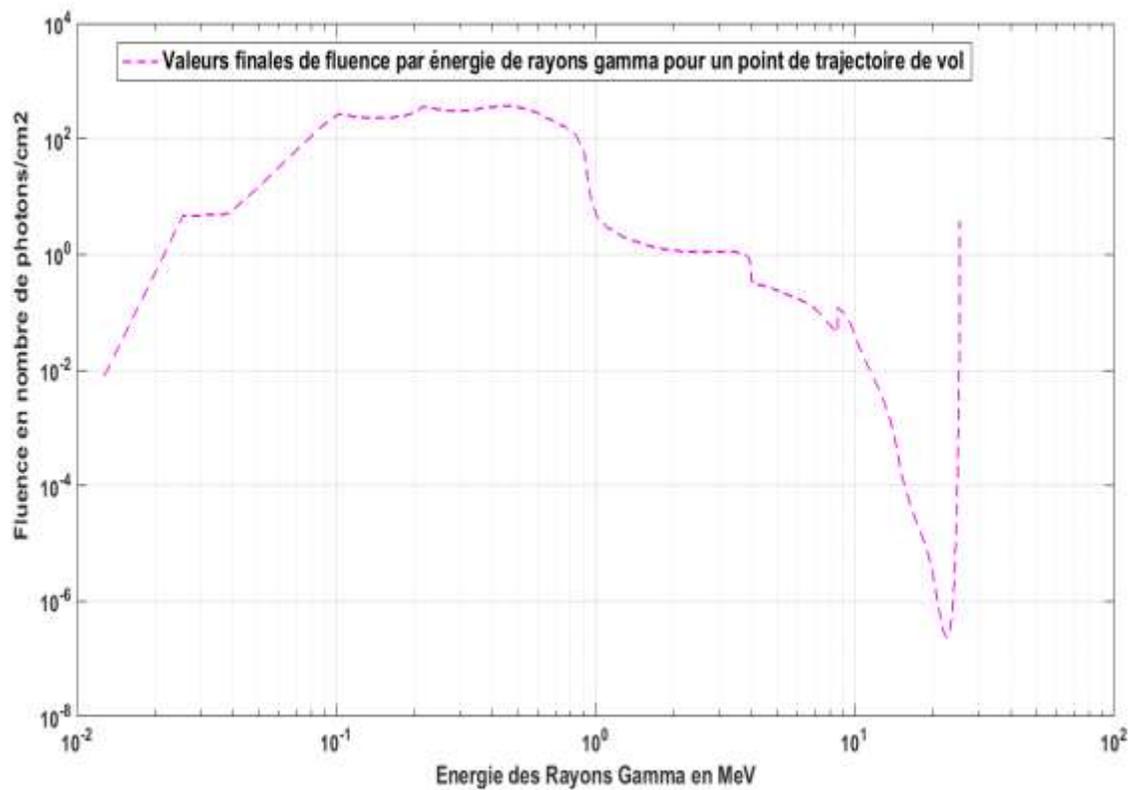


Figure 4-59: Spectre de rayons gamma et électrons au point n°6

Les profils des fonctions de réponse simulées dans MCNP6 ont été détériorés par des effets destructeurs, car aucun des pics à pleine énergie et aux bords de Compton n'est atteint à l'énergie appropriée. L'un de ces effets est l'impact des parois du scintillateur principalement pour un détecteur de petite à moyenne taille comme le scintillateur utilisé dans cette étude [45]. Ainsi, cet effet peut donc conduire à des divergences de valeurs de fluence à des énergies plus élevées. Cette divergence diminue au fur et à mesure l'altitude augmente, éventuellement du fait de l'augmentation du volume du spectre mesuré à des altitudes plus élevées par rapport à des altitudes plus basses. Où le profil du spectre de fluence à une altitude de 2 km montre des divergences significatives principalement aux hautes énergies, par ailleurs des écarts de dose considérables sont observés pour les basses altitudes. De plus, il a été précédemment indiqué qu'une immense interpolation avait été effectuée dans la matrice de réponse de 20 valeurs calculées par MCNP6 pour atteindre une matrice de 1984 X 1984 éléments. Par conséquent, cette énorme interpolation peut également causer une erreur accumulée dans la détermination de ces réponses matricielles. Bien que l'interaction de freinage de rayonnement ait une faible probabilité dans le scintillateur plastique, la distorsion du PHS qu'elle génère est alors très faible, contrairement aux distorsions causées par la rétrodiffusion qui sont assez conséquentes dans les spectres mesurés avec le scintillateur plastique utilisé dans cette étude [62]. Cet aspect peut donc probablement générer des différences évoquées précédemment dans la partie résultats.

#### **4.3.5 Résultats et interprétations des simulations de spectres de neutrons rapides**

Dés que les fonctions de réponse énergétique de 21 énergies sont calculées dans MCNP6, une interpolation est effectuée dans MATLAB, dans le but de construire une matrice carrée d'éléments 1984x1984 avec un pas d'énergie lumineuse de 0.0128 MeVee. Afin de décomplexer les simulations, puisque le nombre de mesures est 1984 valeurs qui correspondent à 1984 valeurs d'énergie lumineuse avec un pas de 0.0128 MeVee. En outre, le modèle mathématique de déconvolution via l'algorithme de Gravel est également utilisé dans ce cas pour convertir le PHS des mesures en spectre énergétique des neutrons. Ensuite, un processus itératif est lancé pour obtenir la

convergence, qui affiche les nouvelles valeurs de fluence pour les neutrons, c'est - à - dire après avoir fixé au préalable les valeurs initiales. Pour chaque point mentionné dans le Tableau 4-5 et pour une durée de vol de 5 minutes, une simulation est alors lancée dans MATLAB.

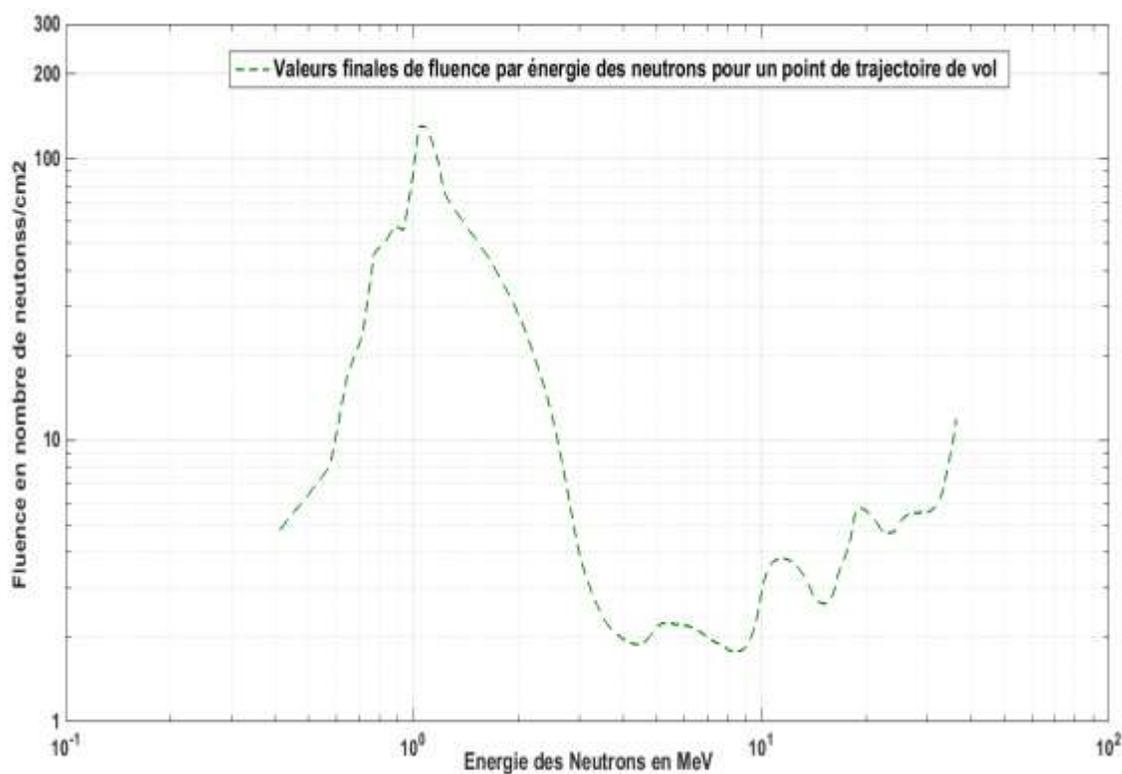
Dans l'optique de valider les spectres neutroniques calculés par l'algorithme Gravel, une comparaison des doses efficaces pour un temps de vol de 5 minutes a été faite entre celles estimées par l'outil EXPACS. Et celles estimées en utilisant le spectre calculé par l'algorithme de Gravel et les coefficients de conversion de fluence en dose efficace d'ICRP [62], [85]. À cet effet, les résultats affichés dans le Tableau 4-6 sont présentés à chaque point de la trajectoire de vol, et le nombre d'itérations nécessaires pour obtenir la convergence du spectre énergétique des neutrons dans l'algorithme de Gravel est également affiché dans ce tableau. Ce dernier donne également les valeurs du Chi-carré  $\chi^2$  pour obtenir cette soi-disant convergence, enfin le même tableau présente l'erreur relative entre les doses efficaces issues des mesures et d'EXPACS. Cependant, les Figures. 4-32 à 4-35 présentent les spectres finaux des neutrons correspondant aux points n°1, n°3, n°5 et n°7 définis auparavant dans Tableau 4-5.

**Tableau 4-6:** Caractéristiques des points de la trajectoire de vol sélectionné

Numéro du point	Altitude en (km)	Latitude	Longitude	Intervalle d'énergie étudié
1	14.4	36.5°	-100.2°	0 à 37.8 MeV
2	12.4	37.5°	-99.5°	0 à 37.8 MeV
3	10.6	37.7°	-99.2°	0 à 37.8 MeV
4	8.5	37.8°	-98.6°	0 à 37.8 MeV
5	6.5	37.8°	-98.3°	0 à 37.8 MeV
6	4.4	37.8°	-98.0°	0 à 37.8 MeV
7	2.4	37.7°	-97.9°	0 à 37.8 MeV

**Tableau 4-7:** Résultats de simulation en utilisant l'algorithme de Gravel

Numéro du point	Nombre d'itérations	Chi-carré $\chi^2$	Dose efficace calculée d'EXPACS en (pSv)	Dose efficace calculée à partir de déconvolution de spectres mesurés en (pSv)	L'erreur relative entre ces deux doses en (%)
1	6	0.01	$6.42 \cdot 10^4$	$7.93 \cdot 10^4$	18.9
2	10	0.0055	$5.4 \cdot 10^4$	$6.42 \cdot 10^4$	16.2
3	5	0.005	$3.92 \cdot 10^4$	$5.43 \cdot 10^4$	27.6
4	7	0.0033	$2.33 \cdot 10^4$	$2.81 \cdot 10^4$	17.0
5	3	0.0076	$1.14 \cdot 10^4$	$1.54 \cdot 10^4$	25.8
6	7	0.0024	$4.1 \cdot 10^3$	$4.25 \cdot 10^3$	3.2
7	5	0.007	$1.12 \cdot 10^3$	$1.4 \cdot 10^3$	18.8

