



HAL
open science

Développement d'un prototype de télescope Compton et astronomie gamma

Adrien Laviron

► **To cite this version:**

Adrien Laviron. Développement d'un prototype de télescope Compton et astronomie gamma. Phénomènes cosmiques de haute énergie [astro-ph.HE]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP048 . tel-03726674

HAL Id: tel-03726674

<https://theses.hal.science/tel-03726674v1>

Submitted on 18 Jul 2022

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

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

Développement d'un prototype de téléscope Compton et astronomie gamma

*Prototype for a Compton telescope and gamma-ray
astronomy*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°576, particules hadrons énergie et noyau : instrumentation,
imagerie, cosmos et simulation (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Astrophysique nucléaire et nucléosynthèse
Graduate School : Physique, Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée au CSNSM (Université Paris-Sud, CNRS) et à IJCLab (Université
Paris-Saclay, CNRS), sous la co-direction de Clarisse HAMADACHE, maîtresse de
conférences, et Vincent TATISCHEFF, directeur de recherches.

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 23 mai 2022, par

Adrien LAVIRON

Composition du jury

Piera Ghia Directrice de recherches, IJCLab, Université Paris-Saclay	Présidente
Pierre Jean Professeur des universités, IRAP OMP, Université Toulouse III - Paul Sabatier	Rapporteur & Examineur
Frédéric Piron Directeur de recherches, LUPM – UMR5299, Université de Montpellier II	Rapporteur & Examineur
Rui da Silva Directeur de recherches, LIP, University of Coimbra	Examineur
Clarisse Hamadache Maîtresse de conférences, Université Paris-Saclay	Co-directrice de thèse
Vincent Tatischeff Directeur de recherches, IJCLab, Université Paris-Saclay	Co-directeur de thèse

Titre : Développement d'un prototype de télescope Compton et astronomie gamma

Mots clés : instrumentation, astronomie gamma, astrophysique nucléaire, télescope spatial, ballon stratosphérique, astroparticule

Résumé : Les sursauts gamma sont les événements les plus lumineux de l'univers, détectables à des distances cosmologiques. Ils sont associés à la mort d'étoiles massives ou à la coalescence de systèmes binaires d'étoiles à neutrons, les deux émettant des jets ultra-relativistes dans lesquels l'émission prompte, principalement composée de rayons gamma, est produite. Une seconde émission, appelée émission rémanente et détectable dans tout le spectre électromagnétique, est émise lorsque le jet ralentit dans le milieu environnant. Cependant, le mécanisme exact permettant de générer l'émission prompte des GRBs est encore largement débattu. Une mesure de la polarisation de ce rayonnement gamma permettrait d'apporter un éclairage nouveau sur la question. COMCUBE est un projet du programme européen AHEAD2020 visant à développer un télescope et polarimètre observant dans la bande d'énergie du MeV, en utilisant la diffusion Compton. Ce projet vise à lancer une constellation de CubeSats, capable d'observer le ciel à la recherche de sursauts gamma et de mesurer la polarisation linéaire des plus brillants. Ce

travail se concentre sur le développement du télescope et polarimètre Compton. J'y présente les nouveaux développements autour d'un module calorimètre utilisé dans l'instrument proposé. Il utilise un cristal scintillant en bromure de cérium couplé optiquement à un détecteur de lumière pixelisé, et permet de reconstruire la position d'interaction du rayon gamma (avec une précision d'environ 2 mm) grâce à des méthodes d'intelligence artificielle. Nous avons développé et testé un premier prototype du télescope Compton de COMCUBE. Il utilise un détecteur à piste double-face en silicium et un module calorimètre. Je présente la première image Compton obtenue avec ce prototype. Ces données montrent un bon accord avec la simulation. Finalement, je présente les résultats du travail de simulation qui a été fait pour concevoir l'instrument et obtenir une première estimation des performances. COMCUBE détectera plusieurs sursauts gamma par semaine (et jusqu'à un par jour suivant les constellations) et mesurera la polarisation d'une dizaine de sursaut gamma par an.

Title : Prototype for a Compton telescope and gamma-ray astronomy

Keywords : astroparticle, nuclear astrophysics, Instrumentation, gamma astronomy, stratospheric balloon, space telescope

Abstract : Gamma-ray bursts (GRBs) are the most luminous events in the universe, detectable over cosmological distances. They are associated with the death of massive stars or with the gravitational merger of binary neutron star systems, both events emitting an ultra-relativistic jet in which the gamma-ray dominated prompt emission is produced. Then, the jet slows down in the surrounding medium and generates the so-called afterglow emission, detectable over the entire electromagnetic spectrum. However, the exact mechanism through which the GRB prompt emission is generated is still largely debated. A polarization measurement of the gamma-ray emission would bring a better understanding of these objects. COMCUBE is a project of the European programme AHEAD2020 aiming at the development of a gamma-ray telescope and polarimeter in the MeV range, based on Compton scattering. This project aims at launching a CubeSat constellation, capable of monitoring the gamma-ray sky to look for gamma-ray bursts, and measure the linear po-

larization of the brightest ones. This work focuses on the development of the Compton telescope and polarimeter. Here I present new developments of a calorimeter module used in the proposed instrument. It uses a cerium bromide scintillating crystal optically coupled to a pixelated photo-sensor, and allows to reconstruct the position of interaction of the gamma-ray (with a precision of approximately 2 mm) by using machine learning techniques. We developed and tested a first prototype of COMCUBE's Compton telescope. It uses double-sided silicon stripped detectors and a calorimeter module. I present the first Compton image obtained with that prototype. Data show a good agreement with simulation. Finally, I present the results of the extensive simulation work that has been conducted to design the scientific payload and to give a first assessment of the performances of COMCUBE. It will detect several GRBs per week (and up to one per day, depending on the constellation) and measure the polarization of approximately ten GRBs per year.

Remerciements

Je voudrais remercier les membres de mon jury d'avoir pris de leur temps pour évaluer mon travail. Je les remercie également pour leurs remarques constructives qui ont rendu nos discussions très plaisantes.

Je ne peux exprimer assez de reconnaissance envers Clarisse et Vincent pour leur encadrement, leur disponibilité et leurs conseils. Nos discussions, scientifiques, sur le monde académique et sur plein d'autres sujets m'ont énormément apporté, et je leur dois beaucoup de ce que je suis aujourd'hui.

Je tiens à saluer la présence de Claire Marrache et Zaïda Conesa del Valle comme tutrices de thèse, dont le soutien et la bienveillance m'ont beaucoup aidé.

Ce travail de thèse n'aurait pas été possible sans la disponibilité et la compétence des équipes administratives et techniques : je tiens donc à remercier Réjane, Patricia, Kim, Silvin, Harald, Christine, Nicolas D., Vincent L., Moufida, Jérémie, ainsi que toutes les autres personnes avec qui j'ai moins interagi mais à qui je dois tout autant.

J'exprime toute mon amitié à mes voisins de couloir, Alain A., Alain C., Cécile, Jean D., Jean P., et à mes collègues thésards, ingénieurs ou ex-thésards Étienne, Valentin, Anne, Julien, Laure et Praveen. Je tiens à remercier plus particulièrement Corentin, pour ses questions toujours inattendues, Jürgen, pour tout ce qu'il m'a appris, et Isabelle pour son soutien pendant la rédaction et pour nos nombreuses conversations.

Je passe également un salut amical à toutes les personnes que j'ai rencontrées et fréquentées à la MISS et à ALCOR.

Pour finir, je remercie mes amis, Arnaud, Élodie et Manon, et ma famille, pour leur intérêt, leur présence depuis toujours (ou presque) et leur capacité à parler de mon travail ou d'autres choses en fonction de ce dont j'ai eu besoin.

Table des matières

Introduction	9
1 Introduction au phénomène sursaut gamma	11
1.1 L'émission prompte	11
1.1.1 Aspects temporels des sursauts gamma	12
1.1.2 Aspects spectraux des sursauts gamma	12
1.2 L'émission rémanente	15
1.3 Modèles et progéniteurs des sursauts gamma	16
1.4 La polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma	17
1.4.1 Modélisation	17
1.4.2 Résumé des observations	19
2 Astronomie gamma au MeV	23
2.1 Bref historique et problématiques scientifiques	23
2.1.1 Problématiques scientifiques	23
2.1.2 Principaux instruments	25
2.2 Interactions rayonnement matière	28
2.2.1 Effet photoélectrique	28
2.2.2 Production de paires	29
2.2.3 Diffusion Compton	30
2.2.4 Considérations liées à la diffusion Compton en spectroscopie gamma	31
2.3 Télescope Compton	34
2.3.1 Imagerie et spectroscopie Compton	34
2.3.2 Polarimétrie Compton	36
2.4 Le projet de mission spatiale COMCUBE	39
3 Un nouveau détecteur pour l'imagerie et la polarimétrie Compton	43
3.1 Description des modules testés	43
3.1.1 Description du banc de scan	45
3.1.2 Description des logiciels utilisés	48
3.2 Détermination de l'énergie	49
3.2.1 Résolution spectrale initiale	49
3.2.2 Les corrections possibles	50
3.3 Reconstruction de la position de première interaction	56
3.3.1 Introduction aux réseaux de neurones artificiels	56
3.3.2 Reconstruction de la position en deux dimensions xy	59
3.3.3 Reconstruction de la profondeur d'interaction	72

4	Un premier prototype de télescope Compton pour COMCUBE	81
4.1	Les principaux composants	81
4.1.1	Le diffuseur trajectographe	81
4.1.2	Le calorimètre	83
4.1.3	L'électronique de coïncidence	83
4.1.4	Les programmes d'acquisition et d'analyse de données	84
4.2	Performances du prototype de télescope Compton	86
4.2.1	Imagerie et spectroscopie	88
4.2.2	Polarisation	98
5	Conception et premières estimations des performances de COMCUBE	105
5.1	Conception de la charge utile	105
5.1.1	Instruments de taille 1U	106
5.1.2	Instrument de taille 4U	111
5.2	Première estimations des performances de COMCUBE	113
5.2.1	Modélisation du fond de particules et rayonnements	113
5.2.2	Population de sursauts gamma considérée	114
5.2.3	Constellations de satellites considérées	116
5.2.4	Taux de détection de sursauts gamma	119
5.2.5	Taux de sursauts gamma dont la polarisation est mesurable	125
5.2.6	Précision de localisation des sursauts gamma par triangulation	131
	Conclusion	143
A	Logiciels utilisés et développés	169
A.1	Calorimètre	169
A.1.1	Acquisition des données	169
A.1.2	Analyse des données	170
A.2	Télescope Compton	171
A.2.1	Analyse des données	171
A.3	Historique des premiers tests de coïncidences	173
A.3.1	Les programmes d'acquisition et d'analyse de données	173
A.3.2	Imagerie et spectroscopie	176
B	Calculs de changement de référentiel	185
B.1	Position d'une source dans le référentiel de l'instrument	185
B.2	Angle de polarisation d'une source dans le référentiel de l'instrument	186
B.2.1	Combinaison des μ_{100}	187

Introduction

Malgré un grand nombre de problématiques scientifiques, allant des processus de nucléosynthèse à la physique des objets compacts et l'astronomie multi-messagers, la bande d'énergie du mégaélectronvolt (MeV) est largement sous-observée en raison d'un manque de sensibilité des instruments actuels. Parmi les concepts proposés pour la prochaine génération d'instruments, un télescope Compton permettant également de faire de l'imagerie par production de paires apporterait une bien meilleure sensibilité sur une gamme d'énergie très large, jusqu'à environ 100 MeV.

Un télescope Compton fonctionne en reconstruisant une diffusion Compton, le mode d'interaction rayonnement-matière dominant dans cette gamme d'énergie, afin de contraindre la direction de provenance des rayons gamma observés. Plus précisément, si un rayon gamma incident subit une diffusion Compton dans un premier détecteur, puis est absorbé dans un second détecteur, la mesure des positions des deux interactions permet de déterminer la direction du rayon gamma diffusé, et la mesure des deux dépôts d'énergie permet de connaître l'angle de diffusion Compton entre la direction du rayon gamma diffusé et celle du rayon gamma incident. Ce principe d'imagerie permet donc également de mesurer l'énergie du rayon gamma incident, mais aussi sa polarisation car la section efficace de diffusion Compton est sensible à la polarisation linéaire des rayons gamma incidents.

COMCUBE est un projet de mission spatiale, constitué d'une constellation de nanosatellites embarquant chacun un télescope et polarimètre Compton. Ce type de mission permet d'observer tout le ciel en continu, apportant des informations importantes sur les événements transitoires à haute énergie. L'objectif scientifique principal de COMCUBE est de mesurer la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma. Les sursauts gamma sont des flashes de rayonnement gamma extrêmement intenses produits dans des jets ultra-relativistes. Ces jets résultent de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive en fin de vie, ou bien de la coalescence d'un système binaire d'étoiles à neutrons. Une mesure de la polarisation de l'émission prompte permettrait une bien meilleure compréhension de la structure et de la magnétisation du jet, ainsi que des mécanismes de génération de l'émission prompte.

COMCUBE vise également la qualification spatiale de technologies de détection cruciales pour un prochain observatoire gamma comme e-ASTROGAM. Pour cela, COMCUBE s'appuie sur les développements instrumentaux menés depuis le début des années 2000 dans le cadre d'un observatoire Compton utilisant comme premier détecteur un trajectographe constitué de détecteurs en silicium, et comme second détecteur un calorimètre utilisant des cristaux scintillants.

Dans le chapitre 1, je présente les contraintes observationnelles actuelles sur les modèles de sursaut gamma, ainsi que les principaux modèles développés. Une attention particulière sera portée sur l'émission prompte des sursauts gamma, les différents modèles permettant de l'expliquer et leurs prédictions en termes de mesure de polarisation, qui seront confrontées aux mesures de polarisation déjà effectuées.

Dans le chapitre 2, je donne des éléments de méthode utiles dans la suite du manuscrit. Après avoir mentionné quelques problématiques scientifiques ainsi que les principales missions ayant contribué à ces problématiques, j'y décris des éléments de spectroscopie gamma, puis développe en particulier le principe de fonctionnement d'un télescope et polarimètre Compton.

Dans le chapitre 3, je discute les développements instrumentaux que j'ai réalisés sur un nouveau type de détecteur pour l'astronomie gamma. Initialement développé comme une partie du calorimètre d'un observatoire Compton, il utilise un cristal scintillant couplé optiquement à un détecteur de lumière pixellisé, ce qui lui permet de mesurer à la fois l'énergie déposée et la position d'interaction dans son volume sensible.

Dans le chapitre 4, je décris les tests réalisés sur un premier prototype de télescope Compton utilisant un détecteur en silicium à pistes et un module calorimètre tel que décrit au chapitre 3. Les performances testées, d'imagerie, de spectroscopie et de polarimétrie, sont ensuite comparées à une simulation détaillée du dispositif expérimental.

Enfin, dans le chapitre 5, je présente les simulations que j'ai réalisées pour concevoir le télescope Compton qui sera embarqué sur chaque CubeSat de COMCUBE, puis pour quantifier ses performances. Les capacités de détection et de localisation des sursauts gamma sont évaluées, ainsi que la sensibilité à la polarisation, pour un seul télescope et pour trois constellations de CubeSats.

Chapitre 1

Introduction au phénomène sursaut gamma

Les années 1950 et 1960 ont vu le lancement des premiers satellites artificiels, marquant le début de l'exploration spatiale. Cela a également permis d'ouvrir à l'observation les régions du spectre électromagnétique qui sont occultées par l'atmosphère terrestre, parmi lesquels on trouve certains rayonnements infra-rouge et radio, ainsi que les rayonnements ionisants (UV, rayons X, rayons gamma). De toutes les découvertes permises par ces nouvelles méthodes d'observation du ciel, les sursauts gamma ont présenté en premier une caractéristique encore inédite pour les objets astrophysiques : la variabilité temporelle sur une échelle de temps de l'ordre de la seconde.

Le but de ce premier chapitre est d'introduire brièvement le phénomène sursaut gamma. Je commencerai par résumer les principales caractéristiques observationnelles des sursauts gamma dans les deux premières parties, dédiées respectivement à l'émission prompte et à l'émission rémanente. Je présenterai ensuite succinctement quelques modèles et les progéniteurs envisagés pour ces événements. Finalement, je discuterai de manière plus détaillée ce qu'une mesure de la polarisation de l'émission prompte permettrait d'apporter comme contraintes observationnelles.

1.1 L'émission prompte

L'émission prompte des sursauts gamma fut la première à être observée par les satellites du programme spatial Vela, initialement conçu pour détecter des essais illégaux d'armes nucléaires. Vela était constitué de six paires de satellites, nommés 1A à 6B. La figure 1.1 montre le premier sursaut gamma, détecté par Vela 4A. L'émission prompte a été très vite caractérisée comme une émission très intense de rayons gamma, de $10^{-5} \text{ erg.cm}^{-2}$ à $2 \times 10^{-4} \text{ erg.cm}^{-2}$ dans la bande d'énergie entre 200 keV à 1000 keV pour Vela 5 et entre 300 keV à 1500 keV pour Vela 6, et d'une durée de quelques secondes [Klebesadel et al., 1973]. Des arguments géométriques ont permis d'exclure la Terre et le Soleil comme sources possibles.

Suite à cette découverte, plusieurs instruments ont observé des sursauts gamma, et ont permis de nombreuses découvertes, dont quelques-unes sont résumées dans la suite de ce chapitre.

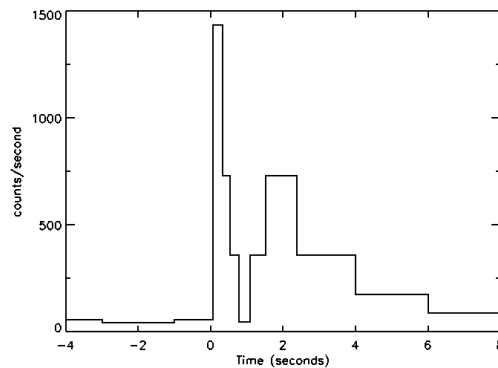


FIGURE 1.1 – Premier sursaut gamma détecté par Vela 4A

1.1.1 Aspects temporels des sursauts gamma

L'émission prompte des sursauts gamma présente une structure temporelle très variable au sein de chaque sursaut gamma, mais également d'un sursaut gamma à l'autre, comme montré sur la figure 1.2. On constate que les sursauts gamma ont une durée allant de quelques millisecondes à plusieurs minutes, et peuvent avoir une émission continue ou épisodique. La variabilité de la courbe de lumière peut être observée jusqu'à des échelles de temps de l'ordre de la milliseconde [MacLachlan et al., 2013], et potentiellement plus courtes que la milliseconde [Walker et al., 2000].

On considère généralement la courbe de lumière d'un sursaut gamma comme une succession de pics, de durée et de forme variable, et qui peuvent éventuellement se superposer. La forme générale d'un pic peut être décrite par une montée rapide suivie d'une décroissance exponentielle [Norris et al., 1996], dont un exemple est montré sur la figure 1.3.

En raison de la forme de la courbe de lumière, la détermination de la durée d'un sursaut gamma n'est pas triviale. La grandeur utilisée pour mesurer cette quantité est appelée T_{90} , qui correspond à la durée nécessaire pour accumuler 90 % de la fluence du sursaut gamma, entre la fin des premiers 5 % et le début des derniers 5 %. On peut définir de la même manière le T_{50} , avec 50 % de la fluence du sursaut gamma entre la fin des premiers 25 % et le début des derniers 25 %.

La distribution des durées mesurées est bimodale [Kouveliotou et al., 1993], comme montré sur la figure 1.4. On distingue donc souvent les sursauts gamma dits "courts", pour lesquels $T_{90} \leq 2$ s, des sursauts gamma dits "longs" pour lesquels $T_{90} > 2$ s.

Pour finir, on peut noter que les sursauts gamma sont répartis uniformément dans le ciel, comme montré sur la figure 1.5, et apparaissent à des moments aléatoires. On considère généralement que, contrairement aux sursauteurs gamma mous qui peuvent présenter plusieurs phases d'émission, les sursauts gamma sont un événement unique dans la vie de la source.

1.1.2 Aspects spectraux des sursauts gamma

Le spectre des sursauts gamma est non-thermique. Il est bien modélisé à basse énergie par une loi de puissance, et à haute énergie par une loi de puissance plus molle, avec une transition continue entre les deux [Band et al., 1993] (la loi de puissance à haute énergie est parfois omise

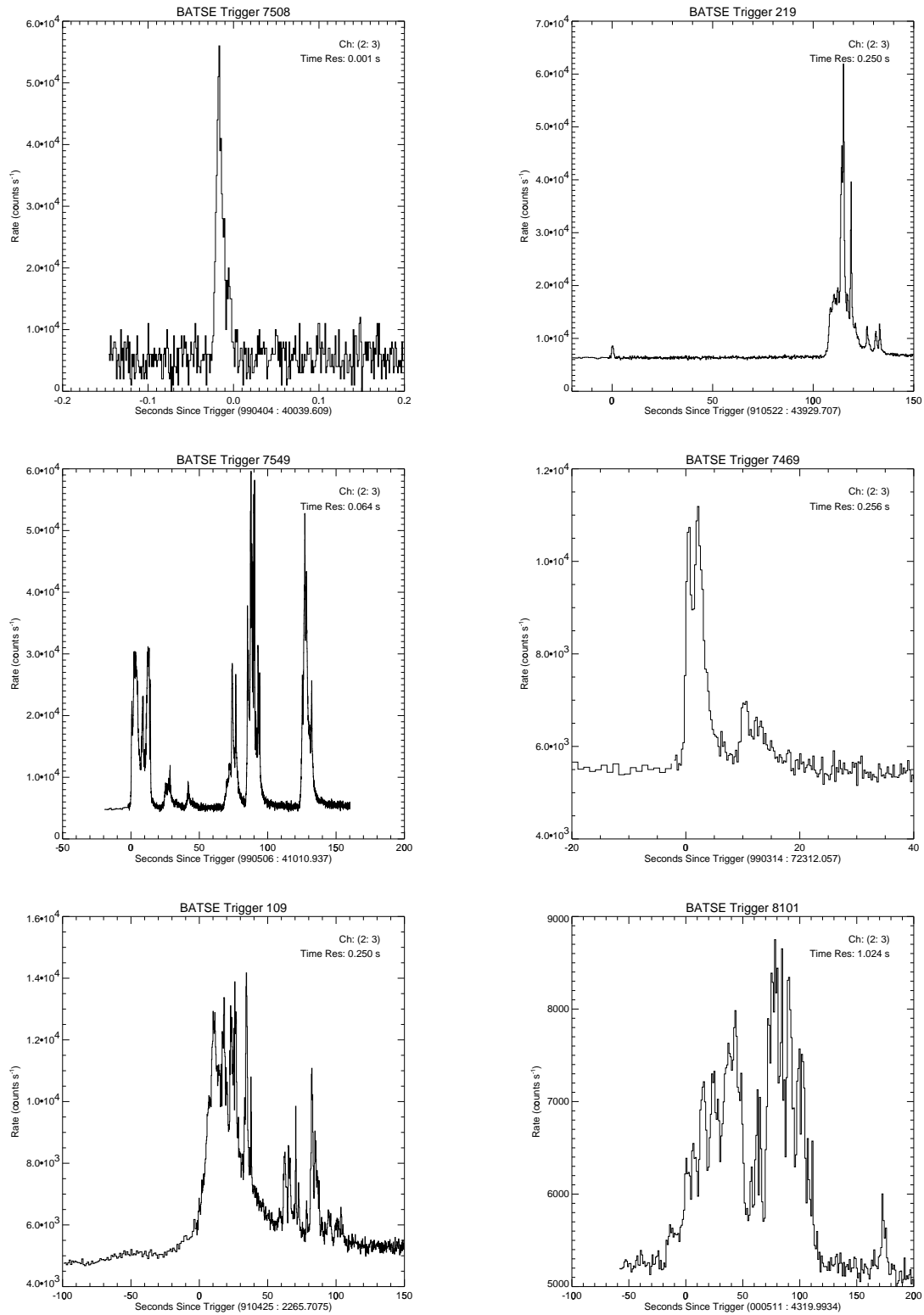


FIGURE 1.2 – Exemples de courbes de lumière de sursauts gamma, observés par CGRO/BATSE dans les bandes d'énergie entre 50 keV à 300 keV [Paciesas et al., 1999]. Les figures proviennent de [Mallozzi, 2018].