**Figure 4-60:** Spectre des neutrons au point n°1

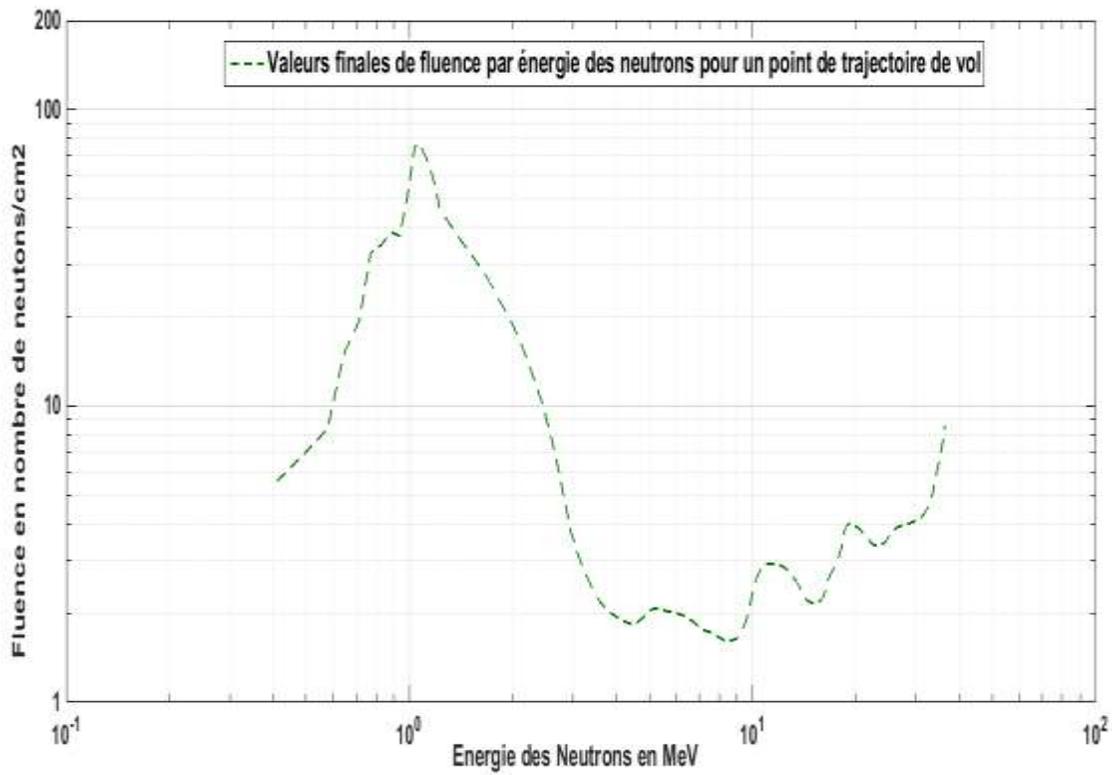


Figure 4-61: Spectre des neutrons au point n°3

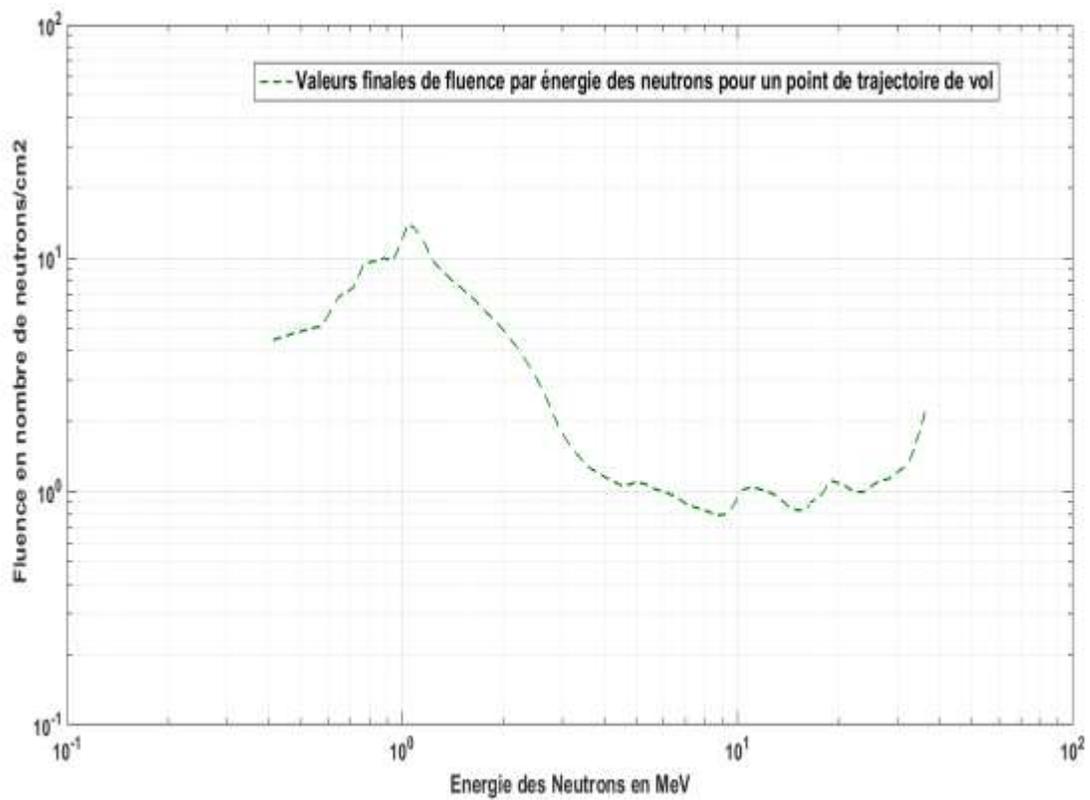
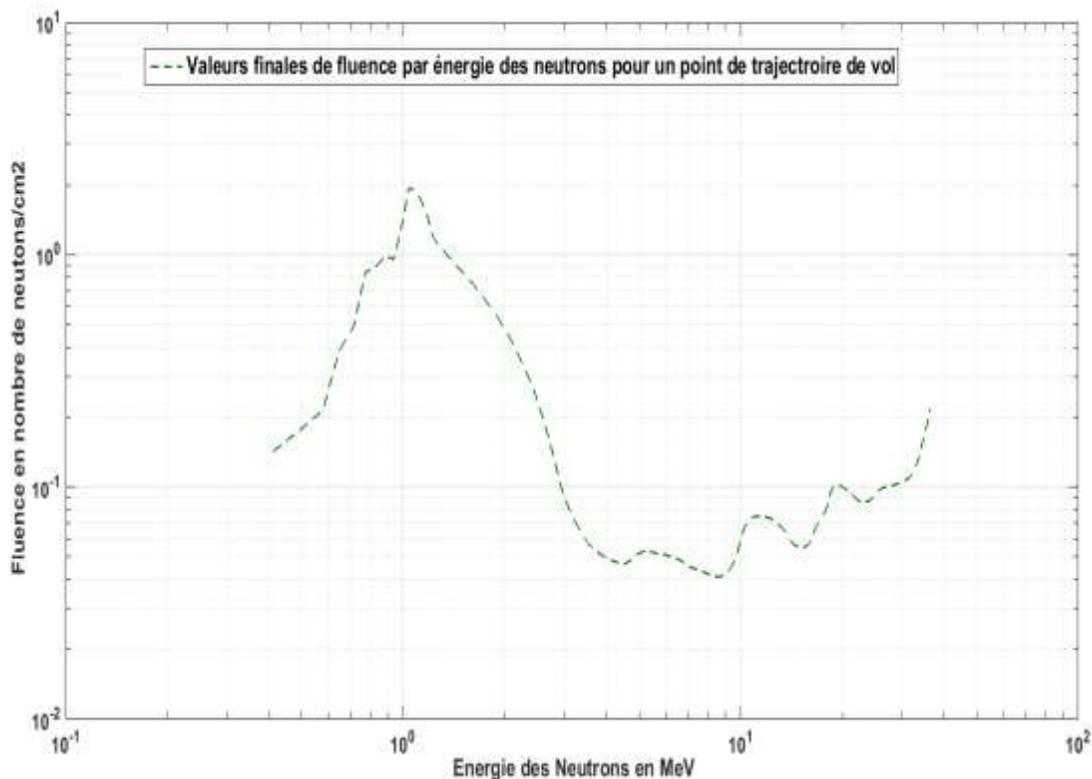


Figure 4-62: Spectre des neutrons au point n°5



**Figure 4-63:** Spectre des neutrons au point n°7

Dans ce cas, il existe une certaine instabilité dans les simulations et une dégradation légère à modérée de la tendance haussière des profils de fluence pour tous les points de vol. Celles-ci conduisent automatiquement à des surestimations des doses efficaces et donc à des écarts par rapport aux références de doses fixées dans cette étude. Et cela est dû aux fonctions de réponse calculées qui n'ont pas enregistré de pics aigus, mais plutôt des courbes élargies [69]. De plus, afin de réduire la tendance à la hausse des profils de fluence, l'intervalle d'énergie de simulation a été légèrement réduit à 38 MeV au lieu de 41 MeV. Considérant que plusieurs facteurs peuvent fausser les fonctions de réponse calculées à haute énergie, comme les effets des parois du scintillateur, les multi-réactions d'un seul neutron et aussi la possibilité d'intervention du carbone pour interagir avec le neutron incident dans le volume actif du scintillateur [45], [69]. Par ailleurs, comme indiqué auparavant, une énorme interpolation avait été effectuée dans la matrice de réponses de 21 valeurs calculées par MCNP6 pour atteindre une matrice de 1984 X 1984 éléments, cela peut entraîner une erreur cumulative dans la détermination de ces réponses matricielles.

#### 4.4 Prévisions des spectres mesurés en temps réel du scintillateur EJ-299-33A

La détermination de prévisions de données physiques réelles nécessite les connaissances combinées d'un statisticien et d'un expert dans le domaine physique. De plus, l'introduction de modèles efficaces existant dans la littérature est essentielle pour calculer les paramètres et leurs fonctions qui ont un impact sur ces données réelles, comme la tendance et la saisonnalité. Ces modèles sont dans ce cas: la moyenne mobile intégrée autorégressive (Arima), la moyenne mobile intégrée autorégressive avec entrées exogènes (Arimax) et les modèles de régression dynamique [92].

Par ailleurs, les méthodes les plus utilisées dans les calculs de prévision sont qualitatives ou quantitatives qui comptent des séries chronologiques et des méthodes qui définissent les causes et les effets. Pour cela, les détails de chaque type de méthode sont développés ci-dessous [93].

- a. **Méthodes qualitatives**: elles font références à des résultats spécifiques produits par un spécialiste du domaine visé par les prévisions demandées.
- b. **Méthodes quantitatives**: elles utilisent des modèles qui introduisent des données enregistrées dans le passé pour déterminer le même type de données dans le futur. En outre, les autres types de modèles constitués de méthodes quantitatives utilisent les hypothèses à faire sur les paramètres ayant des influences probables sur les données à étudier. Par la suite, les corrélations entre ces paramètres et les données ciblées devraient être définies [93].

##### 4.4.1 Prévisions de séries chronologiques

La prévision des séries chronologiques utilise différentes techniques basées sur des modèles produits par des analyses historiques de données similaires et de même type. Supposons donc que ces modèles continuent à se reproduire dans le futur, afin de pouvoir réaliser des projections de ces données étudiées. Pour ces raisons, ces modèles dérivés d'études de données antérieures doivent contenir la tendance, la saisonnalité, la cyclicité et le caractère aléatoire.

Par conséquent, il est nécessaire de distinguer plusieurs classes de modélisation implantées dans les prévisions de séries chronologiques, à savoir celles qui se font de

manière naïve. En se basant sur l'utilisation de la dernière valeur souhaitée pour prévoir, et également sur l'uniformisation d'oscillations faibles inexplicées [92]. Cependant, la deuxième classe de modélisation consiste à appliquer des lissages par la méthode des moyennes mobiles ou au moyen de lissages exponentiels. Ces deux derniers processus ont les principes et les moyens de répartir les données réelles en sous-groupes, selon les facteurs de pondération, liés à leur tendance, à l'impact de leur saisonnalité, à l'impact de leur cyclicité et à des éléments inexplicés [93]. Cependant, le modèle qui a fait des progrès considérables ces derniers temps est connu sous le nom d'Arima, dont le développement a été détaillé dans le livre publié dans les années 1970 intitulé «Time Series Analysis Forecasting and Control ». Ce dernier ouvrage est écrit par le statisticien britannique Gwilym M. Jenkins et par le statisticien américain George E.P Box, et dans cet ouvrage le nom Arima est attribué à ce type de modélisation [94]. De plus, le modèle Arima combine les techniques essentielles des modèles de séries chronologiques et des modèles de régression. Cela permet d'identifier des facteurs de corrélation entre les variables de même type mais enregistrées à périodes différentes [92].

#### **4.4.1.1 Processus de mise en œuvre des méthodes Box-Jenkins**

La première étape consiste à confirmer que les variables réelles enregistrées appartenant à la série chronologique sont stationnaires et ont des spécifications telles que la variabilité, la régularité, l'uniformité et l'interdépendance. D'autre part, la deuxième étape est dédiée à l'application du lissage à des variables par la technique des moyennes mobiles, afin de générer une série homogène et uniforme. Par contre, la troisième étape vise à réaliser des corrélations entre les données préalablement lissées dans le modèle à produire, à l'aide d'une analyse régressive qui définit la cause et l'effet entre deux ou plusieurs variables [95].

Par conséquent, dans cette étude, le modèle Arimax a été introduit pour calculer les prévisions en temps réel du nombre d'impulsions lumineuses résultant des interactions des neutrons et des rayons gamma avec le matériau plastique du scintillateur. Ainsi, des données exogènes, telles que les altitudes, les latitudes et les modulations solaires correspondant respectivement aux points de passage de l'avion et à la date du vol, sont incorporées dans le modèle Arimax afin de calculer les prévisions.

Plusieurs types de modélisation utilisent des techniques de Box-Jenkins, à savoir Arma, Arima et Arimax ou encore appelé modèle Box-Tiao. En outre, le modèle Arimax est l'extension de celui d'Arima, mais avec l'intégration d'un module linéaire contenant des variables réelles interdépendantes de la variable étudiée comme le montre l'équation (4-37), et la lettre « x » du modèle Arimax fait référence à des variables exogènes [95]- [96].

$$Y_t = \rho + \sum_{i=1}^P B_i y_{t-i} + \sum_{j=1}^r \omega_j W_j + \sum_{j=1}^q \theta_j \varepsilon_{t-j} + \varepsilon_t \quad (4-37)$$

Où  $Y_t$  est le nombre d'impulsions lumineuses au temps  $t$ ,  $y_{t-i}$  est le nombre d'impulsions lumineuses réparties sur  $i$  pas de temps,  $B_i$  est le coefficient de  $y_{t-i}$ ,  $P$  est le nombre maximal de pas de temps  $i$ ,  $W_j$  sont des variables exogènes (longitude, altitude, latitude et modulation solaire),  $r$  est le nombre maximum de variables exogènes,  $\varepsilon_{t-j}$  est l'erreur de division sur  $j$  étapes,  $\theta_j$  est le coefficient de  $\varepsilon_{t-j}$ , et  $\rho$  est une constante.

Bien que les méthodes quantitatives donnent des résultats satisfaisants, ces modèles présentent également des imperfections telles que les coefficients de corrélation déterminés dans l'analyse régressive qui peuvent être erronés et ainsi conduire à de fausses prévisions. De plus, ces modèles nécessitent de véritables bases de données de grandes tailles, afin d'obtenir des détails précis, par ailleurs les données réelles erronées peuvent facilement fausser les modèles créés. Par conséquent, les modèles utilisant les réseaux de neurones pour déterminer les prévisions des variables étudiées éliminent les imperfections citées ci-dessus. De même, que le paramètre non linéaire attribué aux modèles de réseaux de neurones est un élément essentiel pour les rendre efficaces pour les prévisions de tous types de variables [97].

#### **4.4.2 Prévisions des variables réelles par l'utilisation des réseaux neurones**

Les études et analyses effectuées par des techniques de réseaux de neurones artificiels peuvent être abrégées en études qui utilisent uniquement des techniques de réseaux de neurones. De plus, ces études reposent sur l'adaptation de la structure du cerveau humain et de sa complexité dans le processus de réalisation de ces études. Cela passe automatiquement par un processus d'apprentissage qui sert à acquérir des connaissances et des informations dans un premier temps. D'autre part, la deuxième étape consiste à stocker ces données via les interconnexions de neurones situés dans la

couche cachée et les données d'entrée situées dans la première couche en introduisant les poids synaptiques appropriés et modifiables, comme les neurones du cerveau humain, qui peuvent également disparaître et se reproduire régulièrement. En outre, les capacités mentionnées ci-dessus sont générées par la structure dense du réseau de neurones et notamment suite au placement parallèle de cette structure. De plus, les deux techniques dédiées à l'entraînement et à l'apprentissage sont généralisées pour occuper l'ensemble du système de réseau neuronal. Par conséquent, les réseaux neurones sont capables de résoudre approximativement les gros problèmes complexes [98].

La configuration la plus courante des réseaux de neurones est celle constituée de multicouches, dont une couche contient les données de sortie et l'autre couche contient les données d'entrée. Ces deux dernières couches sont interconnectées par des poids synaptiques à travers les couches cachées et également par l'utilisation des fonctions de transfert ou d'activation adéquates. Cependant, une autre configuration de réseaux de neurones prend en compte les décalages entre les réponses prévue et réelle, et cette configuration est appelée un réseau autorégressif non linéaire avec entrées exogènes (NARX). Par ailleurs, suite à l'application en boucle fermée des séries chronologiques, cette architecture combine alors les vertus des méthodes régressives et des méthodes de réseaux neurones. Afin de réaliser les prévisions des variables «  $Y_t$  » en fonction des variables exogènes «  $X_t$  » et les décalages des variables «  $Y_t$  » au temps  $t$ , comme le montre l'équation (4-38) pour une seule couche cachée et une fonction du transfert linéaire [98].

$$Y_t = B_* + \sum_{i=1}^I \varphi_i (X_t)^i + \sum_{h=1}^H B_h G(2\sigma_y)^{-1} \alpha_{*,h} + \sum_{i=1}^I \alpha_{i,h} (X_t)^i + e_t \quad (4-38)$$

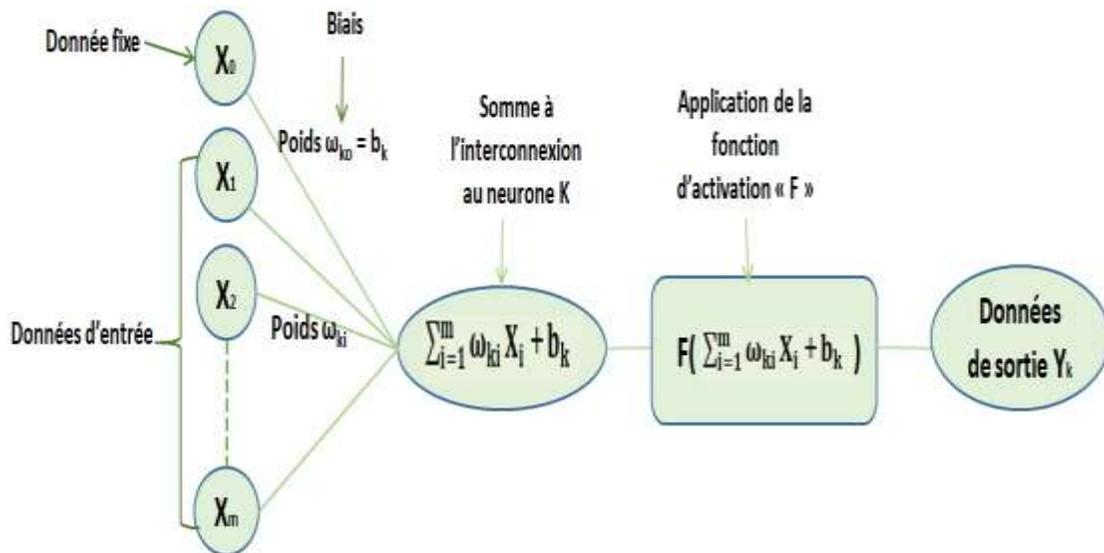
Où  $H$  est le nombre de neurones par couche,  $B$  est le biais du réseau de neurones,  $\alpha$  est le poids synaptique du réseau neural,  $G$  est la fonction de transfert neural,  $\sigma$  est la déviation type de l'erreur et  $e_t$  est l'erreur.

#### 4.4.2.1 Caractérisation des modèles d'un neurone

Chaque neurone  $[K]$  est caractérisé par une série de poids synaptiques  $[\omega_{ki}]$  avec des valeurs positives ou négatives, qui relient les données d'entrée  $[X_i]$  comme indiqué dans l'équation (4-39) et la Figure. 4-36. De plus, un biais  $[b_k]$  est intégré dans le processus de calcul, afin d'indiquer l'effet de la fonction d'équation  $[F]$ , comme indiqué dans l'équation (4-40) [98].

$$\sum_{i=1}^m \omega_{ki} X_i \quad (4-39)$$

$$Y_k = F(\sum_{i=1}^m \omega_{ki} X_i + b_k) \quad (4-40)$$



**Figure 4-64:** Architecture de l'algorithme du réseau d'un seul neurone

En outre, deux principaux types de fonction d'activation sont utilisés pour déterminer les données de sortie: la fonction de seuil et la fonction sigmoïde, mais le second type est le plus connu et utilisé dans la conception d'un réseau de neurones. De plus, cette fonction a toujours une tendance haussière et permet d'atteindre un équilibre entre les aspects linéaires et non linéaires, un exemple de fonction sigmoïde est donné dans les équations (4-41) et (4-42) [99].

$$F(V_k) = \frac{1}{1 + \exp(-a V_k)} \quad (4-41)$$

$$V_k = \sum_{i=1}^m \omega_{ki} X_i + b_k \quad (4-42)$$

$V_k$  : est le potentiel d'activation; Et "a" est la pente des spécifications de la fonction sigmoïde.

Par ailleurs, il convient de se rappeler que les poids synaptiques sont basés sur les relations linéaires entre les données d'entrée et de sortie, cependant les relations d'activation sont basées sur des aspects non linéaires entre les données d'entrée et de sortie [99].

#### 4.4.2.2 Avantages de l'utilisation des réseaux de neurones

- a. **Non linéarité**: la spécification essentielle du réseau de neurones est qu'il peut également être composé de neurones non linéaires [99].
- b. **Réalisation de projections de données d'entrée et de sortie**: dans les réseaux de neurones, plusieurs processus d'entraînement et d'apprentissage peuvent être initiés et ont ainsi la possibilité de modifier les poids synaptiques. Afin de réduire les différences entre la réponse souhaitée et la réponse produite par les réseaux de neurones [99].

#### 4.4.2.3 Réseaux de neurones dans l'outil MATLAB

Dans MATLAB, plusieurs types d'algorithmes d'auto-propagation existent dans la boîte à des réseaux de neurones, répertoriés ci-dessous.

- Descente du gradient par lots ;
- Taux d'apprentissage variable ;
- Algorithmes de gradient conjugué ;
- Algorithme Levenberg -Marquardt.

Dans la présente étude, l'algorithme Levenberg - Marquardt a été sélectionné pour déterminer les prévisions du nombre d'impulsions lumineuses en temps réel. Car la vitesse d'entraînement dans cet algorithme semble rapide pour des lots de poids de taille modérée pouvant contenir plusieurs centaines d'éléments. De plus, ce type d'algorithme dispose d'une structuration puissante et efficace dans MATLAB [93].

#### 4.4.3 Tests de performances des calculs de prévisions de variables réelles

Dans le but d'analyser le degré de précision des prévisions déterminées par les deux modèles mathématiques cités auparavant, deux types de calcul de performance sont choisis dans cette étude et développés ci-dessous. Afin de choisir le modèle avec les meilleurs tests de performances.

##### 4.4.3.1 Coefficient de détermination « $R^2$ »

Le premier test de performance est le calcul du coefficient de détermination, dont les détails sont exprimés dans l'équation (4-43) [100].

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2} \quad (4-43)$$

$y_i$  : Données d'entrée ;

$\hat{y}_i$  : Prévisions pour chaque donnée d'entrée  $y_i$ ;

$\bar{y}$  : Moyenne de toutes les valeurs des données d'entrée ;

Si  $R^2 \sim 1$ , le modèle est bon.

#### 4.4.3.2 MSE (Mean Square Error)

Cependant, le deuxième test de performance est celui de la détermination de la MSE, dont les détails sont exprimés dans l'équation (4-44) [101].

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2 \quad (4-44)$$

#### 4.4.4 Résultats et interprétations des calculs de prévisions des spectres mesurés en temps réel du scintillateur EJ-299-33A

Quatre types de simulation de prévisions du nombre d'impulsions lumineuses en temps réel ont été réalisés dans cette étude, en utilisant les deux modèles : Arimax et Narx, dont les principes sont développés dans la sous-section précédente. Pour cette raison, une base de données des nombres d'impulsions lumineuses a été sélectionnée pour faire ces prévisions. De plus, les coordonnées géographiques enregistrées à bord de la même plateforme expérimentale installée à bord de l'avion d'essai via le GPS connecté à cette installation ont été incorporées dans les modèles en tant que variables exogènes. Par ailleurs, la modulation solaire correspondant à la date du vol lors de la collecte des données a été introduite en tant que valeurs exogènes. En outre, et conformément au détail des données collectées auprès de l'installation développée au chapitre 3, où les nombres d'impulsions lumineuses générées par les rayons gamma et les neutrons pour des gammes d'énergie jusqu'à 25.4 MeV et 41 MeV respectivement, sont ainsi collectées toutes les 10 secondes de vol. En ce sens, des prévisions du nombre d'impulsions lumineuses de toutes les valeurs des énergies confondues en temps réel avec un pas de 10 secondes ont été déterminées pour des vols préalablement sélectionnés. Par conséquent, les prévisions d'impulsions lumineuses générées par les rayons gamma sont affectées au premier type de simulation. Cependant, les prévisions du nombre d'impulsions lumineuses engendrées par les neutrons sont affectées au deuxième type de simulation. D'autre part, le troisième type

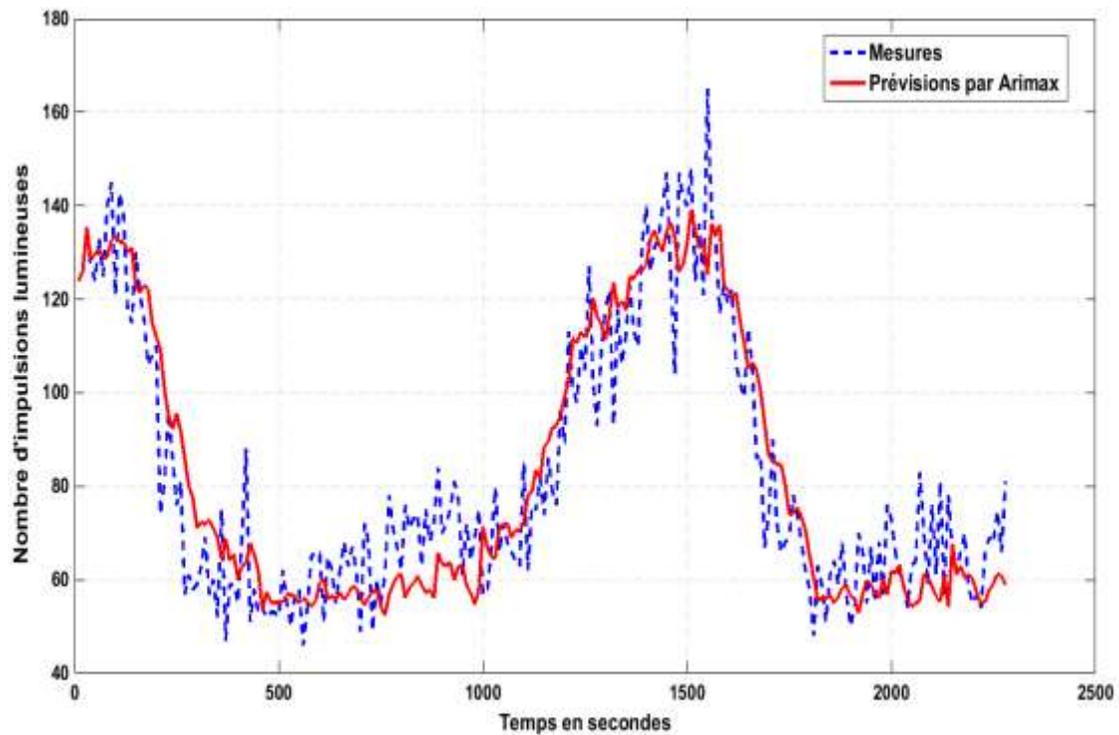
de simulation est affecté à la prévision du nombre d'impulsions lumineuses pour chaque valeur d'énergie de rayon gamma pendant 10 secondes d'un vol sélectionné. Enfin, la quatrième simulation fait la prévision d'un pas de 1 mois de modulations solaires, en utilisant les données historiques affichées dans l'article [102], à cet effet les résultats des quatre types de simulation sont donnés ci-dessous.

#### 4.4.4.1 Résultats du premier type de simulation

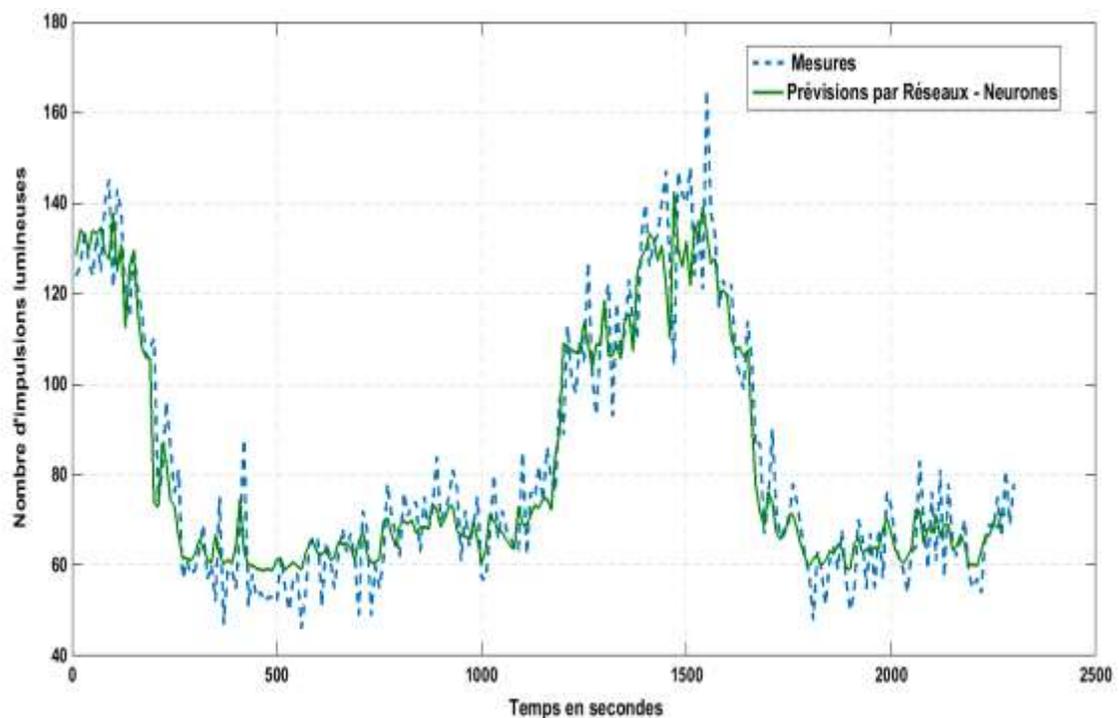
Dans ce cas, les données collectées lors d'un vol ont été sélectionnées pour prévoir le nombre d'impulsions lumineuses générées par les rayons gamma. En introduisant les coordonnées géographiques enregistrées lors du même vol et la modulation solaire qui correspond à la date du vol comme étant des variables exogènes. Le Tableau 4-7 montre les résultats des tests de performance et les Figures. 4-37 et 4-38 présentent des prévisions en temps réel du nombre d'impulsions lumineuses du vol précédemment sélectionné toutes les 10 secondes à l'aide des deux modèles étudiés.