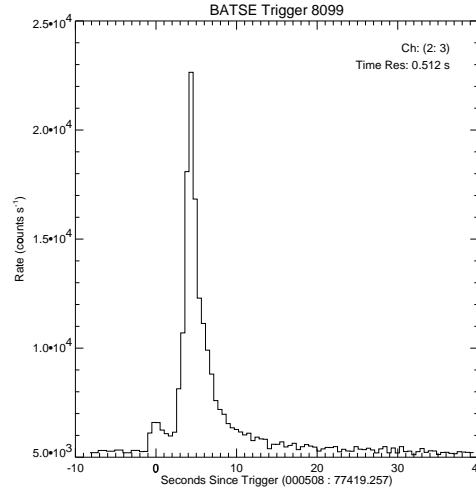


FIGURE 1.3 – Exemple de pic avec montée rapide et décroissance exponentielle, observé par CGRO/BATSE dans les bandes d'énergie entre 50 keV à 300 keV [Paciesas et al., 1999]. La figure provient de [Mallozzi, 2018].

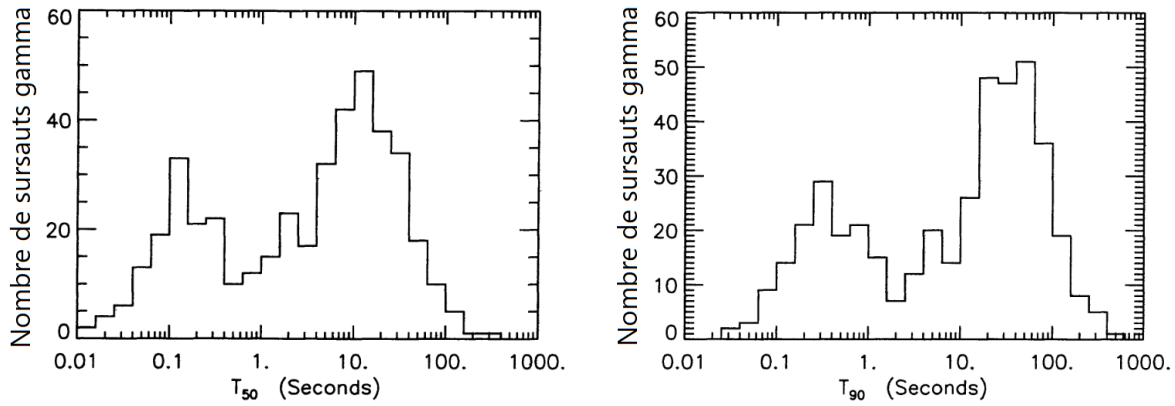


FIGURE 1.4 – Distribution des T_{50} (gauche) et des T_{90} (droite) des 427 sursauts gamma du troisième catalogue de BATSE [Meegan et al., 1996]

car difficile à mesurer pour les sursauts les plus faibles). On utilise généralement la fonction de Band pour modéliser ces spectres,

$$N_{\text{BAND}}(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}}\right)^\alpha \exp\left[-\frac{(\alpha+2)E}{E_{\text{pic}}}\right] & \text{pour } E \leq \frac{(\alpha-\beta)E_{\text{pic}}}{\alpha+2}, \\ A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}}\right)^\beta \exp(\beta - \alpha) \left[\frac{(\alpha-\beta)E_{\text{pic}}}{(\alpha+2) \times 100 \text{ keV}}\right]^{\alpha-\beta} & \text{pour } E > \frac{(\alpha-\beta)E_{\text{pic}}}{\alpha+2}, \end{cases} \quad (1.1)$$

où A représente l'amplitude du sursaut gamma, E l'énergie des photons, α l'indice de la loi de puissance à basse énergie et β celui à haute énergie, et E_{pic} l'énergie à laquelle $E^2 N_{\text{BAND}}(E)$ est maximal. Cette fonction est totalement empirique, et d'autres fonctions reprennant les mêmes caractéristiques ont été proposées [Goldstein et al., 2013] [Gruber et al., 2014].

On observe que les pics sont plus larges à basse énergie. Plus précisément, dans le domaine du MeV, leur largeur évolue approximativement comme $E^{-0.4}$, où E est l'énergie [Fenimore et al., 1995].

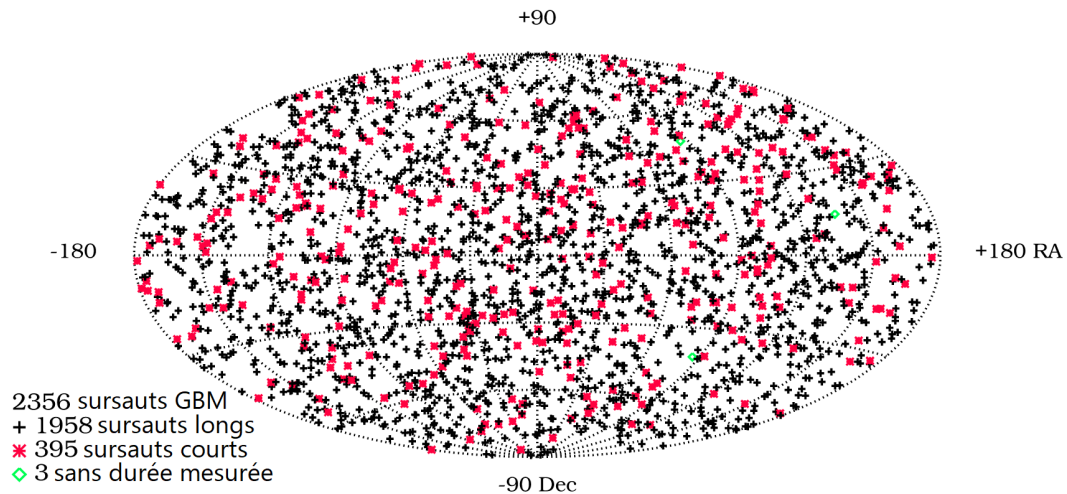


FIGURE 1.5 – Répartition des sursauts gamma en coordonnées célestes, issu du quatrième catalogue de Fermi/GBM [von Kienlin et al., 2020].

Le spectre de l'émission prompt évolue dans le temps, avec une tendance générale du dur vers le mou (c'est-à-dire que la proportion de photons de haute énergie diminue dans le temps), et des épisodes plus durs correspondant aux pics de la courbe de lumière [Crider et al., 1999].

1.2 L'émission rémanente

L'émission rémanente des sursauts gamma est une phase d'émission plus tardive, moins intense, d'une durée de quelques heures à quelques semaines, et visible dans différents domaines d'énergie.

La première émission rémanente a été détectée pour le sursaut gamma GRB970228 dans le domaine des rayons X par le satellite Beppo-SAX [Costa et al., 1997], puis dans le domaine visible par des télescopes au sol [van Paradijs et al., 1997]. Une galaxie très faible a ensuite été observée à une position compatible avec la source optique transitoire, et a été interprétée comme la galaxie hôte du sursaut gamma. Cette interprétation a été renforcée par l'identification d'une source optique transitoire associée au sursaut gamma GRB970508 [Metzger et al., 1997], dont le redshift cosmologique a été mesuré à $z = 0.8349$, et pour lequel une galaxie hôte a également pu être identifiée. Le redshift de nombreux sursauts gamma ont été mesurés par la suite. En 2016, ils s'étendaient de $z = 0.03$ à $z = 9.38$ [Lien et al., 2016], ce qui fait des sursauts gamma des événements particulièrement lointains et anciens.

Depuis, des émissions rémanentes de sursauts gamma ont été détectées dans tous les domaines d'énergie : Radio, infra-rouge [Palazzi et al., 1998], mais aussi dans les rayons gamma au GeV (e.g. [Ajello et al., 2020]) et au TeV [Abdalla et al., 2019].

Les émissions rémanentes de sursauts gamma longs sont associées, temporellement et spatialement, à des rémanents de supernovae (voir e.g. [Galama et al., 1998] [Stanek et al., 2003]) si elles sont suffisamment proches.

1.3 Modèles et progéniteurs des sursauts gamma

Les observations des émissions promptes présentées ci-dessus permettent de contraindre quelques caractéristiques physiques des sources de sursauts gamma. La variation rapide, de l'ordre de la milliseconde, contraint en première approximation la taille du corps émetteur à $c\Delta t \approx 1000$ km, alors que les flux observés en gamma ($\approx 10^{-4}$ erg.s⁻¹.cm⁻²), combinés aux distances cosmologiques auxquelles se produisent les sursauts gamma, donnent une luminosité isotropique équivalente $L_{\text{GRB,iso}} \approx 10^{52}$ erg.s⁻¹ pour une distance de l'ordre du Gpc.

Afin d'expliquer ces observations, des modèles d'émission de vents relativistes, puis de jets relativistes ont été développés. Le caractère relativiste de la zone émettrice de la source permet d'augmenter l'estimation de la taille du corp émetteur d'un facteur Γ^2 , où Γ est le facteur de Lorentz de l'éjecta (typiquement $100 \lesssim \Gamma \lesssim 400$). Quand à la structure en jet, elle permet de réduire la luminosité isotropique équivalente d'un facteur $\Omega/4\pi$ où Ω est l'angle solide du jet. La classe de modèle dominante aujourd'hui est celle des modèles dits de la "boule de feu", initiée par [Paczynski, 1986] et [Goodman, 1986].

Le scénario généralement utilisé aujourd'hui pour décrire les sursauts gamma se déroule en trois étapes.

Dans un premier temps, le progéniteur, étoile massive ou système binaire d'étoile à neutrons, s'effondre ou coalesce. Il en résulte un disque d'accrétion en rotation autour d'un trou noir. Ce système, appelé moteur central, génère des jets relativistes.

La deuxième étape correspond à la génération de l'émission prompte. Le modèle le plus discuté est celui des chocs internes, dans lequel l'éjection relativiste est continue, mais avec des variations rapide de son facteur de Lorentz Γ . Il en résulte des collisions à chaque fois qu'une partie rapide de l'éjecta rencontre une partie lente éjectée précédemment. Ces collisions génèrent des ondes de choc à grande distance du moteur central. Des électrons sont accélérés à des vitesses relativistes par ces chocs, et rayonnent leur énergie, générant l'émission prompte [Daigne and Mochkovitch, 1998]. Le mécanisme de rayonnement précis (synchrotron, Compton inverse, ...) est encore débattu.

L'avantage de ce modèle est d'expliquer naturellement la forme de la courbe de lumière des sursauts gamma, puisque chaque pic peut être associé à l'émission de l'onde de choc entre deux parties de l'éjecta [Kobayashi et al., 1997]. Il permet aussi de reproduire le spectre et l'évolution spectro-temporelle observée dans les sursauts gamma, sous certaines conditions micro-physiques [Daigne and Mochkovitch, 2003]. Le champ magnétique nécessaire à l'accélération des électrons par des mécanismes de Fermi et à leur rayonnement peut être généré lors du choc, ou provenir de la source, si elle est magnétisée [Spruit et al., 2001].

Dans le modèle des chocs internes, l'émission prompte est générée dans une zone optiquement mince du jet. Cela le différencie des modèles d'émission photosphérique (voir [Beloborodov and Mészáros, 2017] et les références citées), dans lequel le rayonnement est principalement généré dans la partie optiquement épaisse et retraits par des processus radiatifs complexes avant de s'échapper.

Finalement, dans une troisième étape, l'interaction du jet relativiste avec le milieu environnant produit l'émission rémanente. Plus précisément, le ralentissement du jet relativiste dans le milieu environnant le progéniteur va générer un choc dans le milieu environnant, appelé "choc avant", et un choc en retour dans le jet relativiste. L'émission rémanente est typiquement associée au choc avant, bien qu'une contribution du choc en retour soit possible, en particulier au début de l'émission rémanente.

En raison du lien entre les sursauts gamma longs et les supernovae gravitationnelles (évoqué dans la section 1.2), les progéniteurs des sursauts gamma longs sont appelés collapsars. Il s'agit de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive, qui peut générer un sursaut gamma si le jet relativiste arrive à traverser les couches externes de l'étoile, qui sont en chute libre lors de l'effondrement gravitationnel. Une supernova gravitationnelle est généralement observée après le sursaut gamma si le progéniteur était suffisamment proche.

Les coalescences de systèmes binaires comportant au moins une étoile à neutrons ont été proposés comme progéniteurs des sursauts gamma de longue date (dès [Goodman, 1986]), et plus récemment pour les sursauts gamma courts en raison (entre autres) de leur plus faible fluence : en effet, le disque d'accrétion, constitué des restes du progéniteur, ainsi que le trou noir central sont beaucoup moins massifs dans ce cas, ce qui limite la réserve d'énergie disponible. Cette hypothèse a été confirmée le 17 août 2017 par l'observation simultanée d'une coalescence d'un système binaire d'étoiles à neutrons par les observatoires d'ondes gravitationnelles, GW170817, et d'un sursaut gamma court GRB170817A [Abbott et al., 2017].

On peut également noter que les éruptions géantes de magnétars (MGF, pour Magnetar Giant Flare) sont une autre source de sursaut gamma courts, très minoritaires, qui présentent la particularité d'être situées beaucoup moins loin et ont un spectre plus dur [Burns et al., 2021].

1.4 La polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma

Comme mentionné plus haut, l'un des aspects les moins bien compris des sursauts gamma est leur émission prompte. Dans cette partie, on se concentrera sur les mesures de polarisation de l'émission prompte, et les contraintes qu'elles permettent d'apporter aux modèles de sursaut gamma.

Par ailleurs, si les sursauts gamma ont une fraction de polarisation mesurable, cette mesure permettrait de mieux contraindre les théories de gravité quantique [Laurent et al., 2011a]. En effet, de par leur distance cosmologique et leur émission à haute énergie, les sursauts gamma sont particulièrement sensibles à certaines violations de l'invariance de Lorentz [Covino and Gotz, 2016].

1.4.1 Modélisation

Le but de cette section est de présenter les grandes catégories de mécanismes d'émission prompte envisagés, ainsi que leurs caractéristiques en terme de polarisation linéaire. On considère ici que l'émission prompte est émise par un jet relativiste, dont le mouvement global se fait dans une direction \vec{z} avec un facteur de Lorentz Γ . On définit θ_j l'angle d'ouverture du jet par rapport à z et θ_v l'angle sous lequel le jet est observé.

La source de la polarisation observée peut être classée en deux catégories : géométrique ou intrinsèque [McConnell, 2017]. Si la polarisation est d'origine géométrique, elle est principalement due à une rupture de symétrie lorsque l'observateur se trouve dans une direction proche de celle du bord du jet ($\theta_v \gtrsim \theta_j$). Dans ce cas, la polarisation sera mesurable uniquement pour une fraction des sursauts gamma, de l'ordre de 10 %, en fonction de l'angle d'ouverture du jet et du facteur de Lorentz de l'éjecta [Lundman et al., 2014]. Il faudra donc mesurer la polarisation de nombreux sursauts gamma pour valider ou invalider statistiquement ces modèles [Toma et al., 2009].

Un exemple de modèle générant une polarisation intrinsèque de l'émission prompte est le modèle dit "Synchrotron ordered", ou "SO", dans lequel le champ magnétique est ordonné dans

Modèle	Type	Processus	$\Pi_{\text{médian}}$	Π_{max}	Évolution Π	Évolution PA
SO	intrinsèque	Sync.	40 %	50 %	\vec{B}	\vec{B}
SR	géométrique	Sync.	≈ 0 %	40 %	Γ	Γ
CD	géométrique	CI	≈ 0 %	80 %	Γ	Γ
PJ	géométrique	Sync., BB+CI	≈ 0 %	40 %	Γ	E

TABLE 1.1 – Résumé des catégories de mécanismes d'émission prompte envisagés : SO (resp. SR) pour une émission synchrotron (Sync. dans le tableau) dans un champ magnétique ordonné (resp. aléatoire), CD pour une émission basée sur l'effet Compton inverse (CI), et PJ pour une émission photosphérique du jet faisant appel à un rayonnement de corps noir re-traité par effet Compton inverse (BB+CI) et à une émission synchrotron à basse énergie. Ces modèles se différencient par leur fraction de polarisation médiane ($\Pi_{\text{médian}}$) et maximum (Π_{max}), ainsi que par les évolutions prévues, au sein d'un même sursaut gamma, de leur fraction de polarisation (Π) et de leur angle de polarisation (PA), en fonction de différents paramètres comme le champ magnétique (\vec{B}) ou le facteur de Lorentz de l'éjecta (Γ), qui peuvent varier au cours du temps, ou de l'énergie des photons émis (E). Ces données sont tirées de [Toma et al., 2009], [Lundman et al., 2014], [Beloborodov and Mészáros, 2017], et [Pearce et al., 2019].

l'éjecta sur des échelles de distance plus grandes que $1/\Gamma$, la fraction du jet réellement visible à cause des effets relativistes. Les électrons accélérés dans le jet produisent alors un rayonnement synchrotron polarisé dans la direction du champ magnétique.

Un modèle ressemblant est le modèle dit "Synchrotron random", ou "SR", dans lequel le processus d'émission est toujours le rayonnement synchrotron, mais cette fois le champ magnétique n'est pas ordonné, mais plutôt aléatoire sur cette même échelle de distance. Dans ce cas, la polarisation n'est observable que si l'émission est dominée par une seule zone de cohérence du champ magnétique, ce qui suppose une observation depuis un angle $\theta_v \approx \theta_j + 1/\Gamma$. Il s'agit donc d'un modèle géométrique.

Un autre modèle géométrique est le modèle dit "Compton Drag", ou "CD", dans lequel l'émission est dominée par des photons produits par diffusion Compton inverse d'électrons accélérés sur des photons ambiants de moindre énergie. Ce modèle présente la particularité de pouvoir générer des fractions de polarisation très élevées, jusqu'à ~ 80 %.

Enfin, le modèle "Photospheric jet emission", ou "PJ", correspond à une émission photosphérique déjà mentionnée dans la section 1.3. Il s'agit également d'un modèle géométrique, qui présente la particularité de faire appel à plusieurs processus de rayonnement pour expliquer l'émission prompte. Dans ce modèle, les photons d'énergie inférieure à celle du pic du spectre ($E < E_{\text{pic}}$) sont principalement émis par rayonnement synchrotron, et sont donc plus polarisés que ceux de plus haute énergie, émis par diffusion Compton inverse d'électrons relativistes sur le rayonnement photosphérique de corps noir.

On peut noter que tous ces modèles prédisent une fraction de polarisation plus importante pour les sursauts gamma avec un spectre en énergie plus mou, même si cet effet est moins marqué pour le modèle "CD" que pour les autres. Ces modèles, ainsi que leurs caractéristiques et leurs polarisations prédites sont résumés dans le tableau 1.1.

La distribution attendue des fractions de polarisation est différente pour chaque modèle (SO, SR, CD, PJ), comme montré sur la figure 1.6 à gauche. De ce fait, si l'on observe N sursauts gamma pour lesquels une fraction de polarisation supérieure à un certain seuil $\Pi_{\text{seuil}} = 30$ % peut être confirmée ou exclue avec un grand niveau de confiance, la fraction $P(N)$ de ceux-ci qui auront une fraction de polarisation $\Pi > \Pi_{\text{seuil}}$ permet d'invalider plusieurs modèles. La figure 1.6 à droite montre que les modèles peuvent être séparés avec un niveau de confiance

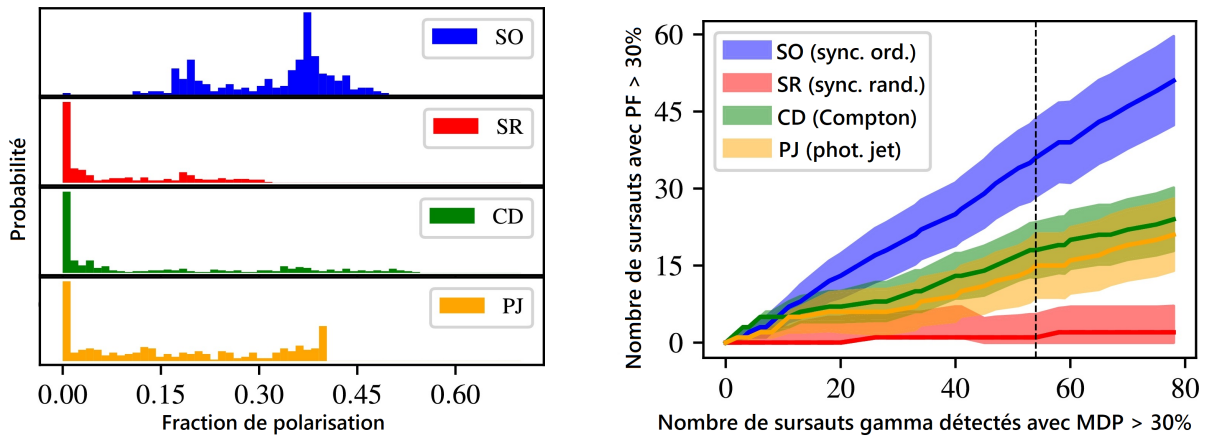


FIGURE 1.6 – Méthode de séparation statistique des modèles de sursaut gamma (figures tirées de [Pearce et al., 2019]). Gauche : Distribution des fractions de polarisation PF_0 attendues pour les quatre modèles présentés. Droite : Séparation statistique des modèles de sursaut gamma. Les zones colorées représentent l'intervalle de confiance à 99.7% de chaque modèle. La figure représente le nombre de sursauts gamma pour lesquels une fraction de polarisation supérieure à 30% a été mesurée, en fonction du nombre de sursauts gamma pour lesquels cette fraction de polarisation peut être confirmée ou exclue avec un certain niveau de confiance, typiquement 99%.

de 99.7% si la polarisation d'environ 50 sursauts gamma est mesurée avec suffisamment de précision.

Les mesures de polarisation permettent également de sonder la magnétisation du jet, à la fois en termes de géométrie et d'intensité du champ magnétique. Cela permet une meilleure compréhension de la nature du jet, car des champs magnétiques différents peuvent être invoqués par différents modèles pour expliquer l'accélération de l'éjecta ou des particules relativistes dans l'éjecta.

Enfin, les mesures de polarisation apporteront des informations importantes sur la structure du jet. En effet, la plupart des modèles considèrent que le jet a une symétrie axiale, auquel cas la direction de polarisation est fixée par rapport à la projection sur le ciel de la direction de propagation de l'éjecta. Plus précisément, la direction de polarisation est soit parallèle, soit perpendiculaire à cette direction projetée. Cela implique que l'angle de polarisation mesuré est soit constant au cours de l'émission prompte, soit varie de 90° . Mais on peut également envisager que le jet ait une structure interne, avec différentes zones émettant à des instants différents. Dans ce cas, on attend une variation aléatoire de l'angle de polarisation au cours de l'émission prompte [Pearce et al., 2019].

1.4.2 Résumé des observations

Des mesures de polarisation de l'émission prompte ont été réalisées, pour les sursauts gamma les plus brillants et lorsque c'était possible, avec différents instruments. Je vais en dresser une liste, en mentionnant dans une première partie les instruments non-étalonnés pour la polarimétrie, et les instrument spécifiquement conçus pour dans une seconde partie.

1.4.2.1 Premières tentatives

La première mesure de la polarisation de l'émission prompt a été réalisée avec l'instrument RHESSI, un imageur et spectromètre observant le soleil, et a conclu à la polarisation à $80 \pm 20\%$ du sursaut gamma GRB021206 [Coburn and Boggs, 2003]. Toutefois, des réanalyses de ces données par [Wigger et al., 2004] et [Rutledge and Fox, 2004] ont conclu à une impossibilité de contraindre la polarisation de ce sursaut gamma de manière statistiquement significative. D'autres mesures ont utilisé l'instrument BATSE de l'observatoire CGRO pour analyser le rayonnement du sursaut gamma diffusé par l'atmosphère. Elles ont conclu à des fractions de polarisation $\Pi > 35\%$ et $\Pi > 50\%$ pour les sursauts gamma GRB930131 et GRB960924 respectivement [Willis et al., 2005], mais les auteurs ne peuvent pas exclure la présence d'un effet systématique.

Des mesures utilisant le spectromètre SPI à bord de l'observatoire INTEGRAL ont conclu à la polarisation de deux pics du sursaut gamma GRB041219A [McGlynn et al., 2007], mais les auteurs notent la possibilité que la mesure soit dominée par un effet systématique. L'imageur IBIS d'INTEGRAL a également pu mesurer la polarisation de plusieurs pics de GRB041219A, avec une fraction de polarisation de $\Pi = 95 \pm 36\%$ et $\Pi = 65 \pm 26\%$ pour les deux pics les plus polarisés [Götz et al., 2009]. GRB061122 a pu être observé avec SPI [McGlynn et al., 2009], ainsi qu'avec IBIS [Götz et al., 2013]. Les deux mesures ont conclu à une fraction de polarisation $\Pi \approx 30\%$, bien que celle d'IBIS soit compatible avec 100% et celle de SPI avec 0% , et que les angles de polarisation rapportés soient sensiblement différents¹. Enfin, la polarisation de l'émission prompt du sursaut gamma GRB140206A a été mesurée à $\Pi > 28\%$ avec IBIS [Götz et al., 2014].

1.4.2.2 État de l'art

Toutes les mesures mentionnées ci-dessus ont été réalisées par des instruments pour lesquels les effets systématiques étaient mal connus, faute d'un étalonnage spécifique à la polarimétrie avant leur lancement. Ce n'est pas le cas des observations présentées ci-après.

Trois sursauts gamma ont été observés par le polarimètre GAP [Yonetoku et al., 2011a] à bord de la sonde spatiale IKAROS. Pour le premier, GRB100826A, la polarisation a été mesurée pendant deux intervalles de temps disjoints, et montre une évolution de l'angle de polarisation d'environ 90° au cours du sursaut [Yonetoku et al., 2011b]. La polarisation mesurée pour les deux suivants est moyennée sur la durée de l'émission prompt [Yonetoku et al., 2012].

Le sursaut gamma GRB160530A a été détecté lors du vol sous ballon stratosphérique d'un prototype du télescope Compton COSI, qui a pu placer une limite supérieure sur sa fraction de polarisation $\Pi < 46\%$ [Lowell et al., 2017].

CZTI, à bord de l'observatoire indien AstroSat, a mesuré la polarisation de 13 sursauts gamma. Parmi ceux-ci, trois ont pu être analysés sur plusieurs intervalles de temps : GRB160325A entre 100 et 400 keV [Sharma et al., 2020], GRB160821A entre 100 et 300 keV [Sharma et al., 2019] et GRB190530A entre 100 et 300 keV [Gupta et al., 2022]. Les 11 sursauts gamma analysés par [Chattopadhyay et al., 2019] l'ont été entre 100 et 400 keV. GRB171010A a été analysé sur trois intervalles de temps et deux bandes d'énergie [Chand et al., 2019], entre 100 et 200 keV et entre 200 et 300 keV.

Enfin, le polarimètre POLAR à bord de la station spatiale chinoise Tiangong-2, opérationnel du 15 septembre 2016 au 31 mars 2017, a détecté plusieurs dizaines de sursauts gamma.

1. Il faut noter que le référentiel dans lequel les angles de polarisation sont donnés n'est pas systématiquement précisé. Des conventions différentes pourraient expliquer ces différences.

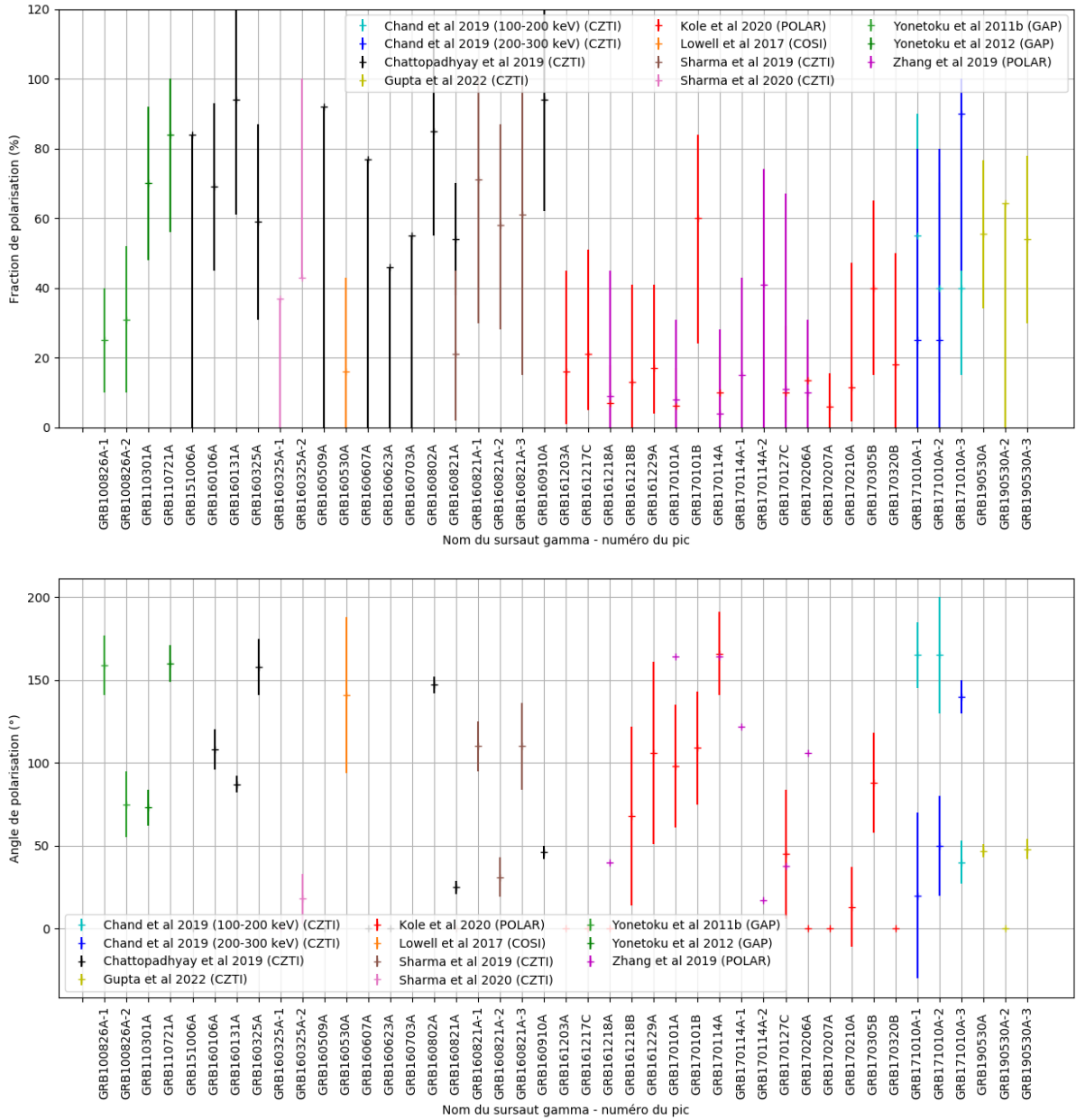


FIGURE 1.7 – Résumé des mesures de polarisation de l'émission prompt des sursauts gamma. Le spectromètre GAP observe dans la bande d'énergie entre 70 et 300 keV, POLAR entre 50 et 500 keV et la mesure lors du vol sous ballon stratosphérique de COSI a été réalisée entre 100 et 1000 keV. CZTI observe entre 100 et 400 keV, avec des sélections parfois différentes suivant les auteurs (voir texte). L'abscisse représente les sursauts gamma (par date de détection croissante) pour lesquels une mesure de polarisation a été rapportée. Pour certains sursauts gamma, la mesure de polarisation a été effectuée sur plusieurs intervalles de temps disjoints, d'où les points indiqués GRB...-1, GRB...-2, etc. Haut : fraction de polarisation. Bas : angle de polarisation. Les sursauts gamma considérés pour lesquels l'angle de polarisation n'a pas pu être contraint sont représentés à un angle de polarisation de 0°. Les barres d'erreur sur les angles de polarisation mesurés par [Zhang et al., 2019] sont absentes car les incertitudes ne sont pas publiées.

Une première étude [Zhang et al., 2019], qui s'est concentrée sur l'analyse de cinq d'entre eux, conclut à l'absence de polarisation significative en dehors d'une partie de l'émission prompte de GRB170114A, le seul pour lequel une analyse résolue en temps a été menée. Une seconde étude, utilisant les mêmes données [Kole et al., 2020], a mesuré la polarisation moyennée sur toute la durée de l'émission prompte de 14 sursauts gamma.

Tous ces résultats sont résumés sur la figure 1.7. On peut noter que sur cette figure, puisque les différents sursauts gamma observés ne sont pas le même objet astrophysique, il est normal d'attendre une variation d'angle de polarisation d'un sursaut gamma à l'autre, et même de fraction de polarisation en raison de la corrélation avec la dureté du spectre en énergie, évoquée dans la section 1.4.1.

Si certaines mesures semblent particulièrement prometteuses, comme pour GRB100826A qui est en parfait accord avec le modèle "PJ" (émission polarisée sous l'énergie E_{pic} avec $\Pi < 40\%$ et rotation de l'angle de polarisation de 90°), la plupart des mesures rapportées sont compatibles à la fois avec $\Pi = 0\%$ et $\Pi = 50\%$ à $\pm 2\sigma$. Elle ne fournissent donc que des contraintes très limitées aux tentatives de modélisation théorique. En particulier, elles ne permettent pas de faire une étude statistique comme présentée à la section 1.4.1 pour valider ou invalider un ou plusieurs modèles.

Conclusion

Les sursauts gamma sont les événements les plus lumineux de l'univers. Ils résultent de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive, ou de la coalescence d'un système binaire d'étoiles à neutrons. Ces événements produisent un système de deux jets ultra-relativistes, responsable de l'émission prompte des sursauts gamma, observée quand l'un des deux jets est émis dans une direction proche de celle de l'observation. Le ralentissement du jet dans le milieu environnant le progéniteur génère l'émission rémanente.

Beaucoup de questions restent ouvertes sur le jet et la manière dont l'émission prompte est générée. Une mesure de la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma serait une sonde très puissante de la physique de ces objets, permettant de contraindre les mécanismes d'émission, mais aussi la magnétisation et la structure du jet. Les mesures actuelles ne permettent pas de contraindre suffisamment les modèles, indiquant un besoin pour une nouvelle génération de polarimètres gamma.

Après avoir exposé quelques éléments de contexte et de méthode dans le chapitre 2, je présenterai dans le chapitre 3 un nouveau détecteur pour l'astronomie gamma, et dans le chapitre 4 le prototype de télescope et polarimètre Compton mis au point pendant cette thèse. Enfin, dans le chapitre 5, je décrirai la conception et les performances attendues pour le polarimètre développé dans le cadre du projet COMCUBE.

Chapitre 2

Astronomie gamma au MeV

La bande d'énergie autour du MeV (entre typiquement 100 keV et 10 MeV) est très largement sous-observée malgré les nombreuses thématiques scientifiques qui s'y rattachent. En effet, à côté des émissions à spectre continu associées à des particules accélérées dans des ondes de choc (dont les sursauts gamma, développés au chapitre 1, sont un exemple), c'est dans cette gamme d'énergie que l'on observe les raies nucléaires, dont l'observation donne des informations de manière très directe sur les sites astrophysiques des différents processus de nucléosynthèse.

Ce manque d'observations est dû à des contraintes fondamentales, puisque la section efficace d'interaction rayonnement-matière atteint un minimum dans cette bande d'énergie, ce qui rend ces rayons gamma intrinsèquement plus difficiles à détecter. Par ailleurs, l'interaction dominante est la diffusion Compton, ce qui complique l'imagerie : puisque le rayon gamma est diffusé, on ne connaît plus sa direction de propagation initiale. Pour faire une image, il faut donc reconstruire la diffusion Compton (voir section 2.3). D'autres contraintes sont plutôt d'ordre instrumentales : en effet, l'observation dans cette bande d'énergie se fait forcément depuis un observatoire spatial soumis aux rayons cosmiques. Ces derniers interagissent directement avec les détecteurs, ou avec les matériaux passifs du satellite et les rendent radioactifs, ce qui conduit à un fond instrumental important.

Dans ce chapitre, après avoir mentionné quelques questions scientifiques qui nécessitent des observations dans ce domaine d'énergie, je présenterai brièvement les principaux modes d'interaction rayonnement-matière en mettant l'accent sur la diffusion Compton. Je décrirai ensuite le principe de fonctionnement d'un télescope Compton, avant de présenter le projet de mission spatiale COMCUBE.

2.1 Bref historique et problématiques scientifiques

Le but de cette section est de donner un bref résumé des problématiques scientifiques ainsi qu'un aperçu de quelques missions importantes pour l'observation dans cette bande d'énergie.

2.1.1 Problématiques scientifiques

Une liste non exhaustive des problématiques scientifiques liées à l'observation dans la bande d'énergie du MeV et/ou dont la compréhension bénéficierait d'observations plus précises à cette énergie (voir e.g. [de Angelis et al., 2018] et les références qui y sont citées) comprend :

- **Les sursauts gamma.** Cette problématique est développée dans le chapitre 1 ;
- **Les noyaux actifs de galaxie.** Ils sont constitués d'un trou noir supermassif au centre d'une galaxie, lequel peut accréter de la matière et générer des jets relativistes. Ils présentent un pic d'émission à haute énergie, autour de 100 MeV, dont l'aile à basse énergie est mal connue. Des observations résolues en temps permettraient de mieux contraindre les modèles et processus d'émission ;
- **Les binaires X.** Elles sont constituées d'un trou noir stellaire ou d'une étoile à neutrons qui accréte la matière d'une étoile compagnon. Elles émettent principalement des rayons X, avec une queue en forme de loi de puissance à haute énergie jusqu'au MeV, que l'on associe généralement à un jet astrophysique. Mais le lien entre accréation, chauffage et émission de jets est encore mal connu. Des observations plus détaillées au MeV permettraient de mieux contraindre les processus d'émission et la physique de ces objets ;
- **Les pulsars.** Il s'agit d'étoiles à neutrons magnétisées, avec une période de rotation allant de la milliseconde à plusieurs secondes, et qui peuvent être entourées d'une nébuleuse de vent de pulsar. Leur spectre comprend une composante de rayonnement synchrotron, qui présente un maximum autour du MeV, et une composante de rayonnement Compton inverse détectée jusqu'au TeV. Des observations spectrales détaillées et résolues en temps permettraient de mieux comprendre la physique de ces objets, et d'observer la transition entre les deux processus de rayonnement. Elle permettraient également de mieux contraindre la capacité de ces objets à accélérer des particules. Enfin, des mesures de polarisation permettraient de mieux cerner la géométrie du champ électro-magnétique autour de ces objets ;
- **Les positrons galactiques.** L'annihilation de positrons avec des électrons génère une émission gamma à 511 keV, observée dès les années 70. Cette émission est concentrée vers le bulbe et le disque galactique. Elle est générée par des positrons injectés de manière continue dans le milieu interstellaire. Bien que de nombreuses sources et mécanismes aient été proposés pour expliquer ces observations, l'origine de ces positrons n'est pas encore connue avec certitude. Des observations spectrales précises et des images détaillées de cette émission permettront de mieux connaître les régions de la Galaxie où cette annihilation se produit et de chercher des sources ponctuelles de positrons.
- **Les rayons cosmiques.** Ce sont des noyaux atomiques, principalement des protons, se propageant dans la Galaxie avec des énergies variant de quelques MeV à 10^{21} eV. Ceux de basse énergie ($\lesssim 1$ GeV/nucléon) peuvent interagir avec le milieu interstellaire et donner lieu à l'émission de raies de désexcitation nucléaire des atomes les plus abondants : ^{12}C (4.4 MeV), ^{16}O (6.1 MeV), ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si et ^{56}Fe . L'observation de telles raies serait un moyen unique de sonder la composition et le flux de ces rayons cosmiques ;
- **Les novae.** Ce sont des systèmes stellaires doubles dans lesquels une naine blanche accréte la matière riche en hydrogène de son étoile compagnon. Lorsque suffisamment de matière a été accrétée, un processus thermonucléaire fulgurant éjecte des éléments radioactifs dans le milieu interstellaire, participant à son enrichissement en métaux (éléments de numéro atomique $Z > 2$). La quantité de matériaux éjectée peut être tracée à l'aide de l'observation de la décroissance du ^7Be (478 keV) ou du ^{22}Na (1275 keV) afin de mieux comprendre le rôle de ces objets dans l'évolution chimique de la Galaxie.
- **Les supernovae thermonucléaires.** Elles résultent de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche lorsqu'elle dépasse la masse de Chandrasekhar. Ces événements sont les principales sources d'injection dans le milieu interstellaire des éléments du pic du fer, et sont également utilisés comme chandelles standards pour la cosmologie. Mais les processus exacts à l'origine de l'explosion et ceux mis en jeu dans son développement sont encore mal connus. L'observation de raies de désexcitation nucléaire de la chaîne de décroissance du ^{56}Ni (158 keV et 812 keV pour le $^{56}\text{Co}^*$, puis 847 keV et 1238 keV pour

- le $^{56}\text{Fe}^*$) permettrait de mieux comprendre ces phénomènes ;
- **Les supernovae gravitationnelles.** Elles résultent de l'explosion d'une étoile massive ($\gtrsim 8 M_{\odot}$). Mais le cœur du phénomène, qui implique l'hydrodynamique, la physique des chocs, la physique nucléaire, des neutrinos et la relativité générale entre autres, est très difficile à modéliser. L'observation de chaînes de décroissance nucléaires sur des échelle de temps courtes (de la journée au mois pour le ^{56}Ni et le ^{57}Ni), moyenne (60 ans pour le ^{44}Ti) et longue (de l'ordre du million d'années pour le ^{26}Al et le ^{60}Fe) permettrait de mieux comprendre ces phénomènes et leur rôle dans l'enrichissement en métaux de la Galaxie ;
 - **Les éruptions solaires.** Ce sont des émissions très intenses de lumière durant de quelques minutes à quelques heures, parfois associées à des éjections de masse coronale. Leur spectre contient une composante continue associée à un rayonnement de freinage d'électrons, ainsi que des raies nucléaires et une composante de décroissance de pions, indiquant que des particules (électrons, protons, ions) sont accélérées. Mais le processus d'accélération est encore mal compris. Une étude détaillée du spectre dans le domaine du MeV permettrait de mieux connaître les milieux où les ions accélérés se propagent ;
 - **Les flashes gamma terrestres.** Ce sont des émissions de rayons gamma énergétiques (jusqu'à quelques dizaines de MeV), brèves (de quelques dizaines de μs à quelques millisecondes) et très intenses, corrélées à l'activité orageuse. Ils se produisent dans la partie haute des cumulo-nimbus (12 – 15 km d'altitude). Une hypothèse est que des électrons libres sont accélérés par de forts champs électriques et émettent un rayonnement de freinage dans la haute atmosphère. Un grand nombre d'observations et de localisations de tels évènements permettrait de mieux contraindre cette hypothèse ;
 - **La physique fondamentale.** L'astronomie gamma au MeV est également un domaine privilégié pour étudier certaines questions de physique fondamentale (comme la violation de l'invariance de Lorentz, mentionnées dans la section 1.4) et pour rechercher des signaux produits par des trous noirs primordiaux ou de la matière noire légère.