**Tableau 4-8:** Résultats des tests de performance pour la 1<sup>ère</sup> simulation

Type du modèle	Tests de performance
<b>Arimax</b>	MSE =139.71; R=0.92
<b>Réseaux de neurones</b>	MSE = 103.41; R=0.94



**Figure 4-65:** Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des rayons gamma entre les mesures et les calculs du modèle Arimax



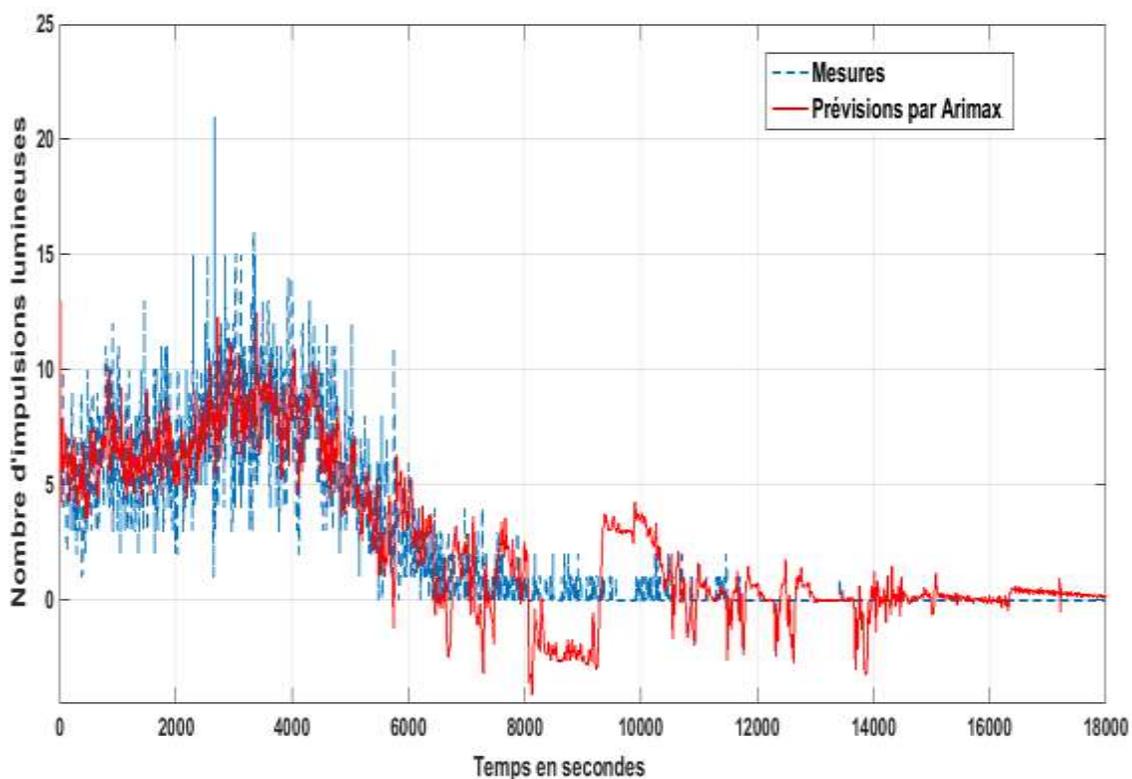
**Figure 4-66:** Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des rayons gamma entre les mesures et les calculs du modèle réseaux – neurones

#### 4.4.4.2 Résultats du deuxième type de simulation

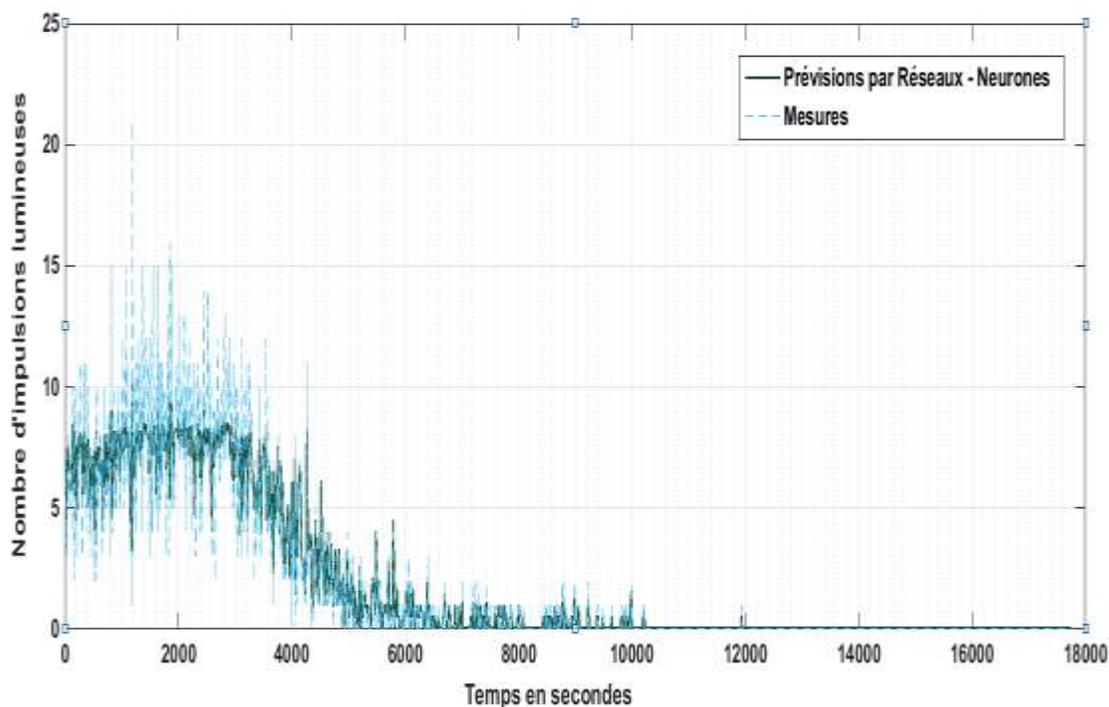
Dans ce cas, le principe est le même que dans le premier cas, sauf que les données collectées concernent le nombre d'impulsions lumineuses créées par les neutrons. Le Tableau 4-8 montre les résultats des tests de performance et les Figures. 4-39 et 4-40 présentent des prévisions en temps réel du nombre d'impulsions lumineuses du vol précédemment sélectionné toutes les 10 secondes à l'aide des deux modèles étudiés.

**Tableau 4-9:** Résultats des tests de performance pour la 2<sup>ème</sup> simulation

Type du modèle	Tests de performance
<b>Arimax</b>	MSE = 4.17; R = 0.87
<b>Réseaux de neurones</b>	MSE = 2.23; R = 0.90



**Figure 4-67:** Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des neutrons entre les mesures et les calculs du modèle Arimax



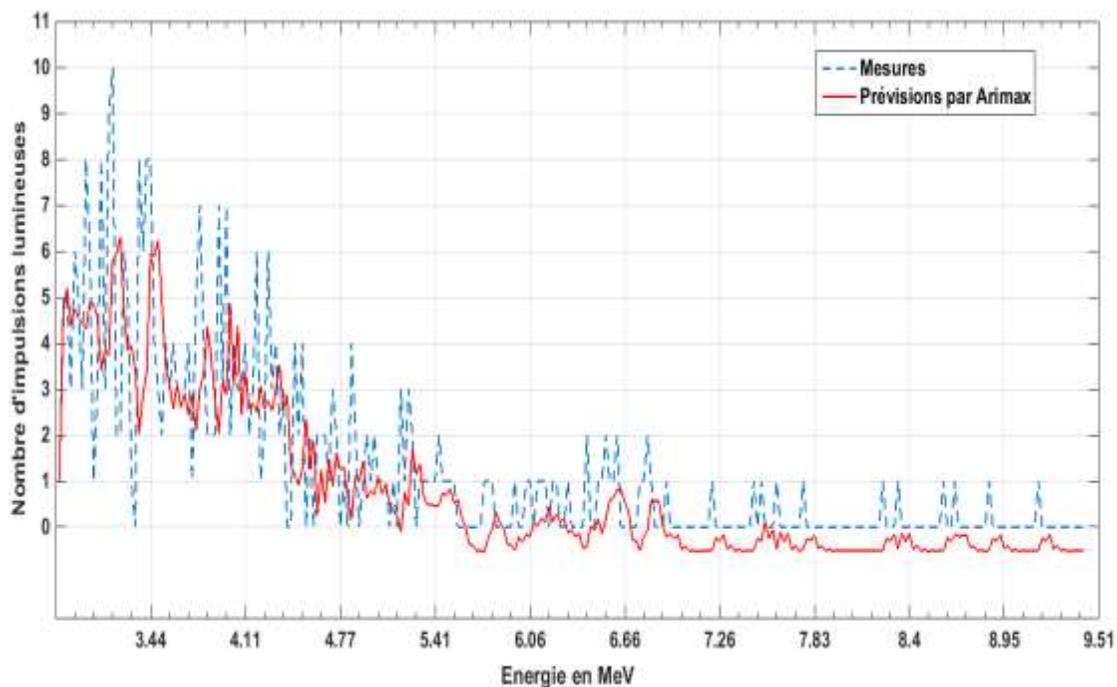
**Figure 4-68:** Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des neutrons entre les mesures et les calculs du modèle réseaux- neurones

#### 4.4.4.3 Résultats du troisième type de simulation

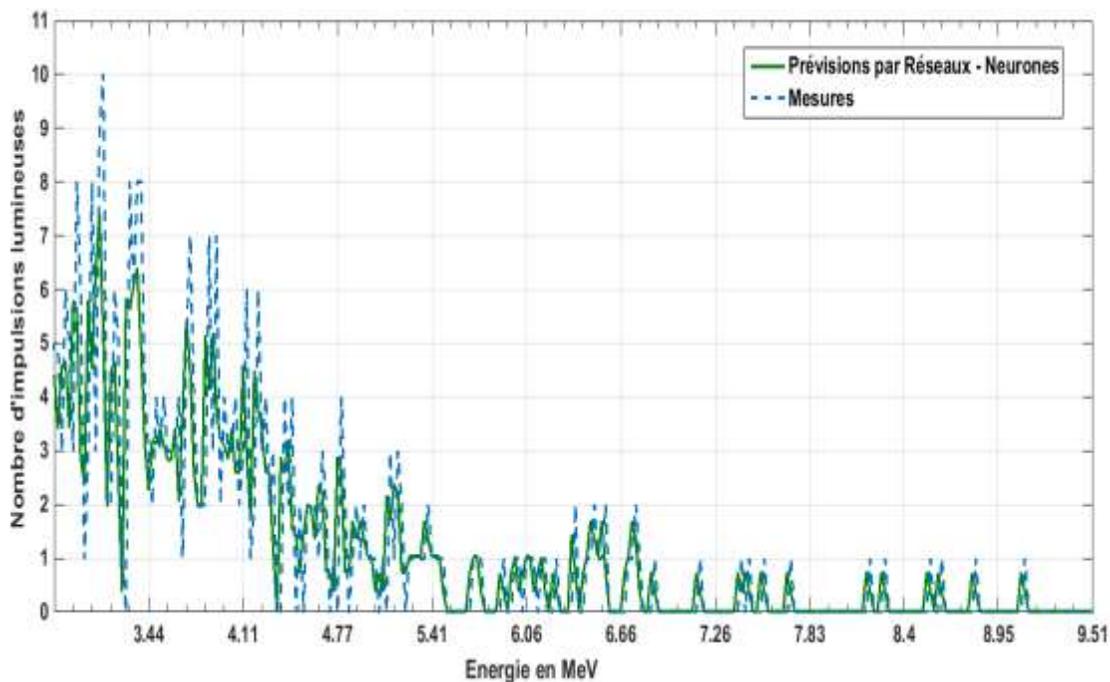
Dans ce cas, les données collectées à partir d'un point de vol ont été sélectionnées pour prévoir le nombre d'impulsions lumineuses générées par les rayons gamma pour chaque valeur d'énergie. En introduisant les différentes valeurs d'énergie, les coordonnées géographiques enregistrées à ce point de vol et la modulation solaire comme étant des variables exogènes. Le Tableau 4-9 montre les résultats des tests de performance et les Figures. 4-41 et 4-42 présentent des prévisions en temps réel du nombre d'impulsions lumineuses au point de vol précédemment sélectionné pour un pas de 0.0128 MeV en utilisant les deux modèles étudiés.

**Tableau 4.10:** Résultats des tests de performance pour la 3<sup>ème</sup> simulation

Type du modèle	Tests de performance
Arimax	MSE = 2.06; R = 0.74
Réseaux de neurones	MSE = 0.48; R = 0.997



**Figure 4-69:** Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des rayons gamma lors du passage de l'avion par l'un des points de sa trajectoire entre les mesures et les calculs du modèle Arimax



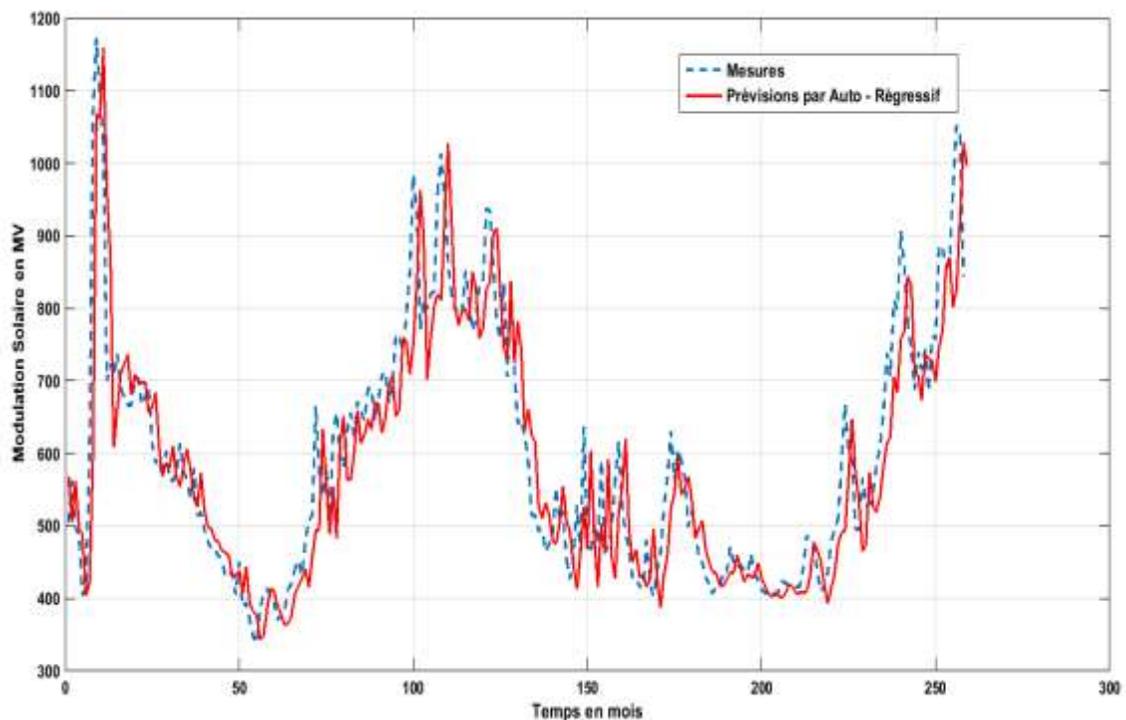
**Figure 4-70:** Comparaison du nombre d'impulsions lumineuses produites par des rayons gamma lors du passage de l'avion par l'un des points de sa trajectoire entre les mesures et les calculs du modèle réseaux-neurones

#### 4.4.4.4 Résultats du quatrième type de simulation

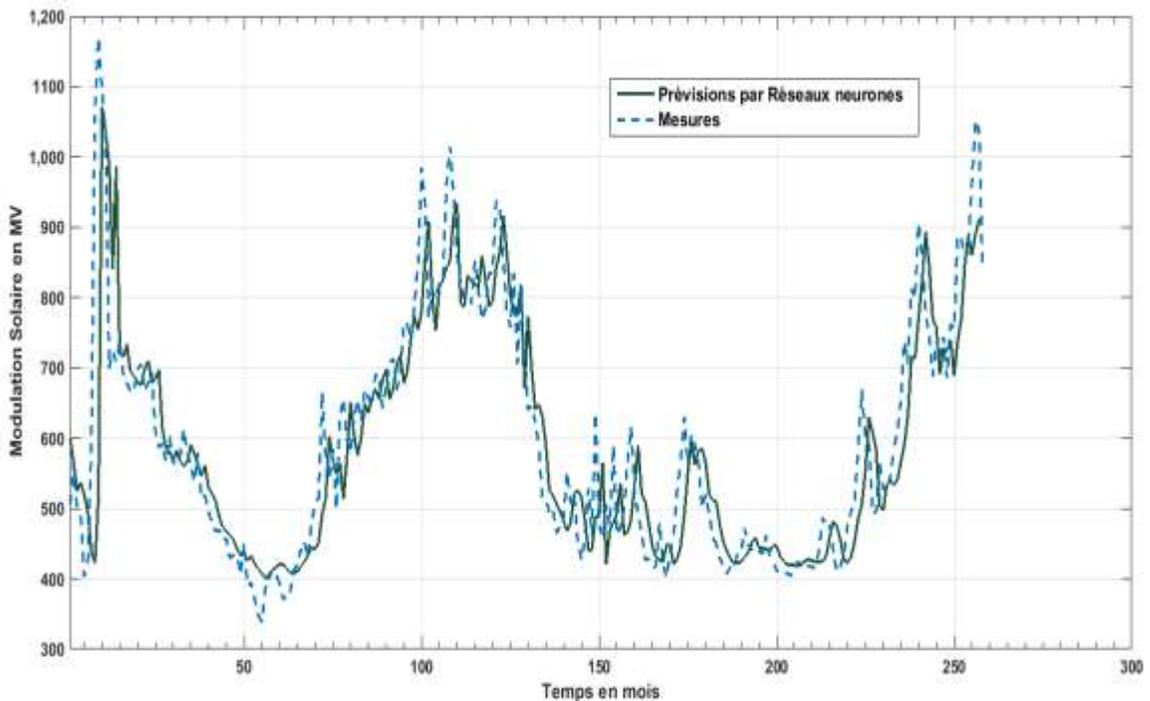
Dans ce cas, le principe est légèrement différent par rapport aux trois cas précédents, puisque dans ce cas les variables exogènes sont inexistantes. Par ailleurs, les données réelles et les séries chronologiques des valeurs mensuelles de modulation solaire sont extraites d'un article [102]. De plus, le modèle autorégressif a été utilisé dans cette simulation car il affiche des résultats fiables. Le Tableau 4-10 montre les résultats des tests de performance et les Figures. 4-43 et 4-44 présentent des prévisions à long terme de modulation solaire chaque mois en utilisant les deux modèles étudiés.