2.1.2 Principaux instruments

Les instruments utilisés pour observer dans la bande d'énergie autour du MeV peuvent être classés en trois grandes catégories : les télescopes à masque codé, les télescopes Compton et les lentilles gamma. Dans un télescope à masque codé, un plan de détection est placé derrière un masque constitué de parties transparentes et de parties opaques au rayonnement étudié. Le plan de détection mesure donc l'ombre projetée du masque, ce qui permet de retrouver la direction de la source. Les instruments de ce type peuvent avoir un grand champ de vue et/ou une bonne résolution angulaire. Les télescopes Compton sont présentés en détail dans la section 2.3. Ils présentent un très grand champ de vue et une bande d'énergie observable importante, mais leur résolution angulaire est limitée. Les lentilles gamma utilisent la diffraction de Laue dans des cristaux arrangés en cercles concentriques pour imiter le fonctionnement d'une lentille optique. Elles ont un champ de vue et une bande d'énergie observable très faibles, mais une excellente résolution angulaire.

Ces instruments peuvent utiliser différents types de détecteurs, dont les trois plus courants sont : les détecteurs à scintillation, dont un exemple est discuté au chapitre 3, qui utilisent un matériau convertissant l'énergie déposée par un rayon gamma en lumière optique ; les détecteurs à semi-conducteurs, généralement en germanium, silicium (*cf.* section 4.1.1), ou tellurure de cadmium, qui convertissent l'énergie déposée en signal électrique ; les chambres à dérive (ou TPC pour "Time Projection Chamber"), qui détectent l'ionisation d'un gaz ou d'un liquide.

Dans cette section, je vais présenter les instruments les plus pertinents pour les problématiques évoquées à la section 2.1.1, ainsi que quelques-uns de leurs résultats les plus importants.

2.1.2.1 CGRO/COMPTEL

CGRO (Compton gamma-ray observatory) est un observatoire spatial mis en orbite terrestre basse par la navette spatiale Atlantis lors de la mission STS-37 en avril 1991, et désorbité lors d'une rentrée atmosphérique contrôlée le 4 juin 2000. Cet observatoire comportait quatre instruments scientifiques, tous dédiés à l'étude des rayons gamma dans différentes bandes d'énergie : OSSE, un spectromètre sensible entre 100 keV et 10 MeV, BATSE, un ensemble de huit détecteurs dédiés à l'observation des sursauts gamma, sensible entre 20 keV et 1 MeV, COMPTEL, un télescope Compton sensible entre 1 MeV et 30 MeV, et EGRET, un télescope utilisant la production de paires, sensible entre 20 MeV et 10 GeV.

COMPTEL [Schoenfelder et al., 1993] est le premier télescope Compton mis en orbite. Un schéma de l'instrument est reproduit sur la figure 2.1. Il est constitué de deux étages qui sont utilisés en coïncidence pour faire de l'imagerie Compton (la technique est décrite dans la section 2.3.1). Le premier étage est constitué de sept cellules de 28 cm de diamètre et 8.5 cm de profondeur, remplies de scintillateur liquide NE 213A et lues par le côté par huit tubes photomultiplicateurs. Le second étage est constitué de quatorze modules cylindriques de 28.2 cm de diamètre et 7.5 cm de profondeur, utilisant un cristal scintillant en NaI(Tl) lu par en-dessous par sept tubes photomultiplicateurs.

COMPTEL a fourni les premières cartes de tout le ciel dans la bande d'énergie 1 – 30 MeV, ainsi qu'un catalogue de 32 sources, parmi lesquelles on trouve des pulsars et dix noyaux actifs de galaxie. Parmi les principaux résultats obtenus, on peut citer l'observation de raies associées à des processus de nucléosynthèse, comme la raie à 1.809 MeV du ^{26}Al ou la raie à 1.156 MeV issue de la chaîne de décroissance du ^{44}Ti [Schoenfelder et al., 1996]. Il a aussi permis la détection de 31 sursauts gamma.

2.1.2.2 INTEGRAL/SPI

INTEGRAL (International gamma-ray astrophysics laboratory) est un observatoire spatial européen mis sur une orbite terrestre fortement elliptique par un lanceur russe Proton le 17 octobre 2002. Il comporte quatre instruments co-alignés [Winkler et al., 2003] : L'imageur IBIS, sensible entre 12 keV et 10 MeV avec une résolution angulaire de 12' FWHM, le spectromètre SPI, sensible entre 20 keV et 8 MeV avec une résolution angulaire de 2.5° FWHM, deux télescopes JEM-X sensibles entre 4 keV et 35 keV avec une résolution angulaire de 3' FWHM, et l'OMC, un télescope optique. Les trois premiers instruments sont des instruments à masque codé.

Le spectromètre SPI [Vedrenne et al., 2003] est constitué de 19 détecteurs en germanium (HPGe) hexagonaux, d'environ 3.2 cm de côté et 7 cm de hauteur. Ils sont maintenus entre 85 K et 90 K par quatre machines de Stirling, et ont une résolution en énergie excellente (2.5 keV à 1.3 MeV). Ils sont entourés d'un bouclier anti-coïncidence actif en germanate de bismuth (BGO), qui peut être utilisé indépendamment pour détecter des sursauts gamma en tirant parti de sa bonne couverture de tout le ciel, avec une fraction de ciel occultée par la Terre généralement très faible grâce à l'orbite fortement elliptique. L'imagerie est effectuée à l'aide d'un masque codé situé 1.7 m au-dessus des détecteurs. Les éléments opaques du masque codé, qui sont réalisés en alliage de tungstène, sont de la même forme hexagonale que les détecteurs en germanium et mesurent 3 cm de hauteur.

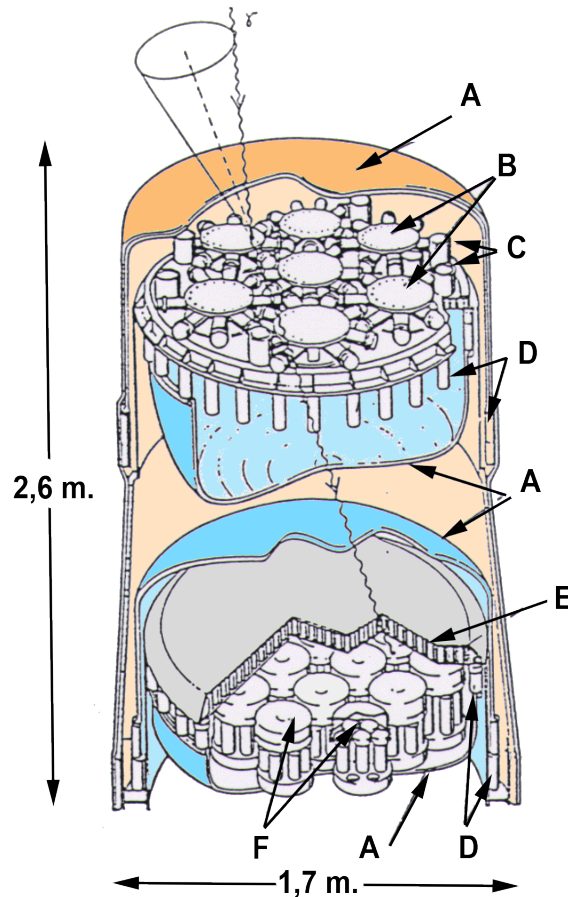


FIGURE 2.1 – Schéma de COMPTEL. (A) Boucliers anti-coïncidences actifs (deux dômes par étage). (B) Scintillateurs liquides du premier étage. (C) Chambres d'expansion (D) Tubes photomultiplicateurs utilisés pour la lecture des bouclier anti-coïncidences actifs. (E) Plaque en sandwich (F) Scintillateurs utilisés pour le deuxième étage

Parmi les résultats obtenus avec SPI, on peut citer brièvement la première carte de tout le ciel dans la raie à 511 keV associée à l'annihilation électron-positron [Knödlseher et al., 2005] [Weidenspointner et al., 2006], permettant de mieux connaître la répartition des positrons galactiques [Weidenspointner et al., 2008]. De plus, SPI a observé le profil de la raie à 1.809 MeV du ^{26}Al et son élargissement intrinsèque [Diehl et al., 2006a] [Diehl et al., 2006b], et a détecté les raies gamma du ^{60}Fe qui provient probablement de supernovae gravitationnelles [Harris et al., 2005] [Wang et al., 2007]. Il a également permis de mieux comprendre la composante continue du spectre du rayonnement diffus galactique [Bouchet et al., 2011]. On peut aussi mentionner l'observation de la supernova thermonucléaire SN2014J dans la galaxie M82 et la détection des raies de décroissance du ^{56}Ni et du ^{56}Co , indiquant que la symétrie sphérique de l'explosion pourrait être moindre qu'attendue [Diehl et al., 2015]. Finalement, le bouclier anti-coïncidences de SPI a détecté le sursaut gamma GRB170817A en coïncidence avec l'évènement ondes gravitationnelles GW170817 issu de la coalescence de deux étoiles à neutrons, ouvrant l'ère de l'astronomie multi-messagers [Abbott et al., 2017].

2.1.2.3 COSI

COSI a été sélectionné pendant l'écriture de ce manuscrit par la NASA dans le cadre de son programme "Astrophysics Explorers". Son lancement est prévu en 2026. Il s'agit d'un télescope Compton composé de plusieurs détecteurs en germanium à pistes. Cette sélection fait suite au vol réussi de l'instrument sous ballon stratosphérique en 2016 [Kierans et al., 2016].

Ses principales missions sont la recherche de l'origine des positrons galactiques, la découverte des sites de nucléosynthèse dans la galaxie, de nouvelles mesures de polarisation et la recherche de contreparties électro-magnétiques aux événements multi-messagers [Tomsick et al., 2021].

2.1.2.4 Polarimètres

Comme noté à la section 2.1.1, il existe un certain nombre de problématiques scientifiques pour lesquelles une mesure de la polarisation de l'émission gamma apporterait une bien meilleure compréhension. Dans la gamme d'énergie du MeV, la source la plus lumineuse est la nébuleuse du Crabe. C'est donc sur cette source que ce sont concentrés les mesures de polarisation.

La nébuleuse du Crabe est un rémanent de supernova, au sein duquel on trouve un pulsar et une nébuleuse de vent de pulsar. Elle a été observée par le spectromètre SPI et l'imageur IBIS d'INTEGRAL, qui ont tous les deux fournis des mesures de la polarisation de l'émission gamma. Plus récemment, elle a été observée par PoGO, GRAPE et POLAR, trois polarimètres Compton utilisant une matrice de scintillateurs. Un bilan des observations peut être trouvé dans [Wasti, 2020], auquel il faut ajouter les observations de POLAR [Li et al., 2022]. Les fractions de polarisation rapportées varient de 15 % à 95 %, et les angles de polarisation de 60° à 150° , ce qui montre la difficulté de ces mesures.

On peut aussi noter une mesure de la polarisation de la binaire X Cygnus X-1 avec IBIS [Laurent et al., 2011b].

2.2 Interactions rayonnement matière

Dans cette section, je vais présenter les trois principaux modes d'interaction rayonnement-matière dans la bande d'énergie autour du MeV, que sont l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paires. Je donnerai ensuite quelques notions de spectroscopie gamma utiles pour une meilleure compréhension de la suite de ce manuscrit.

2.2.1 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'interaction dominante entre un rayon gamma de basse énergie et un électron. Dans ce cas, le rayon gamma est entièrement absorbé et son énergie $E = h\nu$ convertie en énergie cinétique. Lorsque l'électron est lié à un atome, l'énergie cinétique de l'électron K_e se trouve réduite de son énergie de liaison B_e , d'où $K_e = h\nu - B_e$. Par ailleurs, l'effet ne peut se produire que si l'énergie du rayonnement est supérieure à l'énergie de liaison $h\nu > B_e$. B_e est typiquement de l'ordre de quelques électronvolts, mais peut valoir jusqu'à quelques dizaines de keV pour les électrons de la couche K des atomes les plus lourds (88 keV pour le plomb).

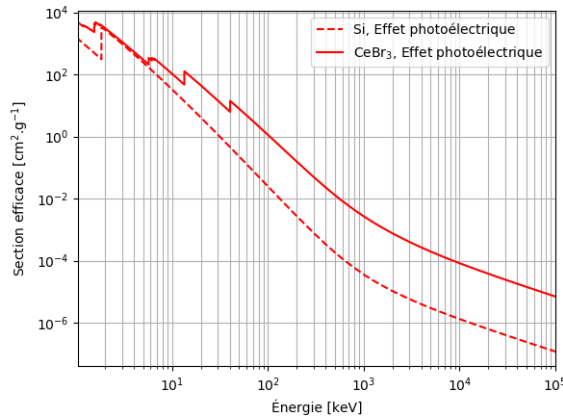


FIGURE 2.2 – Section efficace d’interaction par effet photoélectrique dans deux matériaux : le silicium (Si, pointillés) et le bromure de Cérium (CeBr_3 , trait plein) [Berger et al., 2010].

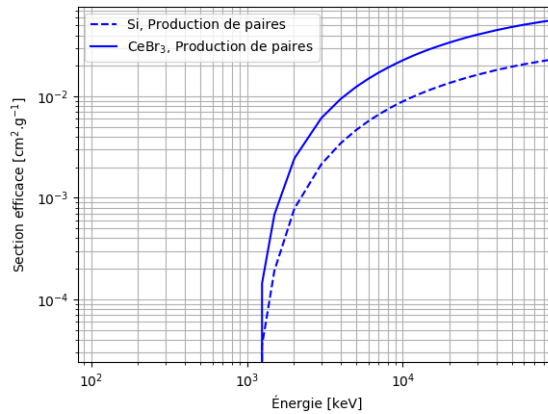


FIGURE 2.3 – Section efficace de production de paires dans deux matériaux : le silicium (Si, pointillés) et le bromure de Cérium (CeBr_3 , trait plein) [Berger et al., 2010].

La section efficace d’interaction par effet photoélectrique est montrée sur la figure 2.2 pour deux matériaux utilisés dans la suite. Elle augmente avec le numéro atomique moyen et diminue rapidement avec l’énergie $\sigma_{\text{PE}} \propto \frac{Z^n}{E^\alpha}$ avec $n \sim 4$ et $\alpha \sim 3$. Les discontinuités correspondent à certaines énergies de liaison atomique des électrons dans les matériaux considérés.

2.2.2 Production de paires

La production de paires est le processus dans lequel un photon de haute énergie interagit avec une autre particule (généralement un noyau atomique) et produit une paire électron-positron (ou paire $e^+ - e^-$). L’énergie minimale pour que ce processus se produise est l’énergie au repos de la paire $e^+ - e^-$, soit $\approx 1022 \text{ keV}$ dans le cas d’une interaction avec un noyau atomique. Le reste de l’énergie du photon incident est réparti entre l’électron, le positron et la troisième particule. La section efficace d’interaction est montrée sur la figure 2.3 pour deux matériaux dont sont constitués les détecteurs présentés plus tard. En première approximation, elle croît comme Z^2 , où Z est le numéro atomique moyen du matériau.

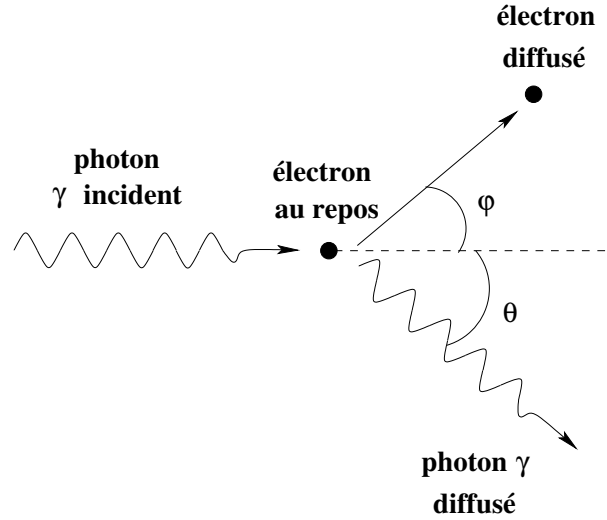


FIGURE 2.4 – Schéma d'une diffusion Compton sur un électron au repos.

2.2.3 Diffusion Compton

La diffusion Compton est une diffusion inélastique d'un rayon X ou gamma sur un électron, schématisée sur la figure 2.4. Dans ce cas, le photon incident, d'énergie E_γ , subit une diffusion d'un angle θ sur l'électron auquel il communique une partie de son énergie. L'énergie du photon diffusé est donc $E_{\gamma'}$ donnée par

$$\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}, \quad (2.1)$$

où $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ et $m_e c^2 \simeq 511 \text{ keV}$ est la masse au repos de l'électron.

L'électron emporte donc une énergie $E_\gamma - E_{\gamma'}$ sous forme d'énergie cinétique. Il est appelé "électron comptonisé".

On définit pour la suite

$$\epsilon = \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma}. \quad (2.2)$$

La figure 2.5 représente ϵ en fonction de l'angle de diffusion Compton. On peut noter sur cette figure que la fraction de l'énergie du rayon gamma incident qui est emportée par le rayon gamma diffusé (c'est-à-dire ϵ) est plus importante et moins variable pour les rayons gamma de plus basse énergie. En effet, à 100 keV, $\epsilon > 0.7$ quel que soit l'angle de diffusion.

Dans un matériau, la section efficace de diffusion Compton croit proportionnellement au numéro atomique Z , ce qui est moins "rapide" que pour l'effet photoélectrique ou la production de paires. Elle est donc favorisée dans les matériaux ayant un numéro atomique faible.

La section efficace différentielle de Klein-Nishina, qui décrit la diffusion Compton, est donnée par

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2 \epsilon^2}{2} (\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta), \quad (2.3)$$

où $r_e \simeq 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ est le rayon classique de l'électron et Ω l'angle solide.

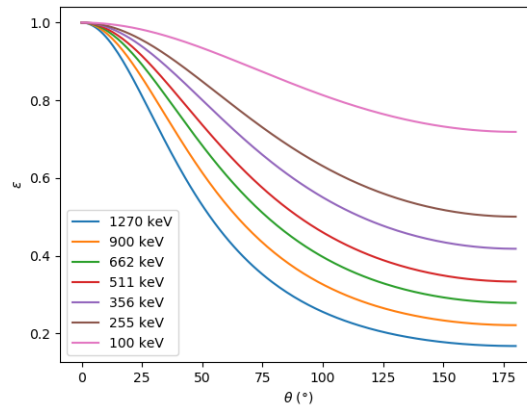


FIGURE 2.5 – Énergie relative du rayon gamma diffusé ϵ en fonction de l'angle de diffusion Compton θ pour différentes énergies de rayon gamma incident $E_\gamma = 100 \text{ keV}$ à $E_\gamma = 1270 \text{ keV}$.

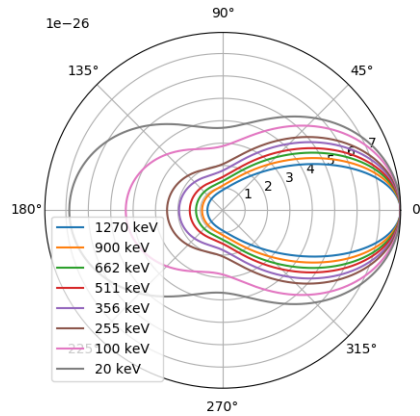


FIGURE 2.6 – Section efficace de diffusion Compton (exprimée en 10^{-26} cm^2) en fonction de l'angle de diffusion Compton θ ($^\circ$) pour différentes énergies de rayon gamma incident $E_\gamma = 20 \text{ keV}$ à $E_\gamma = 1270 \text{ keV}$.

Une vision plus détaillée est donnée par la figure 2.6, où la section efficace d'interaction Compton est représentée en fonction de l'angle de diffusion Compton. On remarque qu'à basse énergie, la diffusion Compton tend vers une diffusion Thomson, puisque $E \rightarrow 0 \Rightarrow \alpha \rightarrow 0 \Rightarrow \epsilon \rightarrow 1$ et que la section efficace différentielle est la même sous cette limite : $\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2 \theta)$. En revanche, à haute énergie, le photon incident a une probabilité plus importante d'être diffusé avec un angle θ faible, donc vers l'avant.

2.2.4 Considérations liées à la diffusion Compton en spectroscopie gamma

Lors de l'interaction d'un rayon gamma avec un détecteur, il se produit généralement l'un des trois effets décrits. Ceux-ci vont générer ou accélérer des électrons (ou positrons), qui vont perdre leur énergie cinétique en ionisant le matériau du détecteur. L'énergie mesurée correspond à celle qui est déposée par ionisation.

Les sections efficaces des trois interactions ainsi que la section efficace totale sont représen-

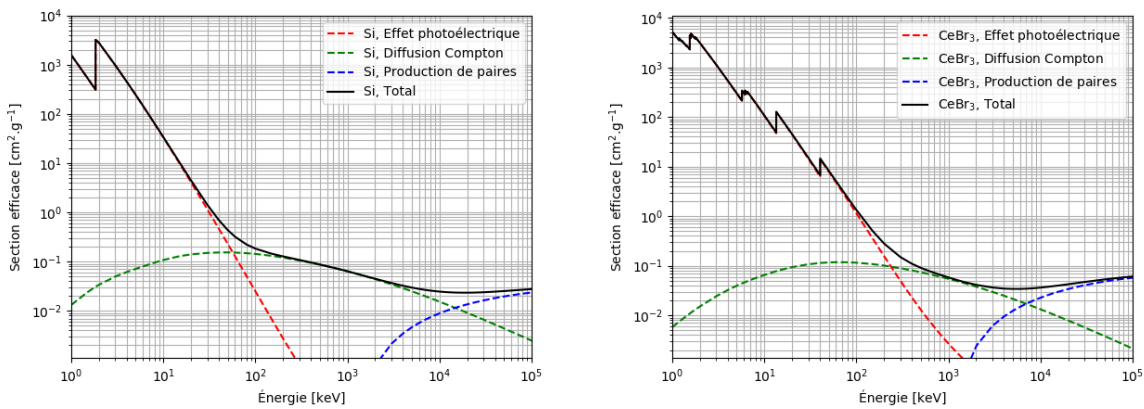


FIGURE 2.7 – Section efficace d’interaction rayonnement-matière et ses trois principales composantes à haute énergie dans deux matériaux : le silicium (Si, à gauche) et le bromure de Cérium (CeBr₃, à droite) [Berger et al., 2010].

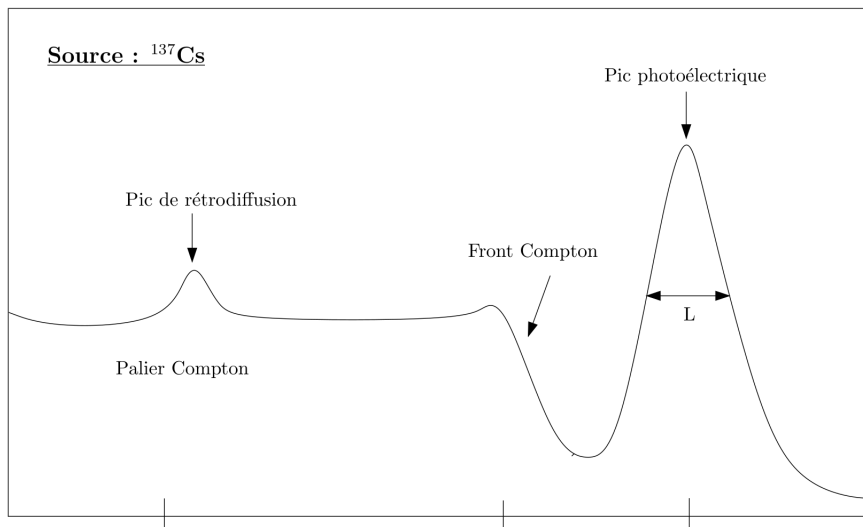


FIGURE 2.8 – Schéma de spectre gamma d’une source de ¹³⁷Cs émettant des rayons gamma à $E_\gamma = 662$ keV. Les trois marques sur l’axe x représentent, de gauche à droite, le pic de rétrodiffusion, le front Compton et le pic de pleine énergie (parfois aussi appelé "pic photoélectrique").

tées pour les deux principaux matériaux des détecteurs utilisés dans ce travail, le silicium et le CeBr₃, sur la figure 2.7.

La figure 2.8 représente schématiquement le spectre gamma d’une source de ¹³⁷Cs émettant des photons de $E_\gamma = 662$ keV, mesuré avec un détecteur. On constate qu’en dehors des photons dont l’énergie est totalement mesurée (ce qui correspond au pic de pleine énergie, parfois appelé "pic photoélectrique"), un grand nombre de photons est détecté dans le palier Compton, ce qui correspond à une détection d’une partie seulement de leur énergie. Ces détections sont dues à l’interaction d’un photon par effet Compton dans le détecteur suivi de l’échappement du photon diffusé.

Les importances relatives du palier Compton par rapport au pic de pleine énergie dépend énormément de la taille physique et du matériau du détecteur, ainsi que de l’énergie du photon

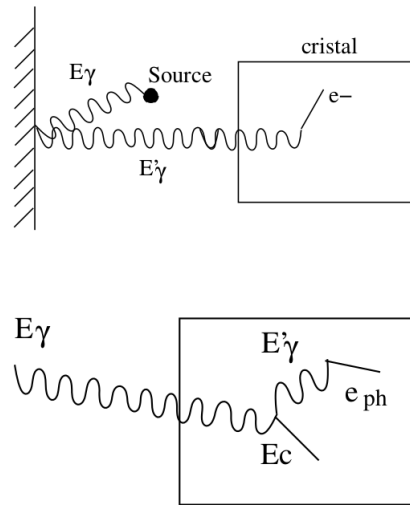


FIGURE 2.9 – Haut : Schéma d'un rayon gamma interagissant dans l'environnement du détecteur avant d'être détecté. Il sera comptabilisé dans le pic de rétro-diffusion. Bas : Schéma d'un rayon gamma déposant toute son énergie dans un détecteur après une interaction Compton puis une interaction photoélectrique (il sera donc comptabilisé dans le pic de pleine énergie).

incident. L'énergie mesurée dans le détecteur est $E_\gamma - E_{\gamma'}$ et dépend donc uniquement de E_γ et de l'angle de diffusion Compton θ (pour une valeur de E_γ donnée, plus l'énergie mesurée est importante plus le photon a été diffusé, voir équation 2.1). De plus, le palier Compton n'est pas strictement plat. Comme montré sur la figure 2.5, tous les photons qui font une diffusion Compton au-delà d'un certain angle $\theta \gtrsim 130^\circ$ déposent approximativement la même énergie, ce qui conduit à la formation d'un pic appelé "Front Compton" au bout du palier Compton. L'énergie à laquelle on attend le front Compton peut être calculée avec l'équation 2.1 comme étant $E_\gamma - E_{\gamma'}(\theta \approx 180^\circ)$, donné par

$$E_\gamma - E_{\gamma'}(\theta = 180^\circ) = \frac{2\alpha E_\gamma}{1 + 2\alpha}, \quad (2.4)$$

où α est défini à l'équation 2.1.

Il faut ici insister sur deux cas particuliers d'interaction Compton, schématisés sur la figure 2.9 : Si une interaction Compton a lieu dans le détecteur, mais que le photon ne s'échappe pas, il sera totalement absorbé et comptabilisé dans le pic de pleine énergie. Si un photon subit une diffusion Compton dans l'environnement du détecteur avant d'être détecté, l'énergie mesurée peut prendre toutes les valeurs de $E_{\gamma'}$. Mais de la même manière que les photons ayant subi une diffusion de $\theta \approx 180^\circ$ dans le détecteur forment le front Compton, les photons ayant subi une diffusion de $\theta \approx 180^\circ$ dans l'environnement forment un pic appelé "pic de rétro-diffusion", dont l'énergie attendue est donnée par

$$E_{\gamma'}(\theta = 180^\circ) = \frac{E_\gamma}{1 + 2\alpha}. \quad (2.5)$$

Il est important de préciser que les énergies calculées ici pour le front Compton et le pic de rétro-diffusion sont calculées pour le cas limite $\theta = 180^\circ$. Il s'agit donc de l'énergie maximum du front Compton et minimum du pic de rétro-diffusion, et non pas de l'énergie des maxima observables sur le spectre.

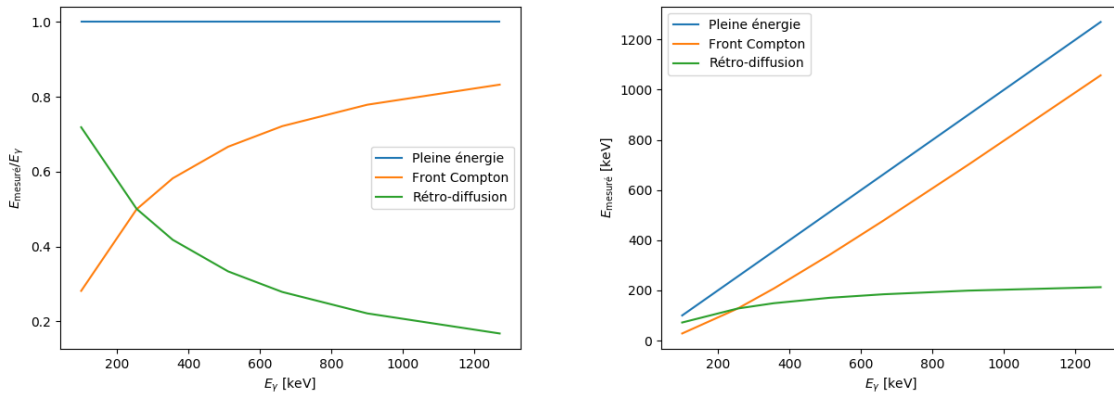


FIGURE 2.10 – Évolution du front Compton et pic de rétro-diffusion avec l'énergie du photon incident. Gauche : énergie mesurée normalisée en fonction de l'énergie du photon gamma incident. Droite : idem sauf que l'énergie mesurée n'est pas normalisée

La figure 2.10 représente l'évolution de l'énergie attendue pour le front Compton et le pic de rétro-diffusion avec l'énergie du photon incident. On peut voir que pour des rayons gamma incidents d'énergie $E_\gamma < \frac{m_e c^2}{2}$, le pic de rétro-diffusion se situe entre le front Compton et le pic de pleine énergie. À haute énergie, l'énergie attendue pour le pic de rétro-diffusion tend vers $\frac{m_e c^2}{2} \approx 255.5$ keV. Finalement, on peut noter que les photons rétro-diffusés dans l'environnement sont, du point de vue du détecteur, des photons incident d'énergie plus faible. Ils sont théoriquement susceptibles de générer un front Compton associé et/ou un pic de rétro-diffusion, bien que ces effets soient rarement visibles.

2.3 Télescope Compton

Un télescope Compton est un dispositif qui permet d'obtenir une image, dite image Compton, dans la gamme d'énergie du MeV. Le principe de fonctionnement de l'imagerie Compton, qui permet également de déduire l'énergie des photons observés, est exposé dans une première section. Je présenterai ensuite la méthode utilisée dans la suite de ce manuscrit pour mesurer la polarisation linéaire d'une source avec un télescope Compton.

2.3.1 Imagerie et spectroscopie Compton

L'imagerie Compton est basée sur la reconstruction de diffusions Compton. Elle a été proposée pour la première fois dans [Schonfelder et al., 1973] et [Todd et al., 1974]. Dans un télescope Compton avec calorimètre, tels que ceux discutés dans la suite, un photon subit une diffusion Compton lors d'une première interaction avant d'être absorbé lors d'une deuxième interaction. On considère le cas dans lequel les deux interactions ont eu lieu dans deux détecteurs différents. Le principe de fonctionnement du télescope Compton est alors illustré sur la gauche de la figure 2.11.

On mesure les positions d'interaction r_1 et r_2 et l'énergie déposée E_1 et E_2 dans les deux détecteurs D1 et D2, respectivement. La mesure des énergies E_1 et E_2 donne l'angle de diffusion Compton θ en inversant la formule 2.1, ce qui donne l'équation 2.6 (avec, par définition, $E_\gamma = E_1 + E_2$ et $E_{\gamma'} = E_2$). On remarque par ailleurs qu'on en déduit l'énergie du photon incident

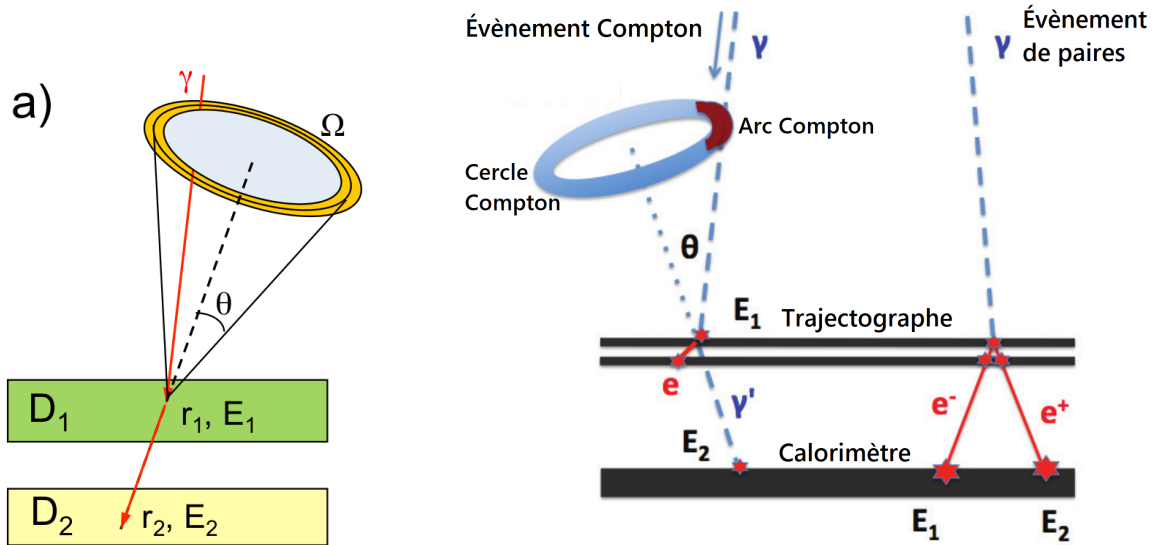


FIGURE 2.11 – Principe de fonctionnement de l'imagerie Compton. Gauche : pour un télescope Compton classique. Droite : pour un télescope Compton avec suivi des électrons ("electron tracking").

E_γ . Les deux positions d'interaction permettent de déterminer la direction du photon diffusé. On contraint donc la direction du photon incident à un cône d'ouverture θ et dont l'axe de révolution est la droite passant par les points r_1 et r_2 . La mesure de plusieurs photons permet de localiser la source, qui sera située à l'intersection de tous les cônes, comme montré sur la gauche de la figure 2.12.

$$\theta = \arccos \left[1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \right] \quad (2.6)$$

Le cas décrit ci-dessus est bien sûr idéalisé. En pratique, il peut être difficile de déterminer dans quel détecteur a eu lieu la première interaction, et il n'est jamais assuré que l'énergie collectée par les détecteurs correspond à la totalité de l'énergie déposée.

On peut aussi noter que l'électron comptonisé dans le détecteur D1 n'est pas libre, mais lié à un atome. Il n'est donc pas au repos, mais a un mouvement propre dont la direction ne peut pas être déterminée. Cette incertitude est une limite fondamentale de résolution angulaire pour les télescopes Compton [Zoglauer, 2006].

Le premier télescope Compton mis en orbite est l'instrument COMPTEL à bord du Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) [Schoenfelder et al., 1993]. Son fonctionnement est en tout point similaire à un télescope Compton "classique", avec la spécificité que les détecteurs choisis pour D1 et D2 étaient suffisamment rapides pour permettre une détermination électronique de l'ordre des interactions. Depuis, de nouveaux concepts ont été proposés suite à ce retour d'expérience. Parmi les plus récents, on peut citer e-ASTROGAM [De Angelis et al., 2017] et AMEGO [McEnery et al., 2019]. Ils présentent la particularité de remplacer le détecteur D1 par un trajectographe, ce qui permet le suivi des électrons comptonisés ayant une énergie cinétique suffisante. L'intérêt de suivre les électrons comptonisés est de permettre de mieux contraindre la position de la source, sur un arc de cône, comme montré sur la figure 2.12. Cela permet aussi de reconstruire des photons ayant généré une paire $e^+ - e^-$ dans le trajectographe, comme montré sur la droite de la figure 2.11.

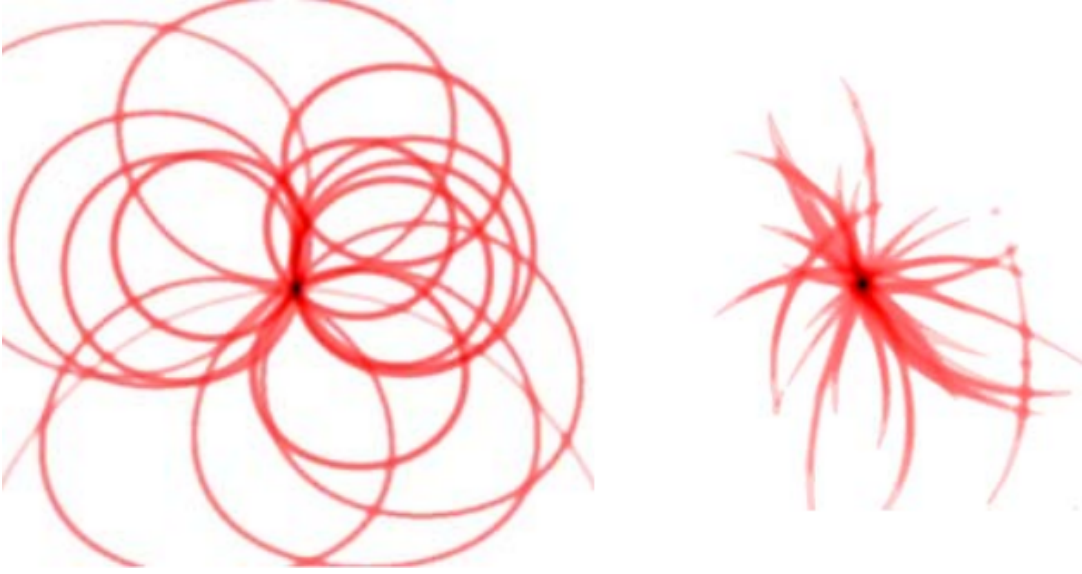


FIGURE 2.12 – Exemples d’images Compton. Gauche : pour un télescope Compton classique. Droite : pour un télescope Compton avec suivi des électrons ("electron tracking") [Zoglauer, 2006]

2.3.2 Polarimétrie Compton

La diffusion Compton est intrinsèquement sensible à la polarisation linéaire des photons incidents. En effet, la section efficace différentielle de Klein-Nishina pour les photons polarisés linéairement est donnée par

$$\frac{d\sigma_{\text{KN,pol}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2 \epsilon^2}{2} (\epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta'), \quad (2.7)$$

où ϵ est défini à l’équation 2.2, Ω l’angle solide, et θ et η' sont les angles de diffusion polaire (par rapport à la direction de propagation du photon incident) et azimutal (par rapport à la direction du champ électrique du photon incident), respectivement, comme montré sur la figure 2.13.

Afin de mesurer une fraction de polarisation Π , on considère $\forall \theta, E_\gamma$ la répartition des angles η donnée par

$$\begin{aligned} P_0(\eta) &= \left. \frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} \right|_{\eta'=\eta-\eta_0} = \frac{r_e^2 \epsilon^2}{2} (\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta), \\ P_1(\eta) &= \left. \frac{d\sigma_{\text{KN,pol}}}{d\Omega} \right|_{\eta'=\eta-\eta_0} = \frac{r_e^2 \epsilon^2}{2} (\epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin^2 \theta \cos^2(\eta - \eta_0)), \end{aligned} \quad (2.8)$$

où η' est l’angle azimutal de diffusion Compton dans le référentiel du photon et η celui dans le référentiel de l’instrument, et η_0 est l’angle de polarisation du rayonnement dans le référentiel de l’instrument. On a considéré pour P_0 la section efficace différentielle de Klein-Nishina pour les photons non-polarisés et pour P_1 celle pour les photons polarisés linéairement. En utilisant $2 \cos^2 x = 1 + \cos(2x)$, on peut réécrire $P_1(\eta)$ comme

$$P_1(\eta) = \frac{r_e^2 \epsilon^2}{2} [\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta - \sin^2 \theta \cos(2(\eta - \eta_0))] = P_0(\eta) [1 - \mu_{100} \cos(2(\eta - \eta_0))],$$

avec

$$\mu_{100} = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta}. \quad (2.9)$$

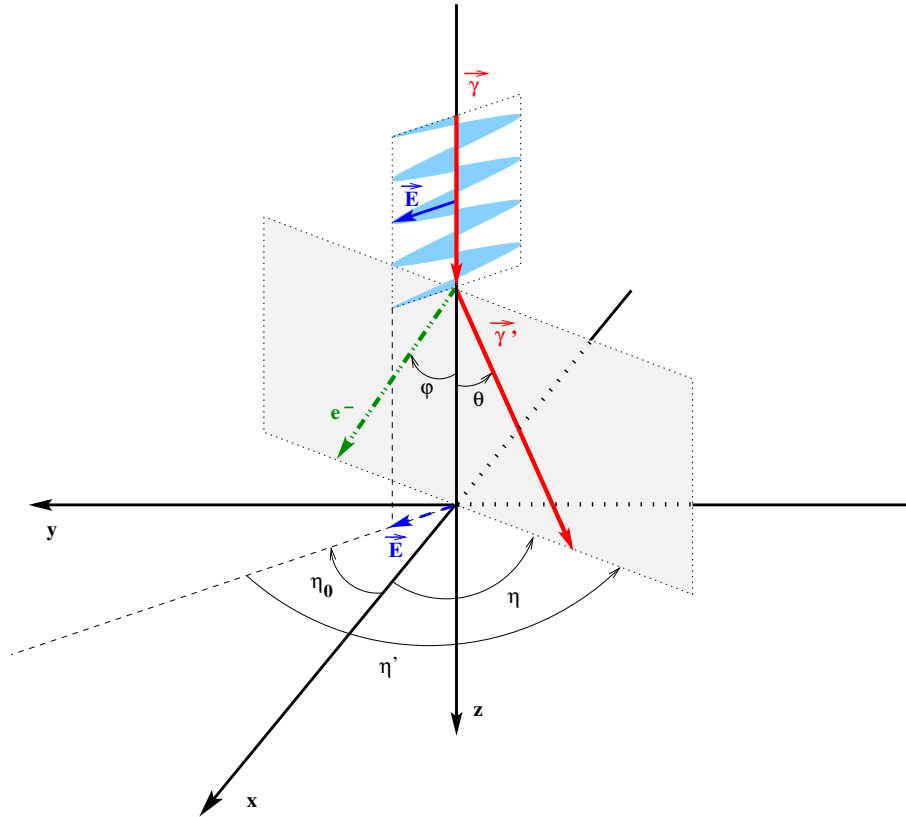


FIGURE 2.13 – Définition des angles de diffusion Compton. θ est défini comme l'angle entre l'axe z de propagation du photon incident et la direction de propagation du photon diffusé. η' est défini comme l'angle entre la direction du champ électrique du photon incident et la projection sur le plan xy de la direction de propagation du photon diffusé. On a $\eta' = \eta - \eta_0$, où η_0 est l'angle de polarisation.

Pour un rayonnement polarisé linéairement avec une fraction de polarisation Π , on attend une modulation normalisée $p_{\Pi}(\eta)$ des angles azimutaux de diffusion Compton η donnée par

$$p_{\Pi}(\eta) = \frac{\Pi P_1(\eta) + (1 - \Pi)P_0(\eta)}{\int_0^{2\pi} \Pi P_1(\eta) + (1 - \Pi)P_0(\eta) d\eta} = \frac{1}{2\pi} [1 - \mu_{100}\Pi \cos(2(\eta - \eta_0))] , \quad (2.10)$$

où μ_{100} est l'amplitude de la modulation attendue pour une source polarisée linéairement à 100%. μ_{100} dépend de l'énergie ainsi que de l'angle de diffusion Compton, mais aussi du dispositif expérimental, c'est-à-dire de la géométrie du télescope Compton. Pour un dispositif expérimental idéal, μ_{100} est donné par l'équation 2.9. La figure 2.14 représente ce μ_{100} maximal théorique.

En pratique, la distribution des angles azimutaux de diffusion Compton η présentera donc une modulation sinusoïdale donnée par l'équation 2.10, dont l'amplitude est $\mu_{100}\Pi$, proportionnelle à la fraction de polarisation Π , et dont la phase donne l'angle de polarisation η_0 . Afin d'extraire ces deux grandeurs d'un jeu de données, on ajuste la fonction $p_{\Pi}(\eta)$ à la distribution des angles azimutaux de diffusion Compton, où Π et η_0 sont les paramètres libres de l'ajustement. Dans la suite, on appelle "polarigramme" cette distribution. Un exemple de polarigramme est montré sur la figure 2.15.