**Tableau 4-11:** Résultats des tests de performance pour la 4<sup>ème</sup> Simulation

Type du modèle	Tests de performance
Autorégressif	MSE = 3036.0; R = 0.96
Réseaux de neurones	MSE = 5229; R = 0.91



**Figure 4-71:** Comparaison des valeurs de modulation solaire mensuelle entre les mesures et les calculs du modèle autorégressif



**Figure 4-72:** Comparaison des valeurs de modulation solaire mensuelle entre les mesures et les calculs du modèle réseaux- neurones

#### 4.4.5 Interprétations des résultats des quatre types de simulations

L'analyse des résultats présentés dans les tableaux et courbes ci-dessus, montre que les deux modèles d'Arimax et de réseaux de neurones à travers l'algorithme de Levenberg- Marquardt produisent de bonnes prévisions en temps réel du nombre d'impulsions lumineuses par vol. Ceci sauf pour le troisième type de simulation du modèle Arimax, qui est probablement dû au faible nombre d'impulsions lumineuses enregistrées pour la plupart des valeurs d'énergie. Aussi, dans le deuxième type de simulation, mais avec moins d'effet que le troisième type, où le modèle Arimax enregistre des décalages, lorsque les mesures du nombre d'impulsions lumineuses sont très faibles ou nulles. Cependant, le modèle des réseaux de neurones fournit de meilleurs résultats de test de performance pour le deuxième et le troisième type de simulation. D'autre part, le quatrième type de simulation, selon les résultats des tests de performance, montre que le modèle autorégressif fournit de meilleures prévisions mensuelles pour la modulation solaire mensuelle par rapport au modèle de réseau de neurones.

## 4.5 Conclusion du chapitre

L'utilisation du scintillateur plastique en spectrométrie nécessite une connaissance approfondie des fonctions de réponse du scintillateur, étant donné que leurs impacts sont essentiels dans la déconvolution des PHS enregistrés à l'installation expérimentale à bord de l'aéronef comme le montre l'analyse faite dans ce chapitre. Afin d'obtenir les spectres des particules cosmiques incidentes dans cette étude, la détermination des fonctions de réponse est effectuée à l'aveugle, car les fonctions de réponse déterminées expérimentalement sont inexistantes. Depuis, ces dernières présentent un comportement réel du scintillateur au contact des particules incidentes et une référence pour les calculs dans les logiciels basés sur les méthodes de Mont Carlo. De plus, d'autres paramètres qui rendent ce calcul complexe et délicat sont les multiples facteurs qui dégradent les profils attendus des fonctions de réponse, qui diffèrent d'un type de particule à l'autre. En revanche, les méthodes de validation de simulation proposées dans ce chapitre sont basées sur des paramètres théoriques tels que les doses efficaces extraites d'EXPACS et les coefficients de conversion fluence à dose. De plus, le processus développé dans ce chapitre pour déterminer les spectres des particules cosmiques incidentes est long et comprend plusieurs étapes. Ainsi, tous ces aspects réunis conduiront principalement à la production de taux d'erreur intermédiaires qui peuvent être substantiels à l'issue de ce processus, comme le montrent certains cas dans les résultats présentés dans ce chapitre. Cependant, les prévisions de spectres mesurés en temps réel présentent des résultats intéressants pour les deux modèles utilisés dans cette étude.

## Chapitre 5 - Conclusion

Les particules cosmiques énergétiques présentent des risques en raison de leur pouvoir d'ioniser les matériaux absorbants, tels que les tissus humains et le silicium, qui constitue actuellement la majorité des systèmes électroniques intégrés. De plus, aux altitudes où volent les avions, les particules non chargées telles que les neutrons et les rayons gamma sont les plus présentes en taux par rapport aux autres types de particules cosmiques. Ainsi, ces deux types de particule présentent des risques potentiels pour la fiabilité des systèmes avioniques et la protection de la santé des occupants à bord de l'avion, puisqu'elles possèdent un pouvoir de pénétration lorsqu'elles heurtent un matériau absorbant, qui est induit par la neutralité de charge des neutrons et des rayons gamma. Par conséquent, des SEE peuvent être déclenchés dans l'équipement et le circuit électronique et également augmenter les doses absorbées par l'équipage et les passagers à bord de l'avion. Une atténuation efficace de ces risques nécessite des mesures directes des flux de particules cosmiques à bord de l'avion.

De plus, la FAA et ses homologues soutiennent cette méthode expérimentale de détermination des flux de particules cosmiques afin de fixer prochainement des lignes directrices et des normes relatives pour l'atténuation et la conception optimale des systèmes avioniques contre les risques des particules cosmiques. De plus, les outils existants ont actuellement des difficultés à calculer les flux de particules cosmiques solaires et encore moins les prévisions des flux énergétiques de ces particules solaires.

Dans ce travail de recherche, des modèles mathématiques ont été proposés pour déterminer les prévisions des spectres de mesure en fonction des coordonnées géographiques, de l'altitude et de la modulation solaire. La prévision mensuelle de la modulation solaire est également introduite dans l'outil de prévisions en temps réel des spectres des particules cosmiques incidentes, ce qui correspond à l'objectif principal de cette étude.

Suite aux taux d'erreur assez élevés qui sont observés pour certains points de vol principalement à basse altitude entre les doses efficaces calculées à partir des mesures,

et celles calculées à l'aide d'un outil dédié aux calculs de dose efficace aux points atmosphériques situés aux altitudes où volent les avions. Des propositions correctives réparties en propositions de solutions expérimentales et théoriques sont donc listées ci-dessous, afin d'améliorer ces résultats. Ces propositions consistent à ajouter certains aspects et paramètres utiles et manquants au développement de ces travaux de recherche.

## **5.1 Paramètres expérimentaux manquants**

### **a. Fonctions de réponse mono-énergétique expérimentales**

L'importance de la détermination des fonctions de réponse mono-énergétique est montrée dans cette étude, car ces fonctions interprètent le comportement réel du scintillateur après qu'une particule cosmique mono-énergétique le frappe. De plus, avec ces fonctions de réponse, la conversion des spectres mesurés en spectres de particules cosmiques incidentes est permise. Pour ce faire, il est recommandé de déterminer expérimentalement certaines fonctions de réponse qui serviront de base et de référence pour celles calculées avec le logiciel basé sur la méthode de Monte Carlo. Afin d'assurer la fiabilité du calcul de ces fonctions, avant de les introduire dans l'algorithme de déconvolution [103]-[105].

### **b. Coefficients de la fonction GEB**

Dans la revue de la littérature utilisée dans cette étude, il a été mentionné que le scintillateur en plastique a une faible résolution énergétique. Ceci conduit à afficher des larges pics aux niveaux des fonctions de réponse, il est donc indispensable de déterminer les coefficients de la fonction GEB à introduire dans le logiciel MCNP6. Ces coefficients étant spécifiques à chaque type de scintillateur et à son utilisation en particulier, la détermination de ces coefficients est donc réalisée expérimentalement [47], [53]. Enfin, l'introduction de la fonction GEB dans le logiciel MCNP6 permet de prendre en compte la fonction de résolution énergétique de ce scintillateur, ce qui conduit à obtenir des fonctions de réponse proches de la réalité et ayant une certaine concordance avec les mesures recueillies à bord de l'avion d'essai.

### **c. Effectuer un étalonnage énergétique régulier du système de mesure utilisé**

Concernant la revue bibliographique utilisée dans ce travail de recherche, il est recommandé de calibrer régulièrement le système de mesure, car ce calibrage risque de fournir une équation linéaire qui varie dans le temps. Étant donné que les spécifications et les caractéristiques d'utilisation de ce système de mesure peuvent changer avec le temps [45]. Il convient de rappeler que cette ligne d'étalonnage exprime le lien entre les valeurs des énergies lumineuses et les mesures prises par le système de mesure, par conséquent les mesures collectées peuvent enregistrer des taux d'erreur.

## **5.2 Méthodes théoriques à introduire**

### **a. Modèles de lissage des mesures**

Bien que les mesures de cette étude soient enregistrées électroniquement, les erreurs de lecture sont donc réduites. Mais il est recommandé de lisser ces mesures à l'aide d'un modèle mathématique, car un grand volume de mesures est enregistré toutes les 10 secondes pour un large intervalle d'énergie [45], [47], [62], afin de minimiser les erreurs dans les mesures prises.

### **b. Modèles de lissage des fonctions de réponse mono-énergétique**

La détermination des fonctions de réponse mono-énergétique à l'aide du logiciel MCNP6 dans ce travail de recherche n'a été réalisée que pour une vingtaine de valeurs énergétiques, donc un lissage de ces fonctions a été effectué à l'aide de l'outil mathématique MATLAB. Afin de faire correspondre les fonctions de réponse à l'ensemble des mesures, réduisant ainsi le pas autant possible pour faire converger la meilleure solution dans l'algorithme de Gravel. Cependant, il est conseillé de mener une recherche approfondie pour sélectionner les modèles de lissage les plus adaptés et appliquer les plus appropriés [47], [62], [71].

### **c. Utilisation d'autres algorithmes de déconvolution**

Dans cette étude, l'algorithme de Gravel a été utilisé pour déconvolutionner les spectres de mesures collectées à bord de l'avion d'essai. Cependant, il est

recommandé d'utiliser d'autres algorithmes afin d'avoir d'autres résultats qui serviront de benchmark et notamment d'outil de validation [62], [103].

Par ailleurs, ce travail de recherche est à la base du projet CIMES, des travaux supplémentaires sont donc indispensables pour compléter cette étude et atteindre les objectifs fixés par le projet CIMES, lancé par Bombardier et ses partenaires. D'autre part, l'objectif principal de CIMES est d'incorporer une application dans le tableau de bord de l'avion pour avertir le pilote des dangers des flux de particules cosmiques. Afin qu'il puisse changer d'altitude et de couloir si possible, il est donc recommandé de compléter les études futures ci-dessous après validation de ce travail de recherche.

### 5.3 Études futures

- a. Mettre en évidence les spectres des protons et dans une moindre mesure les spectres des muons issus des mesures recueillies à bord de l'avion d'essai, car les spectres de ces particules sont confondus dans les mesures collectées dans cette campagne de mesures.
- b. Conception d'algorithmes mathématiques pour les corrélations entre les flux de particules cosmiques aux altitudes de vol des avions et leurs impacts en particulier.
- c. Réalisation d'autres campagnes de mesures qui traversent principalement de hautes latitudes et pendant d'autres cycles solaires, afin de mettre en œuvre des modèles et algorithmes réalistes.
- d. Développement d'une application à intégrer au tableau de bord pour annoncer régulièrement en temps réel les flux de particules cosmiques instantanés et prévisionnels. Afin de calculer leurs impacts instantanés et prévus en arrière-plan et d'afficher sur cette même application les degrés de danger de ces mêmes flux, ce qui conduit à assurer la fiabilité des systèmes avioniques et la protection des occupants à bord des aéronefs en vol et au sol.

## Bibliographie

- [1] L. Batalha, “Solar Modulation effect on Cosmic Rays - Modelization with force field approximation 1D and 2D numerical approaches and characterization with AMS-02 Proton fluxes,” Master thesis delivered by the University of Lisbon, Portugal, p.78, 2012. Adresse: <https://fenix.tecnico.ulisboa.pt/downloadFile/395144584666/ResumoAlargado.pdf>
- [2] L. O’C. Drury, “Origin of cosmic rays,” *Astroparticle physics*, vol. 39, n°. 40, pp. 52-60, 2012. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.02.006.
- [3] R. Vainio, L. Desorgher, D. Heynderickx, M. Storini, E. Flückiger, R.B. Horne, G.A. Kovaltsov, K. Kudela, M. Laurenza, S. McKenna-Lawlor, H. Rothkaehl, and I.G. Usoskin, “Dynamics of the Earth’s Particle Radiation Environment,” *Space Science Reviews*, vol. 147, pp. 187-231, 2009. DOI: 10.1007/s11214-009-9496-7.
- [4] N.K. Sharman, and T. Ahmad, “Cosmic Ray and geomagnetic response to high speed Solar Wind Streams,” *IOSR Journal of Applied Physics (IOSR-JAP)*, vol. 6, n°. 3, pp. 42-49, 2014. Adresse: <http://www.iosrjournals.org/iosr-jap/papers/Vol6-issue3/Version-1/G06314249.pdf>.
- [5] G.A Nelson, “A Space Radiation and human Exposure,” *Radiation research*, vol. 185, n°. 4, pp. 349-358, 2016. DOI: 10.1667/RR14311.1.
- [6] E. Peterson, “Foundation of Single Event Analysis and Prediction. Either Chapter 2 of: Single Event Effects in Aerospace,” John. Wiley and sons. Inc, p. 64, 2011. DOI: 10.1002/9781118084328.ch2.
- [7] C.A. Federico, O.L. Gonzalez, E.S. Fonseca, I.M. Martin, and L.V.E. Caldas, “Neutron spectra Measurements in the south Atlantic Anomaly,” *Radiation Measurements*, vol. 45, n°. 10, pp. 1526-1528, 2010. DOI: 10.1016/j.radmeas.2010.06.038Get rights and content.
- [8] P. Paschalis, H. Mavromichalaki, L.I. Dorman, C. Plainaki, and D. Tsirigkas, “Geant 4 software application for the simulation of comics’ ray showers in the Earth’s atmosphere,” *New Astronomy*, vol. 33, pp. 26-37, 2014. DOI: 10.1016/j.newast.2014.04.009.
- [9] S. Roesler, W. Heinrich and H. Schraube, “Monte Carlo Calculation of the Radiation Field at Aircraft Altitudes,” *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN)*, p. 50, 2001. Adresse: <https://www.slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/8750/slac-pub-8968.pdf>.

- [10] Office for Official Publications of the European Communities, "Cosmic Radiation Exposure of Aircraft Crew: Compilation of Measured and Calculated Data," p. 281, 2004. ISBN 92-894-8448-9.
- [11] R. Edwards, C. Dyer, and E. Normand, "Technical Standard for Atmospheric radiation event effect (SEE) on avionics electronics," IEEE Conference Radiation Effects Data workshop, pp. 1-5, 2004. DOI: 10.1109/REDW.2004.1352895.
- [12] Minister of Public Works and Government Services Canada, "Introduction to Radiation," Canadian Nuclear Safety Commission, p. 38, 2012. Adresse: <https://nuclearsafety.gc.ca/eng/pdfs/Reading-Room/radiation/Introduction-to-Radiation-eng.pdf>.
- [13] R.C. Baumann, "Radiation-induced soft errors in Advanced Semiconductor technologies," IEEE Transaction on device and Materials Reliability, vol. 5, n<sup>o</sup>. 3, pp. 305-316, 2005. Adresse: <http://web.cecs.pdx.edu/~cgshirl/Documents/2005%20Baumann%20Soft%20Error.pdf>.
- [14] C. Dyer, P. Truscott, C. Sanderson, B. Colwell, A. Chugg, R. Jones, I. MacDiarmid, and K. Johansson, "Cosmic Radiation Effects on Avionics, an Increasing Hazard in the New Millennium?," ICAS Congress, pp 644.1-10, 2000. Adresse: [http://www.icas.org/ICAS\\_ARCHIVE/ICAS2000/PAPERS/ICA0644.PDF](http://www.icas.org/ICAS_ARCHIVE/ICAS2000/PAPERS/ICA0644.PDF).
- [15] E. Normand, "Single Event Effect in Avionics and on the ground," International Journal of High Speed Electronics and systems, vol. 14, n<sup>o</sup>.2, pp. 285-298, 2004. DOI: 10.1142/9789812794703\_0001.
- [16] W. K. Tobiska, W. Atwell, P. Beck, E. Benton, K. Copeland, C. Dyer, B. Gersey, I. Getley, A. Hands, M. Holland, S. Hong, J. Hwang, B. Jones, K. Malone, M.M. Meier, C. Mertens, T. Phillips, K. Ryden, N. Schwadron, S.A. Wender, R. Wilkins, and M. A. Xapsos, "Advances in Atmospheric Radiation Measurements and Modeling Needed to Improve Air Safety," Space Weather Journal, vol. 13, n<sup>o</sup>. 4, pp. 202-210, 2015. DOI: 10.1002/2015SW001169.
- [17] J.F. Bottollier-Depois, P. Beck, M. Latocha, V. Mares, D. Matthiä, W. Rühm, and F. Wissm, "Radiation Protection N<sup>o</sup>173: Comparison of codes assessing Radiation Exposure of Aircraft Crew due to Galactic Cosmic Radiation," European Commission, p. 61, 2012. DOI: 10.2768/22100.
- [18] L. Ciani, M. Catelani, and L. Veltroni, "Single event upset (SEU) Diagnostic and Error correction system for avionic system," World Congress Fundamental and Applied Methodology, pp. 1380-1384, 2009. ISBN 978-963-88410-0-1.
- [19] Federal Aviation Administration (FAA), "Single Event Effects Mitigation Technique Report," FAA, p. 296, 2016. Adresse: [https://www.faa.gov/aircraft/air\\_cert/design\\_approvals/air\\_software/media/TC-15-62.pdf](https://www.faa.gov/aircraft/air_cert/design_approvals/air_software/media/TC-15-62.pdf).

- [20] SAE Aerospace, "Development of Atmospheric Neutron Single Event Effects Analysis for use in Safety Assessments Report. AIR 6219," p. 31, 2012.
- [21] M. Matzke, "Unfolding of Particle Spectra. International Conference : Neutrons in Research and Industry," Proceedings of SPIE, vol. 2867, pp. 598-607, 1997. DOI: 10.1117/12.267860.
- [22] A. Fujimori, K. Beblo-Vranesevic, S. Leuko, and R. Moeller, "Studying the effects of Galactic Cosmic Radiation on Astros- and Microbiological model Systems," Science of human body, vol. 69, pp. 157-161, 2018.
- [23] C. Lathuillère, M. Menvielle, J. Lilensten, T. Amari, and S. M. Radicella, "From the sun's atmospheric to the Earth's atmosphere: an overview of scientific models available for space weather developments," Annales Geophysicae, vol. 20, n°. 7, pp. 1081-1104, 2002. DOI: 10.5194/angeo-20-1081-2002.
- [24] B.J. Lewis, M.J. McCall, A.R. Green, L.G Bennett, M. Pierre, U.J Schrewe, K. O'Brien, and E. Felsberger, "Aircrew Exposure from cosmic Radiation on Commercial Airline Route," Radiation Protection Dosimetry, vol. 93, n°. 04, pp. 293-314, 2001. DOI: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a006442.
- [25] K. O'Brien, W. Friedberg, H.H. Sauer, and D.F. Smart, "Atmospheric cosmic rays and solar energetic particles at aircraft altitudes," Environment International /Engineering Libraries, vol. 22 Suppl 1, pp. S9-44, 1996. DOI: 10.1016/s0160-4120(96)00086-4.
- [26] I.G. Usoskin, K. Alanko-Huotari, G.A. Kovaltsov, and K. Mursula, "Heliospheric Modulation of cosmic ray: Monthly reconstruction for 1951-2004," Journal of Geophysical Research, vol. 110(A12108), pp. 1-10, 2005. DOI: 10.1029/2005JA011250.
- [27] G. Castagnoli, and D. Lal, "Solar Modulation Effects in Terrestrial Production of Carbon-14," Radiocarbon: An International Journal of Cosmogenic Isotope Research, vol. 22, n°. 2, pp. 133-158, 1980. DOI: 10.1017/S0033822200009413.
- [28] O.E. Malandraki, and N.B. Crosby, "Solar Particle Radiation Storms Forecasting and Analysis: The Hesperia Horizon 2020 Project and Beyond," Springer, Astrophysics and Space Science Library, vol. 444, p. 203, 2018. ISBN 978-3-319-60051-2.
- [29] H. Ögelman, and J.R. Wayland, "Lectures in High-Energy Astrophysics," National Aeronautics and Space Administration (NASA), p. 165, 1969. Adresse: <https://core.ac.uk/download/pdf/80661312.pdf>.
- [30] D. Ruffolo, "Interplanetary transport of decay protons from solar flare neutrons," The Astrophysical Journal, vol. 382, n°. 2, pp. 688-698, 1991. DOI: 10.1086/170756.
- [31] M.A. Shea, D.F. Smart, and L.C. Gentile, "Estimating Cosmic Ray Vertical Cutoff Rigidities as a Function of the McIlwain L-parameter for Different Epochs

- of the Geomagnetic Field,” *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, vol. 48, n°. 3-4, pp. 200-205, 1987. DOI: 10.1016/0031-9201(87) 90145-2.
- [32] C.J. Mertens, B.T. Kress, M. Wiltberger, W.K. Tobiska, B. Grajewski, and X. Xu, “Atmospheric Ionizing Radiation from Galactic and Solar Cosmic Rays,” *Current Topics in Ionizing Radiation Research: Chapter 31*, pp. 683-738, 2012. p. 58. DOI: 10.5772/32664.
- [33] D.G. Toro, “Temporal Filtering with Soft Error Detection and Correction Technique for Radiation Hardening Based on a C-element and BICS”, Thesis presented to obtain a doctoral degree at the European University of Brittany, p. 193, 2014.
- [34] T. Sato, “Analytical Model for Estimating Terrestrial Cosmic Ray fluxes nearly anytime and anywhere in the world: Extension of PARMA/EXPACS,” *PLOS one Journal*, pp. 1-33, 2015. DOI:10.1371/journal.pone.0144679.
- [35] D. Matthias, T. Berger, A.I. Mrigakshi, and G. Reitz, “A ready-to-use galactic model cosmic ray,” *Advances in Space Research*, vol. 51, n°. 3, pp. 329-338, 2013. DOI: 10.1016/j.asr.2012.09.022.
- [36] K. A. Copeland, “Cosmic Ray Particle Fluences in the Atmosphere Resulting from Primary Cosmic Rays Heavy Ions and their Resulting Effects on Dose Rates to Aircraft Occupants as Calculated with MCNPX2.7.0,” Thesis presented to obtain a grade of Ph.D. at Royal Military College, Canada, p. 155, 2014.
- [37] J.K. Bekkay, “Radiation effects on space electronics,” University of Oslo. Department of Physics. p. 21. Adresse: <https://www.uio.no/studier/emner/matnat/fys/FYS4220/h11/undervisningsmateriale/forelesninger-vhdl/Radiation%20effects%20on%20space%20electronics.pdf>.
- [38] C. Dyer, “Radiation Effects on Spacecraft and Aircraft,” *Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euro-conference*, pp. 505-512, 2002. ISBN 92-9092-749-6.
- [39] E. Normand, “Single event effects in Avionic,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, n°. 02, pp. 461-473, 1996. DOI: 10.1109/23.490893.
- [40] A. Mishev, and I. Usoskin, “Numerical Model for Computation of Effective and Ambient Dose Equivalent at Flight Altitude: Application for Dose Assessment during GLEs,” *Journal of Space Weather and Space Climate*, vol. 5, n°. A10, pp. 1-16, 2015. DOI: 10.1051/swsc/2015011.
- [41] S. Choudhary, “Deterministic and Stochastic of Radiation,” *Cancer therapy and Oncology International Journal*, vol. 12, n°. 2, pp. 001-002, 2018. DOI: 10.19080/CTOIJ.2018.12.555834.
- [42] IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire), “Publication 103 de la CIPR : Recommandations 2007 de la Commission internationale de protection radiologique « CIPR »,” ICRP, p. 415, 2009. Adresse : [https://www.icrp.org/docs/P103\\_french.pdf](https://www.icrp.org/docs/P103_french.pdf).

- [43] International Commission on Radiation Units and Measurements, "ICRU REPORT 57: Conversion Coefficients for use in Radiological Protection Against External Radiation," *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, vol. os29, n<sup>o</sup>. 2, p. 137, 1998. DOI: 10.1093/jicru/os29.2.Report57.
- [44] S. N. Ahmed, "Physics of Engineering of Radiation Detection," 1<sup>st</sup> Edition. ELSVIER, p. 764, 2007. ISBN: 9780080569642.
- [45] G.F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement," 3<sup>rd</sup> Edition. John Wiley & Sons, Inc, p. 802, 2000. ISBN 0-471-07338-5.
- [46] X. Li, Y. Wang, R. Zhou, and C. Yan, "Energy calibration for plastic scintillation detectors based on Compton scatterings of gamma rays," *Journal of Instrumentation*, vol. 12, n<sup>o</sup>. 12, pp. 1-11, 2017. DOI: 10.1088/1748-0221/12/12/P12025.
- [47] H. Jangyong, "Constructing the Response Function for a BGO Detector using MCNP5 and developing the Deconvolution algorithm in the low Gamma Energy," Thesis presented to obtain a grade of Master of Science at University of Florida, USA, p. 123, 2009. Adresse: <https://ufdc.ufl.edu/UFE0024167/00001>.
- [48] J. Hartman, "Neutron Spectroscopy with Scintillation Detectors using Wavelets," Thesis presented to obtain a grade of Master of Science-Material Nuclear Engineering at University of Nevada, USA, p. 79, 2014. Adresse: <https://digitalscholarship.unlv.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=3481&context=thesedissertations>.
- [49] Y. Chen, L. An, X. Chen, and W. Jianxiong, "Unfolding the fast Neutron Spectra of BC 501A liquid Scintillation detector using Gravel method," *Science China physics Mechanics and Astronomy*, vol. 57, n<sup>o</sup>. 10, pp. 1885-1890, 2014. DOI: 10.1007/s11433-014-5553-7.
- [50] Z. Su-Ya-La-Tu, C. Zhi-Qiang, H. Rui, L. Xing-Quan, R. Wada, L. Wei-Ping, J. Zeng-Xue, X. Yin-Yin, L. Jian-Li, and S. Fu-Dong, "Study on gamma response function of EJ3701 organic liquid scintillator with GEANT4 and FLUKA," *Chinese Physics C*, vol. 37, n<sup>o</sup>. 12, pp. 126003.1-6, 2013. Adresse: <https://www.osti.gov/biblio/7263667-gamma-ray-response-ne-measured-between-mev>.
- [51] D.T. Ingersoll, B.W. Wehring, and R. Starr, "Gamma-ray response of NE-213 measured between 1 MeV and 11.51 MeV," *Transactions of the American Nuclear Society*, vol. 23, pp. 55-64, 1976.
- [52] M. Ceconello, "Liquid Scintillators Neutron Response Function: A Tutorial," *Journal of Fusion Energy*, vol. 38, pp. 356-375, 2019. DOI: 10.1007/s10894-019-00212.
- [53] H.M. Hakimabad, H. Panjeh, and A. Vejdani-Noghreiyani, "Response Function of 3X3in.NaI Scintillator Detector in the range of 0.081 to 4.738 MeV," *Asian J.*