Pour cette méthode, la sensibilité à la polarisation peut s'écrire en comparant la variation poissonnienne du taux de comptage total (source et fond) à l'amplitude de la variation atten-

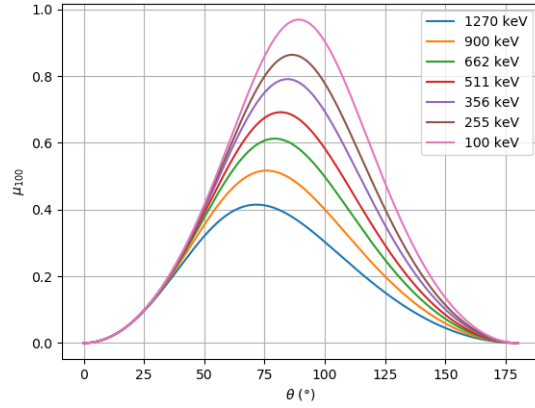


FIGURE 2.14 – μ_{100} maximal théorique en fonction de θ et de l'énergie, donné par l'équation 2.9.

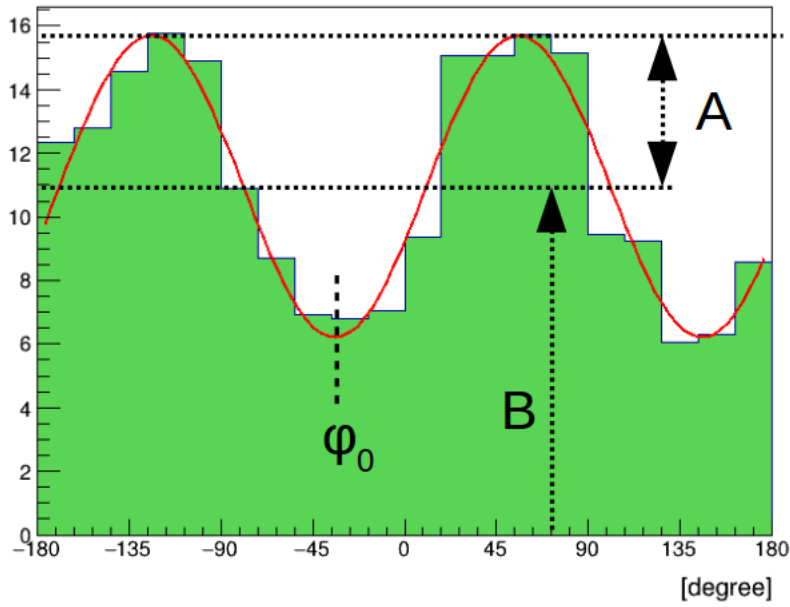


FIGURE 2.15 – Exemple de polarigramme annoté. La distribution des angles azimutaux de diffusion Compton est représentée en vert et l'ajustement de $p_{\Pi}(\eta)$ en rouge. $\eta_0 \equiv \varphi_0$ représente l'angle de polarisation et $\mu_{100}\Pi = \frac{A}{B}$.

due. La fraction de polarisation minimum détectable, appelée "MDP" pour "minimum detectable polarization", est donnée par

$$\text{MDP} = \frac{n_{\sigma}\sqrt{S+B}}{\mu_{100}S}, \quad (2.11)$$

où S est le nombre de photons de la source qui ont été détectés, B le nombre de photons attribués au fond et $n_{\sigma} = 4.29$ pour un intervalle de confiance à 99 % [Weisskopf et al., 2006].

Toutefois, cela suppose que le fond est parfaitement connu et soustrait (puisque l'on ne considère ici que sa variation poissonnienne). Cela suppose aussi que les divers effets systématiques, parmi lesquels on peut mentionner les effets de la géométrie du télescope et de l'incidence de la

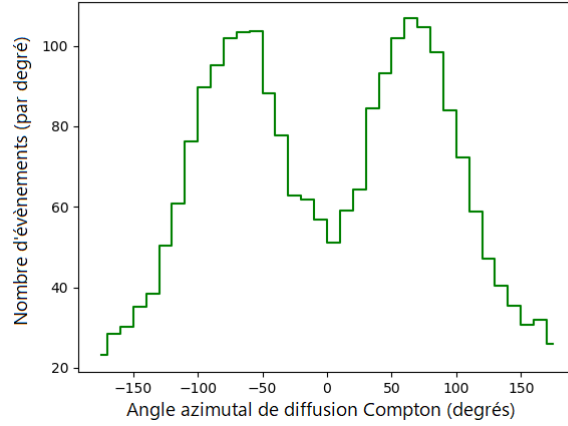


FIGURE 2.16 – Exemple de distribution d’angles azimutaux de diffusion Compton pour une source non polarisée (effets géométriques). Cette distribution représente $Sg(\eta)$ avec les notations de l’équation 2.12.

source (pour une liste plus complète et illustrée, voir e.g. [Lei et al., 1997]), sont connus et corrigés. En pratique, on peut modéliser la distribution des angles azimutaux de diffusion Compton d’un jeu réaliste de données par

$$P_{\Pi}(\eta) = Sg(\eta)p_{\Pi}(\eta) + Bf(\eta), \quad (2.12)$$

où $g(\eta)$ représente les effets systématiques, $f(\eta)$ le fond, et S et B le nombre de photons attribués à la source et au fond, respectivement. La figure 2.16 représente un exemple de $Sg(\eta)$. Il peut arriver que les effets systématiques aient une amplitude supérieure à la modulation attendue pour une source 100 % polarisée (i.e. $\frac{\max_{\eta}(g)}{\bar{g}} > \mu_{100}$, où \bar{g} est la moyenne de g). C’est pourquoi en pratique on ajuste $p_{\Pi}(\eta)$ à la distribution corrigée $\frac{P_{\Pi}(\eta) - Bf(\eta)}{P_0(\eta) - Bf(\eta)}$. Sauf précision contraire, ce travail a été effectué pour tous les polarigrammes présentés dans ce manuscrit.

Pour conclure, on peut noter que cette méthode de mesure de la polarisation n’utilise qu’un paramètre de la diffusion Compton, l’angle azimutal. Une méthode basée sur un calcul de maximum de vraisemblance (décrite et utilisée dans e.g. [Lowell et al., 2017]) permet d’utiliser les autres grandeurs mesurées comme l’énergie du photon incident ou l’angle de diffusion Compton.

2.4 Le projet de mission spatiale COMCUBE

Les nano-satellites sont définis comme étant des satellites d’une masse inférieure à 20 kg, ce qui leur permet d’être lancés à moindre coût. Aujourd’hui la majorité des nano-satellites sont des CubeSats, c’est-à-dire qu’ils respectent un certain nombre de normes. Cela a permis de standardiser certains composants des systèmes embarqués et des dispositifs de lancement. Les CubeSats sont composés d’unités, parfois appelées "U", d’une taille maximum de $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ et d’une masse maximum de 1.33 kg. Ces unités peuvent être combinées pour former des satellites plus grands, de 1.5U, 2U, 3U, 6U ou même 12U.

De nombreux projets de missions spatiales ont vu le jour à la fin des années 2010 visant à détecter des sursauts gamma à l’aide d’un ou plusieurs CubeSats équipés de détecteurs de

rayons X/gamma, principalement des détecteurs à scintillation. Cette approche permet d'observer tout le ciel avec une bonne sensibilité et à moindre coût. De plus, ce système de détection est modulaire et très redondant, ce qui le rend résistant au dysfonctionnement d'un satellite. Cette approche permet également de localiser rapidement les sursauts gamma par triangulation, en comparant pour chaque paire de satellite le temps d'arrivée du sursaut gamma.

Parmi ces projets, on peut citer :

- CAMELOT [Werner et al., 2018], un projet de constellation de 9 CubeSats embarquant chacun deux scintillateurs rectangulaires en CsI, disposés sur deux côtés du satellite. GRBalpha est un démonstrateur technique du détecteur qui sera utilisé dans CAMELOT. Il a été mis en orbite le 22 mars 2021, et a déjà détecté plusieurs sursauts gamma ;
- BurstCube [Smith, 2019], un projet de constellation dont le lancement du premier CubeSat est prévu fin 2022-début 2023 depuis l'ISS. Chaque CubeSat embarquera quatre scintillateurs cylindriques en CsI lus par des matrices de SiPMs ;
- GRID [Wen et al., 2019], un projet de constellation dont les deux premiers CubeSats ont été mis en orbite en 2018 et en 2020. Chaque CubeSat embarque quatre scintillateurs en GAGG :Ce lus par des matrices de SiPMs ;
- HERMES [Fuschino et al., 2019], un projet de constellation comportant trois, puis neuf puis un très grand nombre de CubeSats. Ils embarqueront un détecteur mixte X/gamma utilisant une matrice de cristaux de GAGG :Ce, chacun couplé à un détecteur à dérive en silicium, qui peut être utilisé directement pour détecter les rayons X ou pour collecter la lumière de scintillation du cristal.

COMCUBE est un projet de mission spatiale visant à mettre en orbite terrestre basse une constellation de CubeSats. Ce projet est issu de la collaboration de plusieurs laboratoires français (IJCLab, CEA-IRFU, IRAP) et européens (INFN (Rome), UCD (Dublin), Johannes Gutenberg University (Mainz), LIP (Coimbra)). Il permettra de mesurer le spectre, la courbe de lumière et de participer à la localisation rapide des sursauts gamma. De plus, son objectif principal est d'ajouter à ces observations une mesure de la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma les plus brillants. Cela fait de ce projet l'un des plus ambitieux pour cette classe de satellites.

L'objectif scientifique de COMCUBE est de mesurer la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma. Pour ce faire, chaque CubeSat embarquera un petit télescope Compton optimisé pour la polarimétrie. Cet aspect est discuté au chapitre 5. Cet instrument s'appuie sur les développements instrumentaux menés dans plusieurs laboratoires de la collaboration. Il sera étalonné en détail au sol avant son lancement, en particulier pour mesurer au mieux les effets systématiques qui pourraient contaminer les mesures de polarisation. Cette conception focalisée sur un objectif scientifique ambitieux permet d'envisager une mission avec des performances de premier ordre pour un coût et un temps de développement réduit.

Cette mission est également un démonstrateur technique des détecteurs qui sont envisagés pour un observatoire Compton plus important. Elle permettra de tester en conditions réelles des détecteurs en silicium à pistes du même type que ceux envisagés pour un grand observatoire spatial au MeV, ainsi que leur électronique de lecture à bas bruit. Elle permettra également de vérifier dans un environnement spatial les performances attendues des détecteurs à scintillateurs de nouvelle génération, comme le CeBr₃ (un détecteur de ce type est présenté au chapitre 3), et des matrices de SiPM, qui pourraient remplacer les tubes photo-multiplicateurs dans les applications spatiales en raison de leurs plus faibles encombrement et consommation électrique.

Le projet COMCUBE s'est concrétisé au début de l'année 2020, plus d'un an après le début de ma thèse. Il a bénéficié des développements instrumentaux menés depuis 2017 au CSNSM

et à l'IPN, puis à IJCLab¹, sur le projet ComptonCAM de caméra Compton portative pour le démantèlement de sites nucléaires [Tatischeff et al., 2019], projet qui s'appuie lui-même sur les développements instrumentaux menés auparavant dans le cadre d'un projet d'observatoire gamma au MeV comme e-ASTROGAM [De Angelis et al., 2017]. Le début de mon travail de thèse, présenté au chapitre 3, a consisté à développer un détecteur utilisé dans COMCUBE, mais qui était prévu originellement pour faire partie du calorimètre d'e-ASTROGAM, et qui est utilisé dans ComptonCAM. La mise au point d'un petit télescope Compton, présentée au chapitre 4, s'inscrit précisément dans le déroulement du projet ComptonCAM. Elle s'est déroulée en parallèle des simulations discutées au chapitre 5. On peut finalement noter qu'un instrument Compton compact de ce type pourrait être utilisé à des fins de diagnostic ou de contrôle dans le cadre de certains traitements médicaux.

Conclusion

Bien que sous-observée, la gamme d'énergie du MeV en astronomie est un domaine très riche. En dehors des sursauts gamma, on peut y trouver de nombreux autres phénomènes liés à des objets compacts, mais aussi des processus de nucléosynthèse et d'enrichissement du milieu interstellaire en métaux.

Un télescope Compton est un instrument qui permet d'obtenir une image dans la gamme d'énergie du MeV, mais permet également d'obtenir un spectre et une mesure de polarisation. La suite de ce manuscrit se concentrera dans le chapitre 3 sur la mise au point d'un nouveau type de détecteur pour l'imagerie et la polarimétrie Compton, qui sera utilisé dans le prototype de télescope Compton présenté au chapitre 4. Enfin, le chapitre 5 présentera la conception du télescope Compton embarqué dans COMCUBE et les premières estimations de ses performances.

1. IJCLab est issu de la fusion, au premier janvier 2020, du CSNSM, de l'IPN, du LAL, de l'IMNC et du LPT.

Chapitre 3

Un nouveau détecteur pour l'imagerie et la polarimétrie Compton

Dans ce chapitre, je présente les développements que j'ai réalisés sur un nouveau type de détecteur sensible à la position d'interaction avec un rayon gamma. Ce détecteur sera souvent appelé dans la suite "module calorimètre" ou simplement "module". Le module calorimètre décrit dans ce chapitre constitue une pièce centrale du prototype de télescope et polarimètre Compton décrit au chapitre 4, et ses propriétés et performances sont utilisées dans les simulations décrites au chapitre 5.

Les modules calorimètres constituent l'étage inférieur du télescope Compton, chargé d'absorber le rayon gamma diffusé. Chaque module est constitué d'un cristal scintillant monolithique couplé optiquement à un détecteur de lumière pixellisé. Pour être utilisé dans un télescope Compton, chaque module doit pouvoir déterminer l'énergie déposée et la position d'interaction des rayons gamma ayant interagis dans le cristal scintillant. La précision avec laquelle ces deux grandeurs peuvent être mesurées va avoir un effet direct sur la qualité des images, spectres et mesures de polarisation obtenues avec le télescope Compton.

Dans une première partie, je vais présenter le module calorimètre ainsi que le dispositif expérimental utilisé pour caractériser sa résolution en énergie et en position. Je vais ensuite décrire la procédure de détermination de l'énergie, et enfin la méthode permettant de déterminer la position d'interaction utilisant un réseau de neurones artificiels.

Les principaux résultats de ce chapitre ont été publiés dans l'article [Laviron et al., 2021].

3.1 Description des modules testés

Le module que j'ai étudié repose sur un cristal scintillant de CeBr_3 de $51 \times 51 \times 10 \text{ mm}^3$. Ce matériau a été choisi parce qu'il est assez dense (5.2 g.cm^{-3}), qu'il présente un rendement lumineux élevé ($\approx 45 \text{ photons.keV}^{-1}$) et que sa radioactivité interne est très faible. En revanche, ce matériau est hygroscopique, c'est-à-dire qu'il peut absorber l'humidité de l'air. Lorsque cela se produit, le cristal se dissout dans l'humidité absorbée, et le détecteur est donc détruit. Pour éviter que cela ne se produise, le cristal est intégré dans un boîtier en aluminium étanche fermé par une face de quartz et rempli d'un gaz inerte par le fabricant, ici Scionix. On appellera dans la suite la "face d'entrée" du cristal ou du détecteur le côté carré opposé à la vitre en quartz. Sur cette face, l'aluminium ne mesure que 0.5 mm d'épaisseur, pour être aussi transparent que possible aux rayons gamma. Sur les quatre petites faces, l'aluminium mesure 6.5 mm d'épaisseur. On peut voir cet assemblage sur la gauche de l'image 3.1.

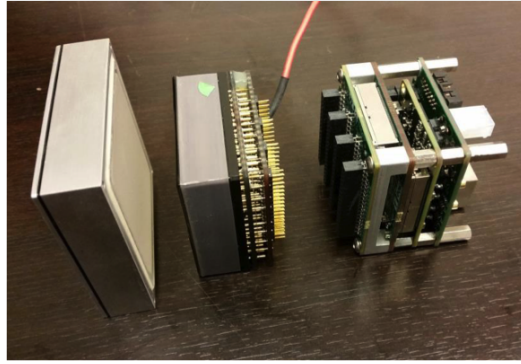


FIGURE 3.1 – Photographie des composants d'un module calorimètre démonté. De gauche à droite : le cristal de CeBr_3 dans son boîtier étanche, le tube photomultiplicateur multi-anode (MAPMT) et l'électronique de lecture ROSMAP. Le volume sensible au rayonnement gamma (le cristal) mesure $51 \times 51 \times 10 \text{ mm}^3$

Lorsqu'un rayonnement ionisant interagit avec le cristal scintillant, ce dernier émet de la lumière de scintillation dans l'UV proche, autour de 350 nm. Cette lumière est émise de manière isotrope le long du parcours des particules chargées ionisantes circulant dans le cristal. Dans le cas des rayons gamma, elle est émise par le ou les électrons accélérés par interaction Compton ou photoélectrique avec le photon ionisant, ou par la paire électron-positron générée par interaction avec un noyau. Afin de collecter cette lumière, ce scintillateur est couplé optiquement à la plaque de quartz, elle-même couplée à un tube photomultiplicateur multi-anode (MAPMT) par de la graisse optique. Les cinq autres faces du cristal sont enveloppées d'un matériau qui diffuse la lumière de scintillation.

Le photomultiplicateur utilisé est un H12700A fabriqué par Hamamatsu (au centre de l'image 3.1). Il mesure 52 mm de côté, la photocathode mesure $48.5 \times 48.5 \text{ mm}^2$ et est en bialkali, sensible de 650 nm à 300 nm. Il est composé de 8×8 voies de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, sauf les voies du bord qui mesurent 6.25 mm de large. En règle générale, nous avons utilisé une tension de polarisation du photomultiplicateur de 1000 V.

Le MAPMT est connecté à une électronique de lecture spécifique ROSMAP (à droite de l'image 3.1) développée par l'entreprise Ideas (Norvège). Celle-ci amplifie et numérise les signaux des 64 voies lorsqu'une particule ou un rayonnement dépose suffisamment d'énergie dans le cristal pour déclencher l'électronique.

Le principe de fonctionnement de ce détecteur est représentée sur la figure 3.2. Lorsqu'un rayonnement interagit avec le cristal, le photodétecteur pixélisé mesure la distribution spatiale de la lumière de scintillation. Cette distribution permet de déterminer la position d'interaction du rayonnement en trois dimensions dans le volume du cristal. De plus, l'énergie déposée lors d'une interaction est proportionnelle à la quantité de lumière de scintillation générée.

On appellera dans ce chapitre "évènement" cette interaction et les données résultantes. Un exemple d'évènement est montré sur la figure 3.3. Les évènements détectés sont immédiatement transmis par l'électronique ROSMAP via une interface réseau à un ordinateur exécutant un programme d'acquisition.

Il existe actuellement 6 modules identiques, numérotés "prototype" pour le premier et 1 à 5 à partir du deuxième. Sauf précision contraire, les données et résultats présentés ont été obtenus à partir de données du module "prototype". Les méthodes décrites dans la suite ont été appliquées par l'équipe aux cinq autres modules, et les résultats sont discutés en conclusion de ce chapitre.

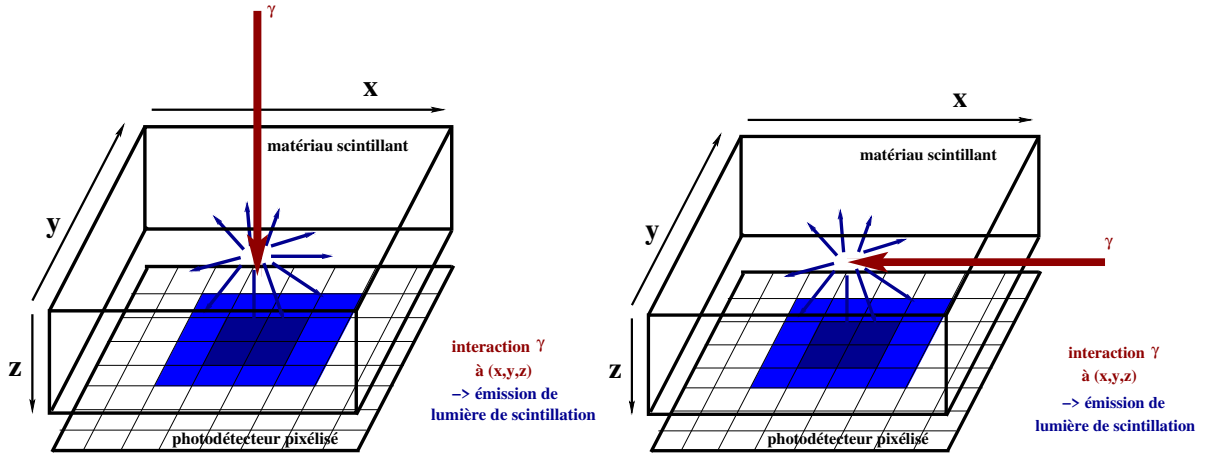


FIGURE 3.2 – Schéma du principe de fonctionnement du module calorimètre. La lumière de scintillation est représentée en bleu, le rayon gamma incident en rouge, et les limites du cristal scintillant et des voies du MAPMT en noir. Gauche : le rayon gamma incident arrive de face, perpendiculairement au plan xy . Droite : le rayon gamma incident arrive perpendiculairement à l'axe z .

3.1.1 Description du banc de scan

Afin de pouvoir tester la capacité de notre détecteur à localiser la position d'interaction d'un rayon gamma, un dispositif appelé "banc de scan" a été développé au CSNSM (avant la création d'IJCLab). Il utilise une source radioactive collimatée pour générer un faisceau fin de rayons gamma, afin de n'irradier qu'une position du détecteur. Cette position d'irradiation est parfois appelée "position mécanique". Dans ce dispositif, la source et le collimateur sont fixes,

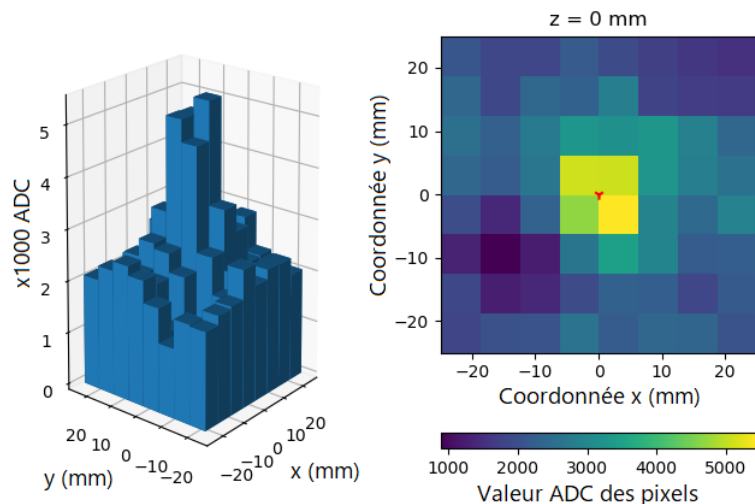


FIGURE 3.3 – Exemple d'évènement dans un module calorimètre. Les deux parties de la figure montrent les mêmes données, à gauche en perspective cavalière et à droite en dégradé de couleurs. La quantité de lumière collectée sur chaque pixel est exprimée en ADC (unité de mesure numérique). Le signe rouge dans la partie droite indique les coordonnées (x, y) connues de l'interaction.