- Exp.Sci, vol. 21, n° 2, pp. 233-237, 2007. Adresse: <http://ajesjournal.com/PDFs/07-2/6.%20Response%20Function.pdf>.
- [54] J. Quin, C. Lai, X. Lu, P. Zheng, T. Zhu, R. Liu, B. Ye, and X. Zhang, "Characterization of a  $^6\text{Li}$  enriched  $\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6$ : Scintillator and its application as a  $\gamma$ -ray detector," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 886, pp. 55-60, 2018. DOI: 10.1016/j.nima.2017.11.053.
- [55] I. Mouhti, A. Elanique, and M.Y. Messous, "Monte Carlo Modelling of a NaI (TI) scintillator detectors using MCNP simulation code," Journal of Materials and Environmental Sciences, vol. 8, n° 12, pp. 4560-4565, 2017. DOI: 10.26872/jmes.2017.8.12.481.
- [56] Documents BTI.
- [57] M. Cieslak, and K.A.A Gamage, "Design and development of a real-time readout electronics system to retrieve data from a square multi-anode photomultiplier tube for neutron gamma pulse shape discrimination," IEEE Conference - NPSS Real Time (RT), p. 4, 2016. DOI: 10.1109/RTC.2016.7543129.
- [58] R.M. Preston, J. Eberhardt, and J. Tickner, "Neutron-gamma pulse shape discrimination using organic scintillators with silicon photomultiplier readout," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 61, n° 4, pp. 2410-2418, 2014. DOI: 10.1109/TNS.2014.2335208.
- [59] A. Comrie, A. Buffler R. Smit, and H. Wörtche, "Tests of pulse shape discrimination with EJ299-33 plastic scintillator for use in portable spectroscopy," Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP2014) - Biological Applications, vol. 213, n° 215, p. 8, 2015. DOI: 10.22323/1.213.0251.
- [60] Documents Bombardier.
- [61] T.J. Van Rooyen, "Transport and Shielding of Ionizing Radiation," Manual. South African Nuclear Energy Corporation, p. 533, 2015. Adresse: [https://www.researchgate.net/publication/335993115\\_Transport\\_and\\_Shielding\\_of\\_Ionising\\_Radiation\\_-\\_Handbook](https://www.researchgate.net/publication/335993115_Transport_and_Shielding_of_Ionising_Radiation_-_Handbook).
- [62] N. Tsoulfanidis, "Measurement and Detection of Radiation," 2<sup>nd</sup> Edition. Taylor and Francis, p. 614, 1995. ISBN10 1560323175.
- [63] C. Loroy, "Cours de Physique subatomique instrumentale « Phy\_6638 »,," Université de Montréal, Québec, Canada, 2019.
- [64] K. Shin, Y. Hayashida, S. Shiroya, and T. Hyodo, "Calculation of Response Function of NE-213 Organic Liquid Scintillator for Gamma-Rays," Journal of Nuclear Science and Technology, vol. 16, n° 6, pp. 390-400, 1979. DOI: 10.1080/18811248.1979.9730918.
- [65] M. Benmoshah, "Spectrométrie des neutrons: étude de la réponse d'un ensemble de compteurs proportionnels," Thèse délivrée par l'école doctorale de Louis

- Pasteur à l'Université de Franche-Comté, France, p. 201, 2007. Adresse : [https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/49/101/49101617.pdf](https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/49/101/49101617.pdf)
- [66] B. Jeon, J. Kim, M. Moon, and G. Cho, "Parametric optimization for energy calibration and gamma response function of plastic scintillation detectors using a genetic algorithm," *Nuclear Inst. And Methods in Physics Research A*, vol. 930, pp. 8-14, 2019. DOI: 10.1016/j.nima.2019.03.003.
- [67] K. Brandenburg, "Calibration of EJ-301, a Liquid Scintillator," *Research Experience for Undergraduates Program University of California*, p. 10, 2015. Adresse: <https://london.physics.ucdavis.edu/~reu/REU14/Papers/brandenburg.pdf>.
- [68] D. Kim, J. Park, J. Son, J.Y Jang, S.J Seon, J.Y Jeong, and Y.K Kim, "Energy Calibration of BC408 Plastic Scintillator Using  $\gamma$ - $\gamma$  Coincidence Technique," *Transactions of the Korean Nuclear Society Autumn Meeting*, p. 3, 2018. Adresse: [https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:50062425](https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:50062425).
- [69] C.C Lawrence, M. Febraro, T.N. Massey, M. Flaska, F.D. Becchetti, and S.A. Pozzi, "Neutron response characterization for an EJ299-33 scintillation detector," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 759, pp. 16-22, 2014. DOI: 10.1016/j.nima.2014.04.062.
- [70] X. Xie, Y. Xi, Z. Xing, F. Tieshuan, C. Jinxiang, and L. Xiangqing, "Calibration and Unfolding of the Pulse Height Spectra of Liquid Scintillator-Based Neutron Detectors Using Photon Sources," *Plasma Science and Technology*, vol. 14, n°. 6, pp. 553-557, 2012. Adresse: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1009-0630/14/6/27/pdf>.
- [71] L. Cartegni, and S.A. Pozzi, "Simulation of the Neutron Response Matrix for a Liquid Scintillator and Spectrum Unfolding," *Oak Ridge National Laboratory*, p. 15, 2005. Adresse: <https://technicalreports.ornl.gov/cppr/y2005/pres/121941.pdf>.
- [72] J.R. Diago, "Simulation of detector calibration using MCNP," *ISIB-CHERNE-Université Polytechnique de Valence, Espagne*, p. 19, 2005. Adresse: <http://www.upv.es/cherne/activities/CHERNE-sem-MC.pdf>.
- [73] S. Dziri, "Etudes expérimentales et simulations Monte Carlo en spectrométrie gamma: Correction des effets de cascade et de matrice pour des mesures environnementales," *Thèse délivrée par l'école doctorale de physique et chimie physique à l'Université de Strasbourg, France*, p. 169, 2014.
- [74] A.A. Kriss, "Beta Dosimeter and Spectrometer Utilizing Plastic Scintillators and a Large-Area Avalanche Photodiode," *Thèse de Doctorat délivrée par l'Université de l'Etat de l'Oregon, USA*, p. 155, 2004.
- [75] A.A. Pourtangestani, "Optimization of Plastic Scintillator Thicknesses for Online Beta Detection in Mixed Fields," *Thèse de Master délivré par la Faculté des systèmes énergétiques et science nucléaire à l'Université d'Ontario, Canada*, p. 115, 2010. Adress: [https://ir.library.dcuoit.ca/bitstream/10155/138/4/Pourtangestani\\_Khadijeh.pdf](https://ir.library.dcuoit.ca/bitstream/10155/138/4/Pourtangestani_Khadijeh.pdf).

- [76] T. Goorley, M. James, T. Booth, F. Brown, J. Bull, L.J. Cox, J. Durkee, J. Elson, M. Fensin, R.A. Forster, J. Hendricks, H.G. Hughes, R. Johns, B. Kiedrowski, R. Martz, S. Mashnik, G. McKinney, D. Pelowitz, R. Prael, J. Sweezy, L. Waters, T. Wilcox, and T. Zukaitis, «“Features of MCNP6,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 87, n°. 2, pp. 772-783, 2016. DOI:10.1016/j.anucene.2015.02.020.
- [77] H. Sahiner, “Gamma spectroscopy by artificial neural network coupled with MCNP,” Thèse de Doctorat délivrée par l’Université des Sciences et Technologies de Missouri, USA, p. 82, 2017.
- [78] H.G. Hughes, and M.R. James, “MCNP6 Class at Alabama Agricultural and Mechanical University,” Los Alamos National Laboratory, p. 344, 2014. DOI: 10.2172/1122054.
- [79] G.W. McKinney, F. B. Brown, H.G. Hughes, M. R. James, R.L. Martz, G.E. McMath, and T.A. Wilcox, “MCNP 6.1.1- New Features Demonstrated,” IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, LA-UR-14-23108, p. 3, 2014. Adresse: [https://mcnp.lanl.gov/pdf\\_files/la-ur-14-23108.pdf](https://mcnp.lanl.gov/pdf_files/la-ur-14-23108.pdf).
- [80] Oak Ridge National Laboratory, “MCNP6 Users Manual - Code Version 6.1.1beta,” Radiation Safety Information Computational, 2014. LA-CP-14-00745. Center «RSICC».
- [81] T. Goorley, “MCNP 6.1.1 - Beta Release Notes,” Los Alamos National Laboratory, LA-UR-14-24680, p. 6, 2014. Adresse: [https://mcnp.lanl.gov/pdf\\_files/la-ur-14-24680.pdf](https://mcnp.lanl.gov/pdf_files/la-ur-14-24680.pdf).
- [82] P. Leelanoi, and S. Sangaroon, “The Characterization of Liquid Scintillator Detector for a PGNA System at TRR-1/M1 with MCNP,” Journal of Science & Technology, Ubon Ratchathani University - Siam Physics Congress, Special Issue, pp. 81-85, 2016. Adresse: [https://www.ubu.ac.th/web/files\\_up/08f2017110112010012.pdf](https://www.ubu.ac.th/web/files_up/08f2017110112010012.pdf).
- [83] M. Hamel, and F. Carrel, “Pseudo-gamma Spectrometry in Plastic Scintillators,” Either of Chapter 3 of New Insights on Gamma Rays, pp. 47-66, 2017. DOI: 10.5772/67134.
- [84] M. Pelliccioni, “Overview of Fluence -to- Effective Dose and Fluence-to-Ambiant Dose Conversion Coefficients for high energy Radiation Calculated using the Fluka code,” Radiation Protection Dosimetry, vol. 88, n°. 4, pp. 279-297, 2000. DOI: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a033046.
- [85] ICRP, “Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures ICRP Publication 116,” Ann. ICRP40 (2–5), p. 257, 2010.
- [86] A.E. Khankook, H.M. Hakimabad, and L.R. Motavalli, “A feasibility study on the use of phantoms with statistical lung masses for determining the uncertainty in the dose absorbed by the lung from broad beams of incident photons and neutrons,” Journal of Radiation Research, vol. 58, n°. 3, pp. 313-328, 2017. DOI: 10.1093/jrr/rrw118.

- [87] T. Sato, A. Endo, M. Zankl, N. Petoussi-Henss, H. Yasuda, and K. Niita, "Fluence-to-dose Conversion Coefficients for aircrew dosimetry based on the new ICRP Recommendations," *Progress in Nuclear Science and Technology*, vol. 1: pp. 134-137, 2011. DOI: 10.15669/pnst.1.134.
- [88] S. Assad, F. Moupfouma, A. Skorek, and M. Al Skarkawy, "Comparison of Light Pulses' Number Induced by Cosmic Radiations at Aircraft Flight Altitude using Experimental Data versus MCNP6," *Proceedings of Science, POS (ICRC 2019)178*, p. 8, 2019. DOI: 10.22323/1.358.0178.
- [89] Q. Jianguo, C. Lai, B. Ye, R. Liu, X. Zhang, and L. Jiang, "Characterizations of BC 501A and BC 537 Liquid Scintillators Detectors," *Radiation and Isotopes*, vol. 104, pp. 15-24, 2015. DOI: 10.1016/j.apradiso.2015.06.008.
- [90] H.D. Holland, and K.K. Turekian, "Treatise on Geochemistry," 2<sup>nd</sup> Edition. Elsevier, p. 9144, 2013. Hardcover ISBN: 9780080959757.
- [91] V.V. Verbinski, W.R. Burrus, T.A. Love, W. Zobel, and N.W. Hill, "Calibration of an Organic Scintillator for Neutron Spectrometry," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 65, n<sup>o</sup>. 1, pp. 8-25, 1968. DOI: 10.1016/0029-554X (68)90003-7.
- [92] W.C. Charles, "Demand Driven Forecasting: A Structured Approach to Forecasting," 2<sup>nd</sup> Edition. John .Wiley and sons. Inc, p. 384, 2013. ISBN: 978-1-118-66939-6.
- [93] A. Kochak, and S. Sharma, "Demand Forecasting using Neural Network for supply chain management," *International Journal of Mechanical Engineering and Robotics Research*, vol. 4, n<sup>o</sup>. 1, pp. 96-104, 2015. ISSN 2278 - 0149 [www.ijmerr.com](http://www.ijmerr.com).
- [94] H. Cui, and X. Peng, "Short-Term City Electric Load Forecasting with Considering Temperature Effects: An Improved ARIMAX Model," *Hindawi Publishing Corporation: Mathematical Problems in Engineering*, vol. 2015, pp. 1-10, 2015. DOI: 10.1155/2015/589374.
- [95] M. Mihai, and I. Meghea, "Box Jenkins Methodology Applied to the Environmental Monitoring Data," *Applied Sciences Nuclear Physics*, vol. 13, pp. 74-81, 2011. Adresse: <https://www.emis.de/journals/APPS/v13/A13-mi.pdf>.
- [96] M. Murat, I. Malinowska, M. Gos, and J. Krzyszczak, "Forecasting Daily Meteorological Time Series using ARIMA and Regression Models," *International Agro-Physics*, vol. 32, pp. 253-264, 2018. DOI: 10.1515/intag-2017-0007.
- [97] H.N. Camelo, P.S Lucio, J.B.V.L. Junior, D.von.G. Dos-Santo, and P.C. Marques de Carvalho, "Innovative Hybrid Modeling of Wind Speed Prediction Involving Time Series Models and Artificial Neural Networks," *Atmosphere*, vol. 9, n<sup>o</sup>. 2-77, pp. 1-18. 2018. DOI: 10.3390/atmos9020077.
- [98] J.B. Marin, E.T Orozco, and E. Velill, "Forecasting electricity price in Colombia: A comparison between Neural Network, ARMA process and Hybrid Models,"

- International Journal of Energy Economics and Policy, vol. 8, n°. 3, pp. 97-106, 2018. ISSN: 2146-4553.
- [99] S. Haykin, "Neural Networks and Learning Machines," 3<sup>rd</sup> Edition, Pearson Education, Inc., p. 906, 2009. Adresse: <https://all-med.net/pdf/neural-networks-and-learning-machines>. ISBN-13: 978-0-13-147139-9.
- [100] O. Renaud, and M.P. Victoria-Feser, "A Robust Coefficient of Determination for Regression," Journal of Statistical Planning and Inference, vol. 140, n°. 7, pp. 1852-1862, 2010. DOI: 10.1016/j.jspi.2010.01.008.
- [101] S.R. Yaziz, N.A. Azizan, R. Zakaria, and M.H. Ahmad, "The Performance of Hybrid Arima Garch Modeling in Forecasting Gold Price," Proceeding of the 20<sup>th</sup> International Congress on Modeling and Simulation, pp. 1201-1207, 2013. Adresse: <https://www.mssanz.org.au/modsim2013/>.
- [102] I.G. Usoskin, G.A. Bazilevskaya, and G.A. Kovaltsov, "Solar Modulation Parameter for Cosmic Rays since 1936, Reconstructed from Ground Based Neutron Monitors and Ionization Chambers," Journal of Geophysical Research, vol. 116, pp. A02104.1-9, 2011. DOI: 10.1029/2010JA016105.
- [103] L. Cartegni, and S.A. Pozzi, "Measurement and Simulation of Liquid Scintillator Neutron Response," Oak Ridge National Laboratory, p. 8, 2015. Adresse: <https://technicalreports.ornl.gov/cppr/y2001/pres/120716.pdf>.
- [104] J. Hartman, A. Barzilov, E.E. Peters, and S.W. Yates, "Measurement of response functions of EJ-299-33A plastic scintillator for fast neutrons," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 804, pp. 137-143, 2015. DOI: 10.1016/j.nima.2015.09.068.
- [105] D. Satoh, T. Sato, A. Endo, N. Matsufuji, S. Sato, M. Takada, and K. Ishibashi, "Study of light output and response function of liquid organic scintillator for high-energy neutron spectrometry," IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 3, pp. 1288-1290, 2005. DOI: 10.1109/NSSMIC.2005.1596555.
- [106] A. Cheminet, "Développement d'un système opérationnel de spectrométrie des neutrons dédiés à la caractérisation dynamique de l'environnement radiatif naturel atmosphérique à l'observatoire du Pic du Midi de Bigorre," Thèse présentée pour obtenir le grade de Doctorat à l'université de Toulouse, France, p. 255, 2013.
- [107] International Commission on Radiological Protection, "Annals of ICRP, ICRP publication n°60: 1990 Recommendations of ICRP," ICRP, vol. 21, n°. 1-3, p. 201, 1991. Adresse : [http://journals.sagepub.com/doi/pdf/10.1177/ANIB\\_21\\_1-3](http://journals.sagepub.com/doi/pdf/10.1177/ANIB_21_1-3).