FIGURE 3.4 – Photographie légendée du banc de scan automatisé avec la source de ^{137}Cs et son collimateur. La source est encadrée en orange, le collimateur en jaune, le cristal de CeBr_3 , le MAPMT et le ROSMAP respectivement en violet, bleu et vert clair. Le boîtier de la carte Arduino est encadré en vert foncé et le moteur pas-à-pas responsable du mouvement en y en rose (celui en x est situé sous le boîtier et n'est donc pas visible sur cette photo). Le blindage en plomb, qui est constitué de briques blanches et grises, est entouré de noir.

et le module peut être déplacé pour irradier différentes positions sur toute la surface d'entrée du scintillateur.

La photographie légendée sur la figure 3.4 permet de visualiser la position des différents éléments discutés ci-après. Nous avons utilisé deux sources radioactives : une de ^{241}Am émettant des rayons gamma de 59.5 keV, et une de ^{137}Cs émettant des rayons gamma de 662 keV.

La source d' ^{241}Am a une activité de 424 kBq et est collimatée par une rondelle de cuivre de 10 cm de diamètre extérieur, de 1 mm de diamètre intérieur et de 1 cm d'épaisseur.

La source de ^{137}Cs a une activité de 15 MBq. Elle est maintenue dans un cylindre de 10 cm de diamètre extérieur et de 1 cm de long, fabriqué en Densimet 185, un alliage contenant 97 % de tungstène et d'une densité de 18.5. De cette manière, la partie radioactive des sources (qui mesure 1 mm^3) est au centre d'un cylindre de 10 cm de diamètre. Cet ensemble peut être placé dans un collimateur constitué de dix cylindres de Densimet 185 de 10 cm de diamètre extérieur, de 1 cm de diamètre intérieur et de 1 cm d'épaisseur, mis bout-à-bout. Derrière la source, pour des raisons de radioprotection, un cylindre de 10 cm de diamètre extérieur et de 3 cm de long limite l'irradiation de la pièce pendant les acquisitions. À l'intérieur de ce collimateur, on peut placer différents cylindres de 10 cm de long, toujours en Densimet 185, permettant de varier

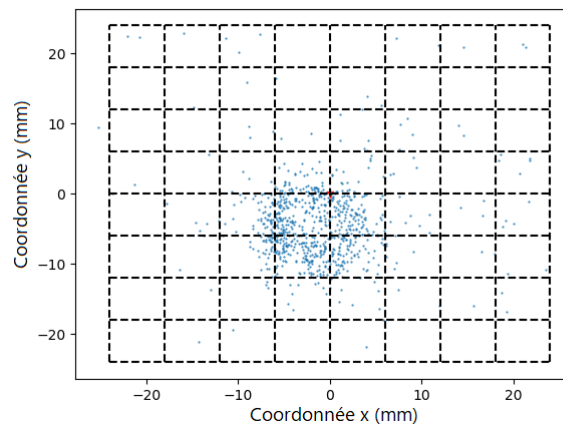


FIGURE 3.5 – Reconstruction de la position de plusieurs rayons gamma (points bleus) du pic de pleine énergie de la source de ^{137}Cs , en utilisant le cylindre de Densimet 185 plein de 6 mm de diamètre extérieur et les cales en acier. Les positions sont obtenues avec un réseau de neurones artificiels préliminaire et présentent donc des aberrations discutées dans la section 3.3. On voit le cercle correspondant aux rayons gamma qui ne sont pas absorbés par les cales en acier, qui contient beaucoup plus d'évènements que la radioactivité ambiante.

le diamètre intérieur du collimateur. Les dimensions des plus utilisés sont récapitulés dans le tableau 3.1.

Diamètre intérieur	Diamètre extérieur
2 mm	10 mm
1.3 mm	8 mm
1 mm	6 mm
Plein (0 mm)	10 mm
Plein (0 mm)	6 mm

TABLE 3.1 – Liste des collimateurs disponibles pour la source de ^{137}Cs .

Pour les cylindres mentionnés ci-dessus dont les diamètres extérieurs ne sont pas 10 mm, on utilise des cales cylindriques, également en Densimet 185. En effet, les cales en acier précédemment utilisées ne sont pas assez opaques au rayonnement gamma à 662 keV, comme on peut le voir sur la figure 3.5, où l'on devine un cercle correspondant aux rayons gamma se propageant à travers l'acier.

Le support pour le module calorimètre permet d'accueillir un module, qui peut être irradié de face (comme dans la figure 3.2 à gauche) ou de profil (comme sur la figure 3.2 à droite et sur la photo 3.4). Le support se déplace dans le plan perpendiculaire au faisceau de rayons gamma collimatés. Il est entraîné par deux moteurs pas-à-pas qui entraînent des vis sans fin et qui sont commandés par une carte Arduino, elle-même responsable de la communication avec l'ordinateur d'acquisition via une connexion RS-232.

On peut utiliser d'autres sources qui ne peuvent pas être collimatées parce que leur zone active est trop étendue ou parce que leur activité est trop faible. Le tableau 3.2 liste les sources utilisées.

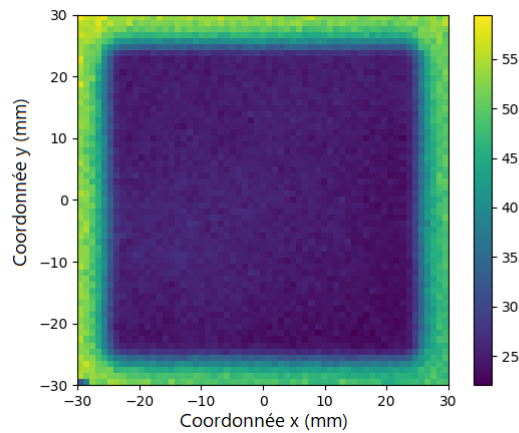


FIGURE 3.6 – Carte de la transparence du détecteur, obtenue en scannant sa surface avec la source de ^{241}Am avec un pas de 1 mm. L'échelle de couleur représente le temps passé pour acquérir 1000 évènements à chaque position mécanique (en secondes), elle est donc inversement proportionnelle au taux de comptage.

Isotope	Activité en 2019	Raies principales	Collimation
^{241}Am	424 kBq	59.5 keV	oui
^{137}Cs	15 MBq	662 keV	oui
^{207}Bi	37 kBq	570 keV et 1064 keV	non
^{133}Ba	2.4 MBq	80 keV et 356 keV	non

TABLE 3.2 – Listes des sources radioactives disponibles.

3.1.2 Description des logiciels utilisés

Dans cette section je présente les programmes utilisés pour l'acquisition et l'analyse des données. Le but de ces programmes est d'acquérir et de préparer les données en vue d'une utilisation avec un réseau de neurones artificiels. Une description plus exhaustive est donnée en annexe A.1.

Acquisition des données

L'acquisition de données avec le module calorimètre et le banc de scan se fait à l'aide d'un logiciel développé sous LabVIEW. Il permet de paramétrer l'électronique ROSMAP, de lire les données et d'afficher un spectre ou les évènements en temps réel. Les données brutes peuvent être enregistrées dans un fichier, dans un format ASCII ou binaire.

Un autre programme LabVIEW permet de contrôler le banc de scan. Il génère de la même manière un fichier par position d'irradiation. L'ensemble des positions d'irradiation et le nombre d'évènements à acquérir par position est défini en début d'acquisition. On appellera "scan" l'ensemble des données acquises à toutes les positions d'irradiation.

Avant chaque acquisition de données, on procède à une mesure de la position du cristal dans les coordonnées du banc de scan. Pour cela, on peut en faire une radioscopie complète, en mesurant le taux de comptage à chaque position mécanique d'un scan complet en 2D avec

un pas de 1 mm, comme montré sur la figure 3.6. Généralement, on se contentera de scanner une ligne perpendiculaire à un bord du cristal avec un pas assez fin (≤ 1 mm) pour localiser ce bord. Cela permet aussi de s'assurer que le cristal mesure bien les dimensions spécifiées par le fournisseur.

Analyse des données

J'ai entièrement développé la bibliothèque Python `nnio.py` (pour Neural Network Input-Output), qui centralise toutes les fonctionnalités d'analyse et de visualisation des données que j'ai utilisées. Elle permet entre autres de visualiser un spectre et d'y ajuster une fonction, de sélectionner les événements en fonction de leur énergie ou de plusieurs autres paramètres présentés dans la suite de ce chapitre, ou de visualiser les événements individuellement. Elle contient également des fonctionnalités de visualisation des positions d'interaction reconstruites, et de calcul de l'erreur commise par la reconstruction de la position.

J'ai aussi développé le programme `nnfw.py` (pour Neural Network FrameWork) en Python, qui me permet d'entraîner un ou plusieurs réseaux de neurones (voir section 3.3) et de les utiliser pour reconstruire les positions d'interaction de rayons gamma dans le détecteur.

3.2 Détermination de l'énergie

La résolution en énergie ou résolution spectrale est une grandeur qui caractérise en spectrométrie l'erreur commise lors de la mesure de l'énergie déposée par une particule ou un rayonnement dans un détecteur. Plus elle est faible, meilleur est le détecteur. Elle s'écrit :

$$R = \frac{\Delta E}{E}, \quad (3.1)$$

où ΔE est la largeur à mi-hauteur d'une raie d'énergie E dans un spectre.

Pour un détecteur utilisant un scintillateur, cette grandeur est liée à la quantité de lumière de scintillation détectée, et varie généralement avec l'énergie comme :

$$R(E) = R(662 \text{ keV}) \sqrt{\frac{662 \text{ keV}}{E}}. \quad (3.2)$$

Dans cette partie, je vais présenter la méthode initiale de mesure de l'énergie, les performances obtenues et les corrections qu'il est possible d'apporter pour les améliorer.

3.2.1 Résolution spectrale initiale

La lumière de scintillation collectée sur chaque pixel est transformée en courant et amplifiée dans le MAPMT, puis transformée en tension et amplifiée par le ROSMAP, et finalement codée par un convertisseur analogique-numérique en un nombre. J'appellerai dans la suite "ADC" l'unité de ce nombre.

Les grandeurs mentionnées ici sont proportionnelles. La somme de toutes les valeurs en ADC des pixels d'un événement est donc proportionnelle à la quantité de lumière détectée, et donc à l'énergie déposée dans le détecteur. Cette première mesure de l'énergie déposée permet de faire un spectre, montré sur la figure 3.7 pour une source de ^{137}Cs émettant des rayons

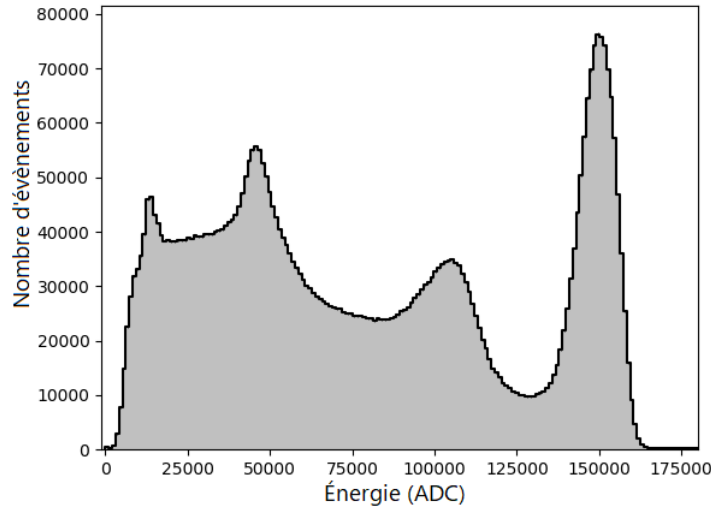


FIGURE 3.7 – Spectre initial d'une source de ^{137}Cs émettant des rayons gamma de 662 keV.

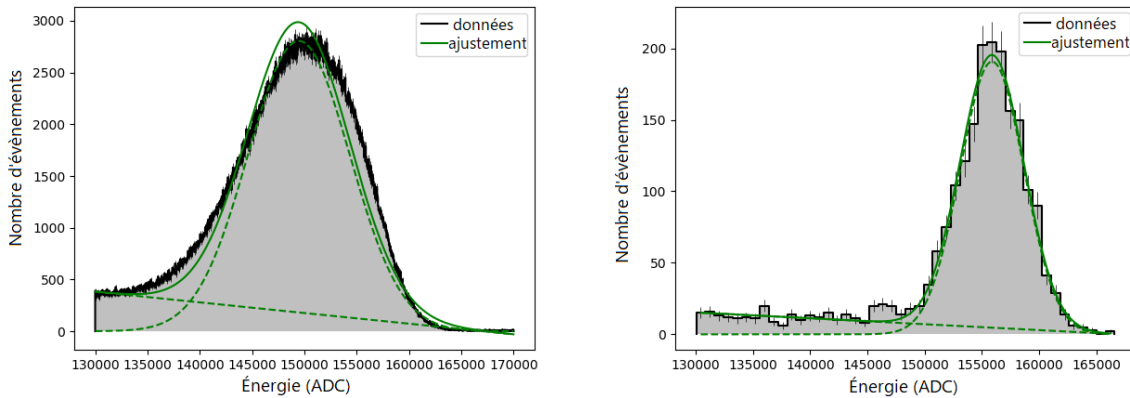


FIGURE 3.8 – Zoom sur la raie à 662 keV d'une source de ^{137}Cs . Gauche : éclairage uniforme. Droite : source collimatée par le collimateur de 2 mm de diamètre et centrée en (0, 0).

gamma de 662 keV. L'énergie y est exprimée en ADC. On y voit le pic de pleine énergie autour de 150 kADC, le front Compton vers 110 kADC et le pic de rétro-diffusion autour de 45 kADC.

La résolution spectrale obtenue est de 8.3 % à 662 keV. Cette valeur est beaucoup plus élevée que les 4 % à 5 % attendus pour ce type de détecteur.

3.2.2 Les corrections possibles

La résolution spectrale de 8.3 % à 662 keV est obtenue en considérant une irradiation uniforme du détecteur. Cependant si l'on n'éclaire qu'une partie du cristal en utilisant une source collimatée, la résolution spectrale est beaucoup plus faible, par exemple 4.2% sur la figure 3.8 à droite.

La résolution spectrale dégradée de 8.3 % à 662 keV s'explique par un décalage spectral d'une même raie en fonction de la position d'irradiation, comme on peut le voir illustré sur

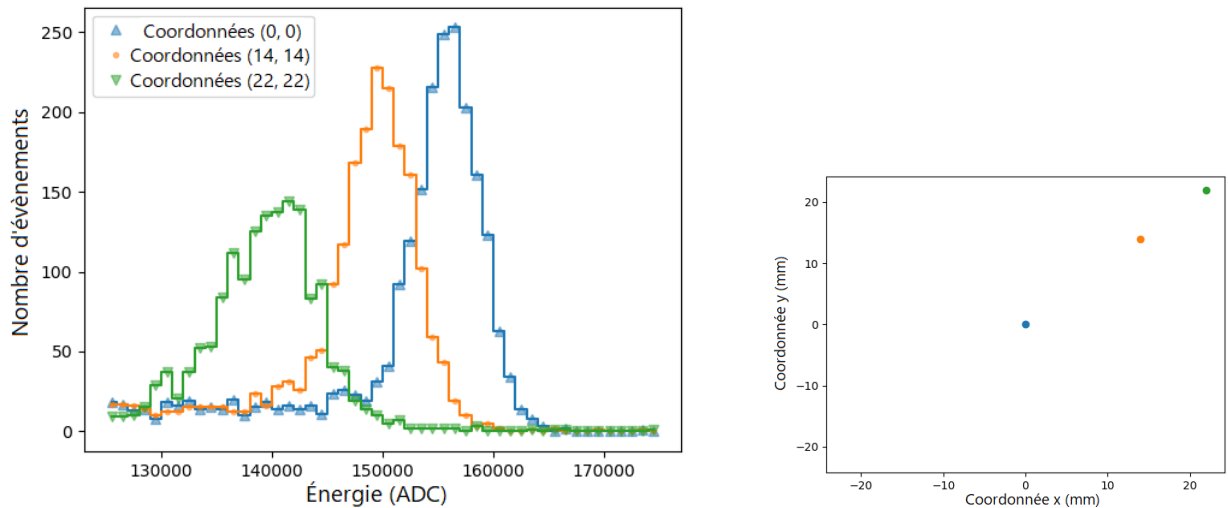


FIGURE 3.9 – Gauche : spectres de la raie à 662 keV d'une source de ^{137}Cs collimatée par le collimateur de 2 mm en trois positions : (0, 0) mm au centre du cristal, (14, 14) mm à une position intermédiaire et (22, 22) mm à une position proche d'un coin. Droite : représentation des trois positions utilisées.

la figure 3.9. Ce décalage peut être quantifié en ajustant une gaussienne au pic de pleine énergie du spectre obtenu à chaque position mécanique d'un scan. Le résultat est montré sur la figure 3.10 à gauche pour deux énergies différentes.

La différence de gain entre les différentes anodes, montrée sur la figure 3.11, pourrait expliquer une partie de ces décalages, puisque ces gains peuvent varier d'un facteur deux. Mais cet effet semble très minimal, comme on peut le constater dans la partie droite de la figure 3.10. On constate que les gains ont une grande influence sur l'asymétrie spatiale de la réponse spectrale, mais que l'amplitude des décalages mesurés est légèrement plus importante après correction qu'avant. Dans la suite de ce chapitre, sauf précision contraire, cette correction de gain des anodes ne sera pas appliquée.

Ces décalages peuvent être expliqués par une perte d'une partie des photons de scintillation à l'interface entre le cristal et le matériau diffusant : la quantité de lumière mesurée est plus faible lorsque le faisceau irradie le cristal à proximité des bords et dans les coins, ce qui conduit à une énergie reconstruite plus faible. Cette interprétation est corroborée par une dégradation de la résolution spectrale à ces positions, visible sur la figure 3.9 pour la position à (22, 22) mm, et qui est montrée de manière plus systématique sur la figure 3.12. On peut y voir que la résolution du détecteur est bien meilleure au centre, et qu'elle varie de 4 % à plus de 6 % dans les coins.

On peut noter que la forme de la raie du spectre initial n'est pas strictement gaussienne : elle présente une queue à basse énergie, et cela s'explique à la fois par le décalage important vers les basses énergies de l'énergie reconstruite à certaines positions, et par la dégradation de la résolution spectrale à ces positions.

Puisque cet effet est connu et quantifié, on peut le corriger. Supposons que l'on connaisse la position d'interaction d'un rayon gamma (ce qui est discuté dans la section 3.3). On choisit une position mécanique de référence de manière à exprimer les décalages spectraux par rapport à cette position. De cette manière, on peut appliquer à chaque événement une correction mul-

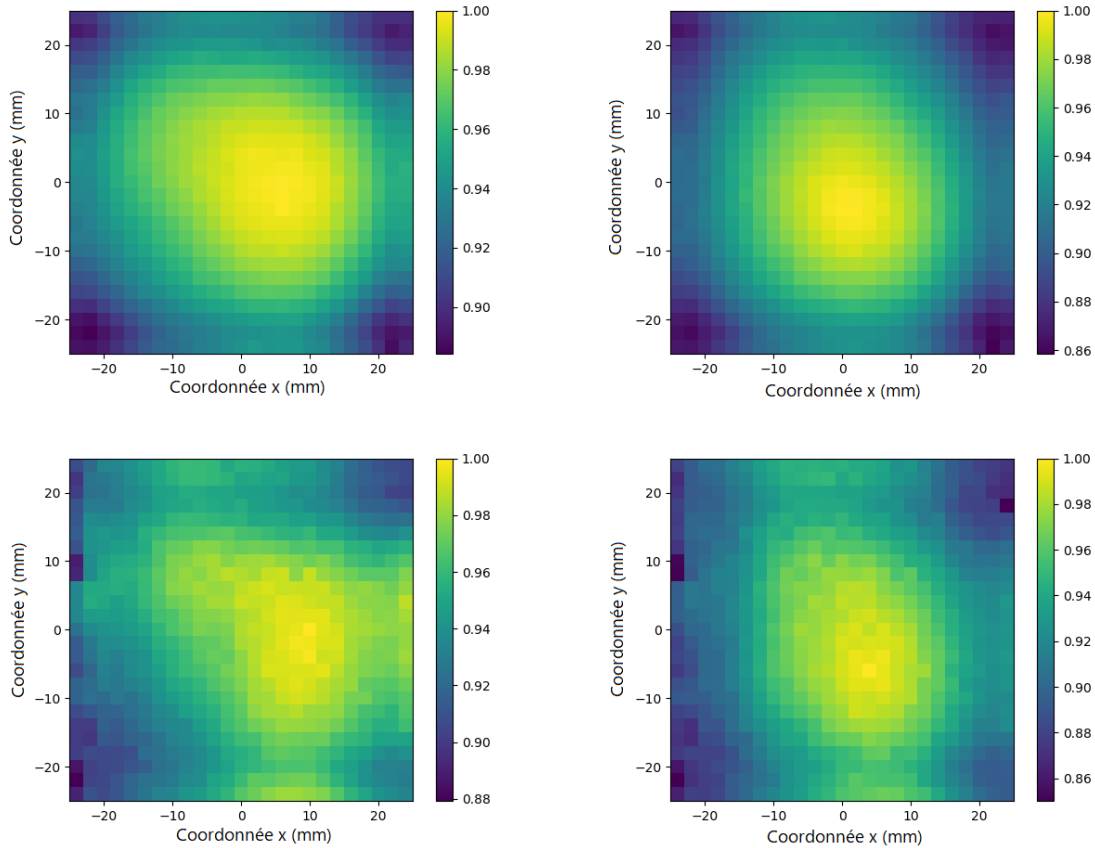


FIGURE 3.10 – Réponse spectrale relative du détecteur, donnée par un ajustement gaussien du pic de pleine énergie, pour chaque position mécanique d'un scan de 25×25 positions mécanique espacées de 2 mm. Les énergies sont obtenues en ADC puis normalisées à la valeur maximum. Haut : mesure à 662 keV avec une source de ^{137}Cs . Bas : mesure à 59.5 keV avec une source de ^{241}Am . Gauche : avant correction de la non-uniformité du gain des anodes. Droite : après correction.