## Annexe A. Facteurs de pondération

Le détail des facteurs de pondération par type de radiation «  $W_R$  » souligné dans la sous-section 2.4.3 est développé dans le Tableau A-1, sur la base de deux publications de l'ICRP, la publication n°60 date de l'année 1991, tandis que la publication n°103 date de 2007 [42], [106]. Par ailleurs, le détail des facteurs de pondération des deux publications de l'ICRP citées ci-dessus, par type d'organe, est présenté respectivement dans les Tableaux A-2 et A-3 [42], [107]. Il convient de rappeler que ces deux types de facteurs sont essentiels pour déterminer les doses protectrices des personnes régulièrement exposées à des irradiations ionisantes et énergétiques, comme les membres de l'équipage à bord d'un avion.

**Tableau A-12:** Facteurs de pondération «  $W_R$  » par type de radiation

Type du rayonnement	Publication n°60	Publication n°103
Photons	1	1
Électrons et muons	1	1
Protons et pions chargés	5	2
Particules Alpha, fragments de fission et les ions lourds	20	20
Neutrons	- Si $E_n < 1$ keV; $w_R = 5$ - Si $1 \text{ keV} \leq E_n \leq 100 \text{ keV}$ ; $w_R = 10$ - Si $100 \text{ keV} \leq E_n \leq 2 \text{ MeV}$ ; $w_R = 20$ - Si $2 \text{ MeV} \leq E_n \leq 20 \text{ MeV}$ ; $w_R = 10$ $E_n > 20 \text{ MeV}$ ; $w_R = 5$	- Si $E_n \leq 1 \text{ MeV}$ ; $w_R = 2.5 + 18.2 \cdot \exp(-(\ln(E_n))^2/6)$ - Si $1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50 \text{ MeV}$ ; $w_R = 5.0 + 17.0 \cdot \exp(-(\ln(2E_n))^2/6)$ - Si $E_n > 50 \text{ MeV}$ ; $w_R = 2.5 + 3.5 \cdot \exp(-(\ln(0.04E_n))^2/6)$

**Tableau A-13:** Facteurs de pondération «  $W_T$  » par type d'organe pour la publication n°60

Type du tissu	$W_T$	$\sum_T W_T$
Moelle osseuse, côlon, poumon, estomac	0.12	0.48
Gonades	0.2	0.2
Vessie, sein, foie, œsophage, thyroïde, tissus restants	0.05	0.3
Surface osseuse, peau	0.01	0.02
<b>Total</b>		<b>1</b>

**Tableau A-14:** Facteurs de pondération «  $W_T$  » par type d'organe pour la publication n°103

Type du tissu	$W_T$	$\sum_T W_T$
Moelle osseuse (rouge), estomac, sein, côlon, poumons, tissus restants	0.12	0.72
Gonades	0.08	0.08
Vessie, œsophage, foie, thyroïdes	0.04	0.16
Surface osseuse, cerveau, glandes salivaires, peau	0.01	0.04
<b>Total</b>		<b>1</b>

## **Annexe B. Coefficients de conversion de fluence en dose efficace**

Les coefficients de conversion de fluence - dose efficace utilisés dans cette étude conformément à la sous-section 4.3.2 sont ceux affichés dans la publication n°113 de 2010 produite par l'ICRP. Par ailleurs, ces coefficients sont dédiés à convertir les paramètres physiques qui représentent le nombre de particules incidentes sur une surface de 1 cm<sup>2</sup>. En tant que paramètre de la dose efficace en pSv absorbée par des organes d'un corps humain, qui se réfère à un corps adulte d'une femme et d'un homme simultanément. De plus, les caractéristiques relatives aux facteurs de pondération par type de radiation et par type de tissu utilisés dans cette publication se réfèrent à la publication n°103 de l'année 2007. Cependant, cette conversion est réalisée au moyen d'une fonction de dose-réponse spécifique pour chaque type de géométrie (ou fantôme), en utilisant la structure microscopique de cette géométrie. Par ailleurs, plusieurs types de fantômes définis par ICRP/ICRU ont été étudiés et numérisés dans l'environnement tridimensionnel, afin de déterminer les coefficients de conversion pour chaque positionnement de ce fantôme par rapport aux irradiations des faisceaux extérieurs au fantôme étudié pour chaque type de rayonnement [85]. Pour cela, les Tableaux B-1, B-2 et B-3 donnent ces coefficients de conversion de fluence en dose respectivement pour les photons, les électrons et les neutrons. D'autre part, cette étude n'utilise que les coefficients de conversion liés à la géométrie isotrope, car elle convient pour la détermination des doses pour les membres d'équipage à bord de l'avion [85].

**Tableau B-15:** Coefficients de conversion (en pSv.cm<sup>2</sup>) pour les photons par énergie et par type de géométrie irradiée [85]

Energie du photon incident en MeV	Type de Géométrie					
	Axes antéropostérieurs	Axes postéro-antérieurs	Positionnement latéral gauche	Positionnement latéral droite	Directions de rotation	Irradiation isotrope
0.01	0.0685	0.0184	0.0189	0.0182	0.0337	0.0288
0.015	0.156	0.0155	0.0416	0.0390	0.0664	0.0560
0.02	0.225	0.0260	0.0655	0.0573	0.0986	0.0812
0.03	0.313	0.0940	0.110	0.0891	0.158	0.127
0.04	0.351	0.161	0.140	0.114	0.199	0.158
0.05	0.370	0.208	0.160	0.133	0.226	0.180
0.06	0.390	0.242	0.177	0.150	0.248	0.199
0.07	0.413	0.271	0.194	0.167	0.273	0.218
0.08	0.444	0.301	0.214	0.185	0.297	0.239
0.1	0.519	0.361	0.259	0.225	0.355	0.287
0.15	0.748	0.541	0.395	0.348	0.528	0.429
0.2	1.00	0.741	0.552	0.492	0.721	0.589
0.3	1.51	1.16	0.888	0.802	1.12	0.932
0.4	2.00	1.57	1.24	1.13	1.52	1.28
0.5	2.47	1.98	1.58	1.45	1.92	1.63
0.511	2.52	2.03	1.62	1.49	1.96	1.67
0.6	2.91	2.38	1.93	1.78	2.30	1.97
0.662	3.17	2.62	2.14	1.98	2.54	2.17
0.8	3.73	3.13	2.59	2.41	3.04	2.62
1.0	4.49	3.83	3.23	3.03	3.72	3.25
1.117	4.90	4.22	3.58	3.37	4.10	3.60
1.33	5.59	4.89	4.20	3.98	4.75	4.20
1.5	6.12	5.39	4.68	4.45	5.24	4.66
2.0	7.48	6.75	5.96	5.70	6.55	5.90
3.0	9.75	9.12	8.21	7.90	8.84	8.08
4.0	11.7	11.2	10.2	9.86	10.8	10.0
5.0	13.4	13.1	12.0	11.7	12.7	11.8

Coefficients de conversion (en pSv.cm<sup>2</sup>) pour les photons « suite »

Energie du photon incident en MeV	Type de Géométrie					
	Axes antéroposteurs	Axes postéro-antérieurs	Positionnement latéral gauche	Positionnement latéral droite	Directions de rotation	Irradiation isotrope
6.0	15.0	15.0	13.7	13.4	14.4	13.5
6.129	15.1	15.2	13.9	13.6	14.6	13.7
8.0	17.8	18.6	17.0	16.6	17.6	16.6
10.0	20.5	22.0	20.1	19.7	20.6	19.6
15.0	26.1	30.3	27.4	27.1	27.7	26.8
20.0	30.8	38.2	34.4	34.4	34.4	33.8
30.0	37.9	51.4	47.4	48.1	46.1	46.1
40.0	43.1	62.0	59.2	60.9	56.0	56.9
50.0	47.1	70.4	69.5	72.2	64.4	66.2
60.0	50.1	76.9	78.3	82.0	71.2	74.1
80.0	54.5	86.6	92.4	97.9	82.0	87.2
100	57.8	93.2	103	110	89.7	97.5
150	63.3	104	121	130	102	116
200	67.3	111	133	143	111	130
300	72.3	119	148	161	121	147
400	75.5	124	158	172	128	159
500	77.5	128	165	180	133	168
600	78.9	131	170	186	136	174
800	80.5	135	178	195	142	185
1000	81.7	138	183	201	145	193
1500	83.8	142	193	212	152	208
2000	85.2	145	198	220	156	218
3000	86.9	148	206	229	161	232
4000	88.1	150	212	235	165	243
5000	88.9	152	216	240	168	251
6000	89.5	153	219	244	170	258
8000	90.2	155	224	251	172	268
10000	90.7	155	228	255	175	276

**Tableau B-16** : Coefficients de conversion (en pSv.cm<sup>2</sup>) pour les électrons  
par  
énergie et par type de géométrie irradiée [85]

Energie de l'électron incident en MeV	Type de Géométrie		
	Axes antéropostérieurs	Axes postéro-antérieurs	Irradiation isotrope
0.01	0.0269	0.0268	0.0188
0.015	0.0404	0.0402	0.0283
0.02	0.0539	0.0535	0.0377
0.03	0.0810	0.0801	0.0567
0.04	0.108	0.107	0.0758
0.05	0.135	0.133	0.0948
0.06	0.163	0.160	0.114
0.08	0.218	0.213	0.152
0.1	0.275	0.267	0.191
0.15	0.418	0.399	0.291
0.2	0.569	0.530	0.393
0.3	0.889	0.787	0.606
0.4	1.24	1.04	0.832
0.5	1.63	1.28	1.08
0.6	2.05	1.50	1.35
0.8	4.04	1.68	1.97
1.0	7.10	1.68	2.76
1.5	15.0	1.62	4.96
2.0	22.4	1.62	7.24
3.0	36.1	1.95	11.9
4.0	48.2	2.62	16.4
5.0	59.3	3.63	21.0

Coefficients de conversion (en pSv.cm<sup>2</sup>) pour les électrons « suite »

Energie de l'électron incident en MeV	Type de Géométrie		
	Axes antéroposteurs	Axes postéro-antérieurs	Irradiation isotrope
6.0	70.6	5.04	25.5
8.0	97.9	9.46	35.5
10.0	125	18.3	46.7
15.0	188	53.1	76.9
20.0	236	104	106
30.0	302	220	164
40.0	329	297	212
50.0	337	331	249
60.0	341	344	275
80.0	346	358	309
100	349	366	331
150	355	379	363
200	359	388	383
300	365	399	410
400	369	408	430
500	372	414	445
600	375	419	457
800	379	428	478
1000	382	434	495
1500	387	446	525
2000	391	455	549
3000	397	468	583
4000	401	477	608
5000	405	484	628
6000	407	490	646
8000	411	499	675
10000	414	507	699

**Tableau B-17:** Coefficients de conversion (en pSv.cm<sup>2</sup>) pour les neutrons par énergie et par type de géométrie irradiée [85]

Energie du neutron incident en MeV	Type de Géométrie					
	Axes antéroposteurs	Axes postéro-antérieurs	Positionnement latéral gauche	Positionnement latéral droite	Directions de rotation	Irradiation isotrope
1.0E-9	3.09	1.85	1.04	0.893	1.70	1.29
1.0E-8	3.55	2.11	1.15	0.978	2.03	1.56
2.5E-8	4.00	2.44	1.32	1.12	2.31	1.76
1.0E-7	5.20	3.25	1.70	1.42	2.98	2.26
2.0E-7	5.87	3.72	1.94	1.63	3.36	2.54
5.0E-7	6.59	4.33	2.21	1.86	3.86	2.92
1.0E-6	7.03	4.73	2.40	2.02	4.17	3.15
2.0E-6	7.39	5.02	2.52	2.11	4.40	3.32
5.0E-6	7.71	5.30	2.64	2.21	4.59	3.47
1.0E-5	7.82	5.44	2.65	2.24	4.68	3.52
2.0E-5	7.84	5.51	2.68	2.26	4.72	3.54
5.0E-5	7.82	5.55	2.66	2.24	4.73	3.55
1.0E-4	7.79	5.57	2.65	2.23	4.72	3.54
2.0E-4	7.73	5.59	2.66	2.24	4.67	3.52
5.0E-4	7.54	5.60	2.62	2.21	4.60	3.47
0.001	7.54	5.60	2.61	2.21	4.58	3.46
0.002	7.61	5.62	2.60	2.20	4.61	3.48
0.005	7.97	5.95	2.74	2.33	4.86	3.66
0.01	9.11	6.81	3.13	2.67	5.57	4.19
0.02	12.2	8.93	4.21	3.60	7.41	5.61
0.03	15.7	11.2	5.40	4.62	9.46	7.18
0.05	23.0	15.7	7.91	6.78	13.7	10.4
0.07	30.6	20.0	10.5	8.95	18.0	13.7
0.1	41.9	25.9	14.4	12.3	24.3	18.6
0.15	60.6	34.9	20.8	17.9	34.7	26.6
0.2	78.8	43.1	27.2	23.4	44.7	34.4
0.3	114	58.1	39.7	34.2	63.8	49.4
0.5	177	85.9	63.7	54.4	99.1	77.1
0.7	232	112	85.5	72.6	131	102
0.9	279	136	105	89.3	160	126
1.0	301	148	115	97.4	174	137

Coefficients de conversion (en pSv.cm<sup>2</sup>) pour les neutrons « suite »

Energie du neutron incident en MeV	Type de Géométrie					
	Axes antéroposteurs	Axes postéro-antérieurs	Positionnement latéral gauche	Positionnement latéral droite	Directions de rotation	Irradiation isotrope
1.2	330	167	130	110	193	153
1.5	365	195	150	128	219	174
2.0	407	235	179	153	254	203
3.0	458	292	221	192	301	244
4.0	483	330	249	220	331	271
5.0	494	354	269	240	351	290
6.0	498	371	284	255	365	303
7.0	499	383	295	267	374	313
8.0	499	392	303	276	381	321
9.0	500	398	310	284	386	327
10.0	500	404	316	290	390	332
12.0	499	412	325	301	395	339
14.0	495	417	333	310	398	344
15.0	493	419	336	313	398	346
16.0	490	420	338	317	399	347
18.0	484	422	343	323	399	350
20.0	477	423	347	328	398	352
21.0	474	423	348	330	398	353
30.0	453	422	360	345	395	358
50.0	433	428	380	370	395	371
75.0	420	439	399	392	402	387
100	402	444	409	404	406	397
130	382	446	416	413	411	407
150	373	446	420	418	414	412
180	363	447	425	425	418	421
200	359	448	427	429	422	426
300	363	464	441	451	443	455
400	389	496	472	483	472	488
500	422	533	510	523	503	521
600	457	569	547	563	532	553
700	486	599	579	597	558	580
800	508	623	603	620	580	604
900	524	640	621	638	598	624
1000	537	654	635	651	614	642
2000	612	740	730	747	718	767
5000	716	924	963	979	906	1.01E+3
10000	933	1.17E+3	1.23E+3	1.26E+3	1.14E+3	1.32E+3