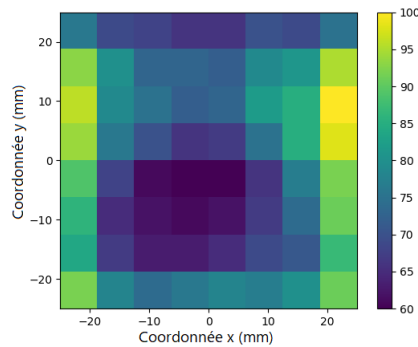


FIGURE 3.11 – Gain relatif des anodes du MAPMT utilisé, normalisé à l'anode de plus haut gain, exprimé en %. On constate des variations de gain pouvant aller jusqu'à un facteur 2.

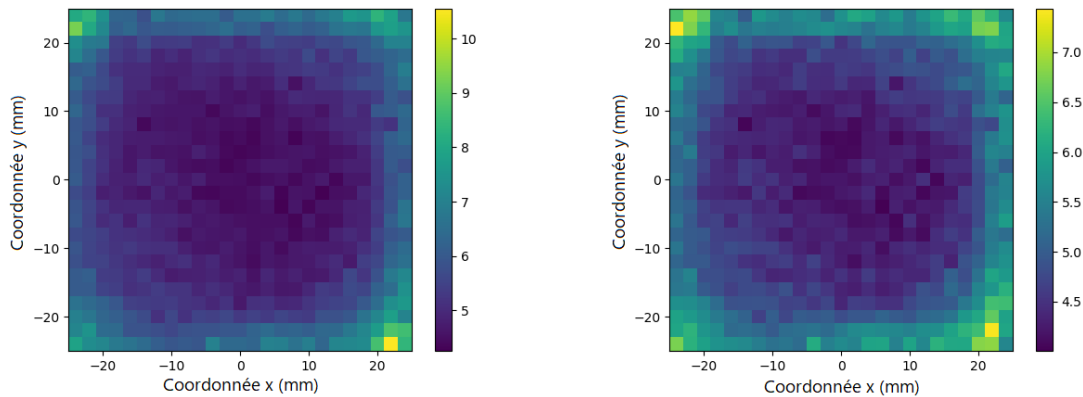


FIGURE 3.12 – Données issues d'un scan de 25×25 positions mécaniques espacées de 2 mm, réalisé avec la source de ^{137}Cs . Gauche : résolution spectrale du détecteur (exprimée en %), donnée par un ajustement gaussien du pic de pleine énergie pour chaque position, en fonction de la position mécanique. Droite : idem en ajustant la somme d'une gaussienne et d'une fonction linéaire représentant le fond issu de la radioactivité ambiante et des photons partiellement absorbés.

tiplicative dépendant de la position d'interaction. Plus précisément, ce facteur de correction s'exprime comme le rapport de la position du maximum d'une raie à la position mécanique de référence sur la position du maximum d'une raie à la position mécanique la plus proche de la position d'interaction du rayon gamma, comme exprimé par l'équation

$$E_m^c = E_m \times \frac{R(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})}{R(x, y)}, \quad (3.3)$$

où E_m et E_m^c sont l'énergie mesurée et l'énergie mesurée après correction, respectivement, et $R(x, y)$ la réponse spectrale du détecteur telle que montrée sur la figure 3.10. On prend pour x et y les valeurs disponibles les plus proches de la position reconstruite (on utilise les données non-corrigées pour reconstruire la position, comme décrit dans la section 3.3.2 de ce chapitre). Dans la suite, on utilise systématiquement les valeurs de $R(x, y)$ évaluées à 662 keV.

Par ailleurs, cette correction permet aussi de corriger en partie de la non-uniformité du gain des anodes. Pour l'expliquer, on peut faire un modèle simple de la manière dont la lumière de scintillation se répartit sur la photocathode. Comme on peut le voir sur la figure 3.3, la lumière de scintillation présente un pic proche de la position de première interaction, qui sera utilisé dans la partie 3.3, et un fond à peu près uniforme issu de la diffusion de la lumière de scintillation sur les bords du cristal. La non-uniformité du gain des anodes n'a pas d'effet sur le fond de lumière de scintillation, puisque celui-ci est uniforme en première approximation. Quant à l'effet sur la contribution du pic, il est déjà pris en compte dans cette correction puisqu'il ne dépend que de la position du pic. C'est d'ailleurs, selon ce modèle, uniquement l'effet du gain des anodes sur le pic de lumière de scintillation que l'on voit en comparant les parties gauche et droite de la figure 3.10.

On peut aussi expliquer sa faible importance en analysant la figure 3.3 : sur cet évènement, le fond se situe à environ 2 kADC sur les 64 pixels et le pic à environ 5 kADC sur 4 pixels. Le fond contribue donc pour environ 128 kADC et le pic pour environ 12 kADC, soit un peu moins de 10 %.

On montre dans la figure 3.13 le résultat de la correction de l'énergie dépendant de la po-

Énergie	Résolution avant correction	Résolution après correction
570 keV	8.3 %	4.8 %
662 keV	8.3 %	4.7 %
1064 keV	7.8 %	4.4 %

TABLE 3.3 – Résolutions spectrales obtenues après correction.

sition d'interaction, sur la raie à 662 keV du ^{137}Cs ainsi que sur les raies à 570 keV et 1064 keV du ^{207}Bi . La reconstruction de la position d'interaction est présentée dans la section suivante. Pour toutes ces corrections on a utilisé les facteurs correctifs obtenus à 662 keV. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.3.

On peut noter que ces valeurs ne suivent pas exactement l'équation 3.2 (donnant la résolution spectrale en fonction de l'énergie), en particulier pour la raie à 1064 keV qui est moins bien résolue qu'attendu. Cela peut être dû à la forme de la distribution de la lumière de scintillation. À plus haute énergie, elle est plus étendue, ce qui rend la localisation de la position d'interaction moins précise. Comme le facteur correctif dépend directement de cette position, il est également déterminé moins précisément.

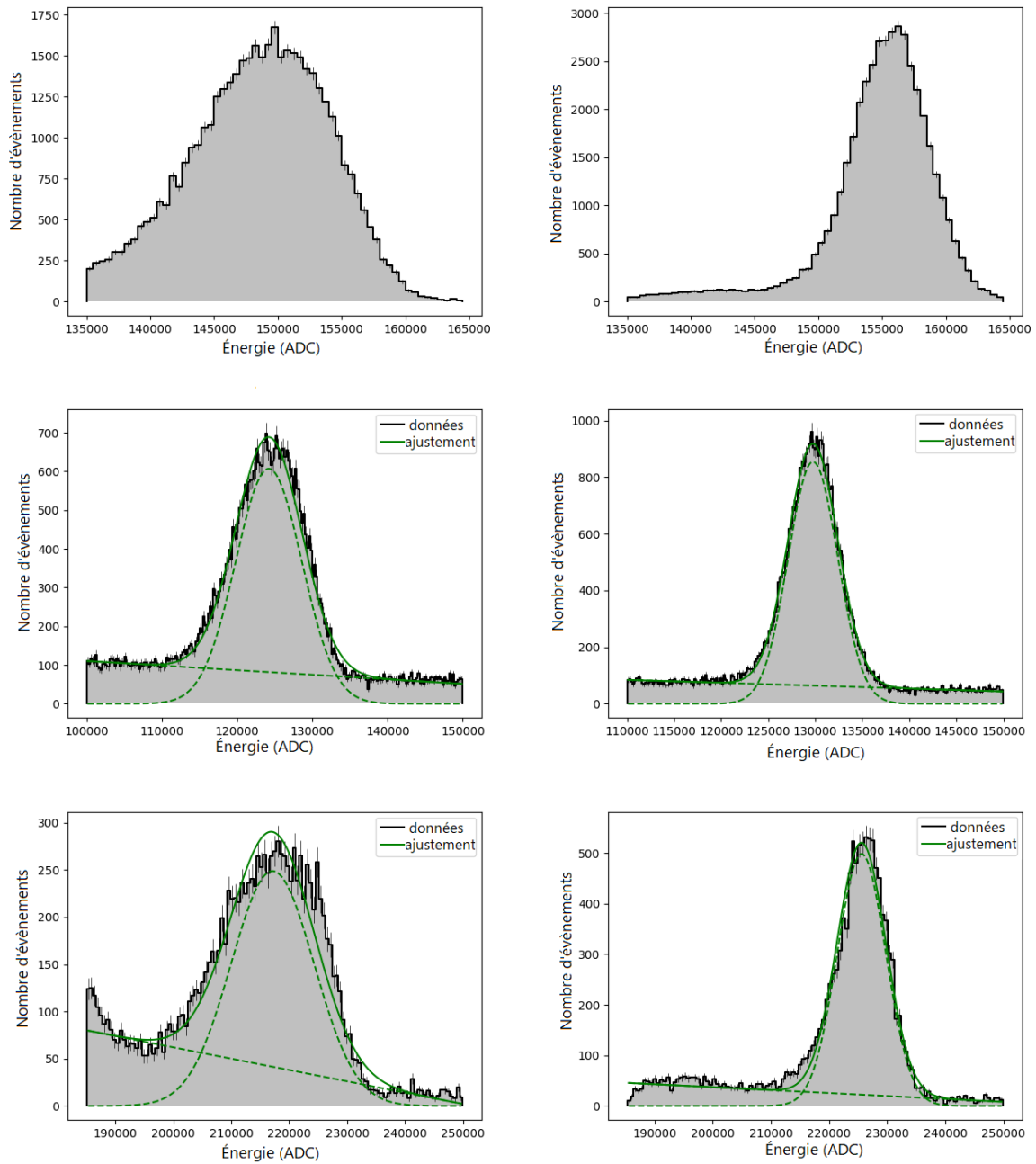


FIGURE 3.13 – Gauche : spectre avant correction de la réponse du détecteur. Droite : après correction. De haut en bas : pour la raie à 662 keV du ^{137}Cs et pour les raies à 570 keV et 1064 keV du ^{207}Bi .

3.3 Reconstruction de la position de première interaction

Dans cette partie, je vais présenter l'étude que j'ai menée sur l'optimisation de réseaux de neurones artificiels pour déterminer la position de première interaction d'un rayon gamma dans un module calorimètre. Cette technique de reconstruction de la position a déjà été utilisée avec succès sur ces détecteurs [Gostojic et al., 2016], en utilisant essentiellement des données issues de simulations. Le travail que j'ai réalisé vise à optimiser ces méthodes. Pour ce faire, je me suis appuyé sur les données issues du banc de scan décrit au paragraphe 3.1.1. Il me permet d'obtenir des événements associés à une position d'irradiation dont deux coordonnées sont connues : soit x et y , qui couvrent le plan de la photocathode du MAPMT, soit y et z .

Je commencerai par présenter succinctement les réseaux de neurones artificiels utilisés. Je développerai ensuite la reconstruction de la position d'interaction d'un événement dans le plan xy en commençant par présenter une méthode simple n'utilisant pas de réseau de neurones artificiels, puis l'optimisation d'un réseau de neurones, avant d'introduire le concept de morphologie d'un événement. Je présenterai enfin la reconstruction de la profondeur d'interaction (selon l'axe z) en commençant par expliquer le principe de cette mesure, avant d'optimiser un autre réseau de neurones dédié à cette coordonnée.

3.3.1 Introduction aux réseaux de neurones artificiels

Un réseau de neurones artificiels est un ensemble d'algorithmes simples, appelés "neurones", qui visent à imiter le fonctionnement d'un neurone biologique. Un neurone fait la somme pondérée de plusieurs entrées scalaires et applique au résultat une fonction $f : \mathbb{R} \mapsto \mathbb{R}$ qu'on appelle "fonction d'activation". Elle est en général choisie pour présenter une non-linéarité. Ces neurones sont organisés en réseau, c'est-à-dire que les entrées de certains d'entre eux sont les sorties d'autres neurones du même réseau de neurones. Un réseau de neurones est donc une fonction non-linéaire qui à un certain nombre d'entrées, dans notre cas les valeurs des pixels du MAPMT, fait correspondre un certain nombre de sorties, dans notre cas les coordonnées de la position d'interaction du rayon gamma. Les poids des neurones sont des paramètres libres qui sont ajustés lors de l'entraînement du réseau de neurones.

Les réseaux de neurones utilisés ici sont des perceptrons multi-couches : les neurones sont organisés en couches, qui sont exécutées séquentiellement, les résultats des neurones de la couche c étant les entrées de ceux de la couche $c + 1$. On utilise des couches de neurones dites denses, puisque chaque neurone de la couche $c + 1$ utilise les résultats de tous les neurones de la couche c , et a donc autant d'entrées qu'il y a de neurones dans la couche c . Un schéma de principe d'un tel réseau de neurones est montré sur la figure 3.14. Lors de l'implémentation du réseau de neurones, le nombre de couches, le nombre de neurones par couche ainsi que les fonctions d'activation utilisées par chaque neurone sont des paramètres fixés par le programmeur. On appellera dans la suite "architecture du réseau de neurones" l'ensemble de ces paramètres.

Pour cette application j'ai entraîné les réseaux de neurones avec des données issues d'acquisition sur le banc de scan. Ces données permettent de faire un entraînement supervisé, c'est-à-dire que le réseau de neurones est entraîné à reconstruire des positions d'interaction connues grâce au banc de scan. Plus précisément, je donne en entrée du réseau de neurones un événement, c'est-à-dire les valeurs des 64 anodes du MAPMT, et j'attends en sortie une ou deux coordonnées de la position de première interaction, approximée par les coordonnées correspondantes de la position mécanique. Cela fixe une partie de l'architecture du réseau de neurones : la première couche doit contenir 64 neurones d'entrée, qui servent juste de porte

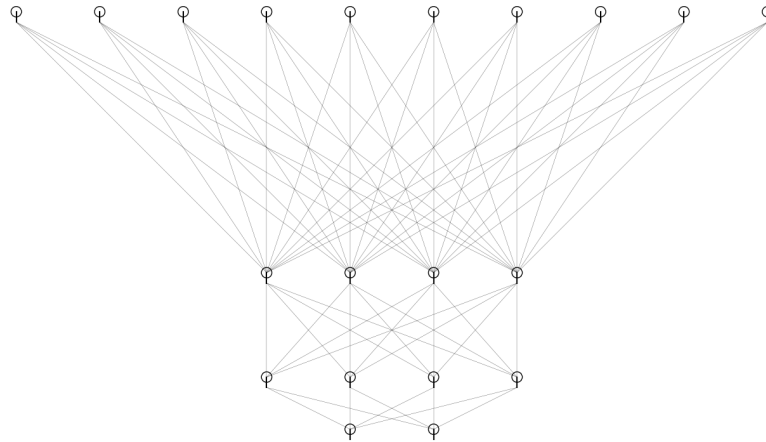


FIGURE 3.14 – Schéma de principe d'un des réseaux de neurones utilisés, où les neurones sont représentés par les cercles. Ce réseau de neurone contient 10 neurones d'entrée, deux couches cachées de 4 neurones chacune et 2 neurones de sortie.

d'entrée dans le réseau de neurones et de ce fait n'applique pas l'algorithme des neurones décrits ci-dessus, et la dernière couche doit contenir un neurone par coordonnée attendue, soit un ou deux neurones selon ce qu'on attend du réseau de neurones. Pour les neurones de sortie, on utilise généralement une fonction d'activation linéaire (voir par exemple [Babiano et al., 2019]). Une couche intermédiaire entre la couche d'entrée et celle de sortie est dite "cachée".

Mathématiquement, appliquer une couche de n neurones à des données revient à faire un produit matriciel. Si l'on appelle \mathbf{D}_c un ensemble de données rangées dans un vecteur de taille m avant d'appliquer la couche de neurones c , on a :

$$\mathbf{D}_{c+1} = f(\mathbf{P}_c \times \mathbf{D}_c + \mathbf{B}_c) , \quad (3.4)$$

où \mathbf{D}_{c+1} est un vecteur de taille n , f est la fonction d'activation appliquée membre-à-membre à un vecteur, \mathbf{P}_c est une matrice de dimension m par n contenant tous les poids de cette couche de neurones, et \mathbf{B}_c un vecteur de taille n contenant des biais, c'est-à-dire des valeurs qui sont ajustées en même temps que les poids des neurones.

On remarque avec cette expression l'intérêt d'une fonction d'activation non-linéaire pour les couches cachées : en effet, si on prend une fonction f linéaire, la combinaison de deux couches cachées peut s'exprimer comme une seule couche cachée par associativité du produit matriciel.

On peut aussi remarquer qu'un tel réseau de neurones artificiel (RNA) est une fonction non-linéaire
 $\text{RNA} : \mathbb{R}^m \mapsto \mathbb{R}^n$ (dans notre cas : $\mathbb{R}^{64} \mapsto \mathbb{R}^2$ ou $\mathbb{R}^{64} \mapsto \mathbb{R}$) avec un nombre de degrés de liberté l donné par

$$l = \sum_{c=1}^N (n_c \times n_{c-1} + n_c) , \quad (3.5)$$

pour un réseau de neurones contenant $N + 1$ couches de neurones numérotées de 0 à N , la couche 0 étant la couche des neurones d'entrée, et chaque couche c contenant n_c neurones.

L'entraînement, durant lequel les poids des neurones sont ajustés, se déroule par itérations appelées époques [Ball and Brunner, 2010]. Au cours de chaque époque, un certain nombre

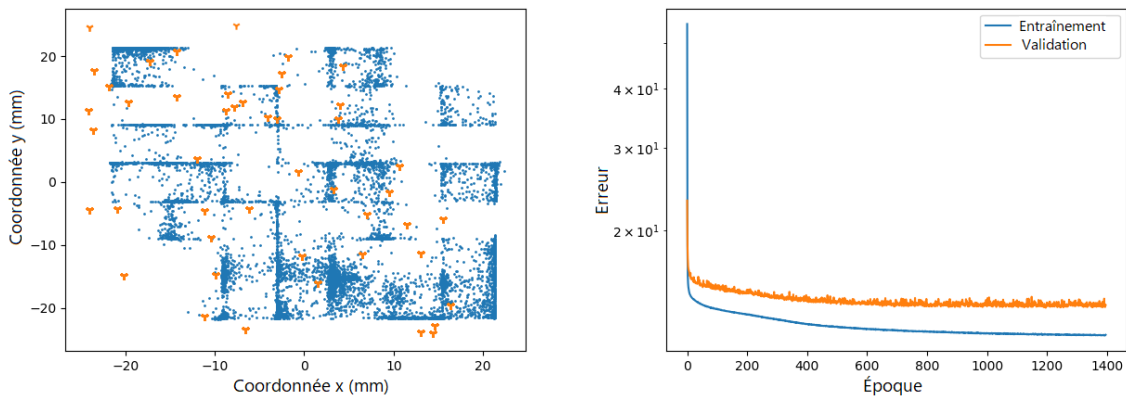


FIGURE 3.15 – Gauche : représentation d'un jeu de données reconstruit par un réseau de neurones ayant sur-appris. Les évènements reconstruits sont représentés en bleu, les positions mécaniques en orange. Droite : courbe d'apprentissage représentant l'erreur sur le jeu de données d'entraînement et sur le jeu de données de validation en fonction du nombre d'époques.

d'évènements, issus d'un jeu de données dit "d'entraînement" est reconstruit par le réseau de neurones, et une erreur est évaluée, ce qui permet d'ajuster les poids des neurones pour minimiser cette erreur. Cette erreur est une moyenne sur les évènements traités du carré de l'erreur de positionnement de chaque évènement.

L'idée générale des algorithmes d'entraînement est, à chaque époque, d'évaluer le gradient de l'erreur par rapport aux poids actuels, puis d'ajuster ces poids de manière à faire diminuer l'erreur. Les algorithmes d'entraînement se distinguent par la manière dont ils ajustent les poids : par pas constants ou adaptatifs, avec ou sans inertie, etc. L'objectif de ces algorithmes est non seulement de converger vers des matrices de poids optimaux, mais aussi de le faire efficacement, c'est-à-dire en minimisant le nombre d'itérations ou le temps de calcul.

À la fin de chaque période, l'erreur est réévaluée sur un autre jeu de données, dit "de validation". Après un certain nombre d'époques, l'erreur sur le jeu de données d'entraînement peut continuer à diminuer sans améliorer les performances du réseau de neurones. À ce stade, les poids du réseau de neurones sont ajustés pour les évènements du jeu de données d'entraînement spécifiquement, ce qui conduit à des performances dégradées pour tous les autres évènements. Dans ce cas, l'erreur sur le jeu de données de validation augmente. Ce phénomène s'appelle le "sur-apprentissage". Il s'agit d'un effet indésirable, comme on peut le voir sur la gauche de la figure 3.15. Pour cet exemple, un réseau de neurones a été entraîné avec un jeu de données contenant 64 positions mécaniques, situées au centre de chaque pixel. Le sur-apprentissage conduit ici le réseau de neurones à choisir parmi ces positions mécaniques plutôt qu'à reconstruire une position d'interaction continue. Pour limiter l'effet du sur-apprentissage, on arrête l'entraînement lorsque l'erreur sur le jeu de données de validation atteint un minimum. Le minimum choisi On utilisera les poids de la période à laquelle le minimum a été atteint. On peut voir ce mécanisme entrer en jeu sur la droite de la figure 3.15 : l'erreur sur le jeu de données de validation n'a pas diminué entre l'époque 1196 et l'époque 1396, et on utilisera donc les poids de l'époque 1196, même si l'erreur sur le jeu de données d'entraînement a continué de décroître.

Les données en entrée sont normalisées par la somme des 64 anodes, afin de limiter au premier ordre la dépendance entre l'énergie et la position, puis multipliées par 64 de sorte que la valeur moyenne d'un pixel est toujours 1. Les positions attendues en sortie sont exprimées

en millimètre. Toutes ces fonctionnalités ont été implémentées en Python dans `nnfw.py` en se basant sur l'environnement Keras [Chollet et al., 2015], qui permet de construire, entraîner et exécuter des réseaux de neurones en Python. Keras a été paramétré pour s'appuyer sur la bibliothèque Theano [The Theano Development Team et al., 2016] de calcul d'algèbre linéaire et d'apprentissage profond.

3.3.2 Reconstruction de la position en deux dimensions xy

Dans cette partie je vais présenter les méthodes de reconstruction de la position de première interaction dans le plan du calorimètre, c'est-à-dire le plan xy tel que défini sur la figure 3.2 ou encore le plan parallèle au plan des pixels.

Afin de mesurer la performance d'une méthode, je définis l'erreur sur la reconstruction d'un évènement comme :

$$\delta_{XY,i,\text{réel}} = \sqrt{(x_i^{\text{réel}} - x_i^{\text{rec}})^2 + (y_i^{\text{réel}} - y_i^{\text{rec}})^2}, \quad (3.6)$$

où $(x_i^{\text{réel}}, y_i^{\text{réel}})$ sont les coordonnées de la position d'interaction réelle et $(x_i^{\text{rec}}, y_i^{\text{rec}})$ les coordonnées reconstruites de l'évènement i .

J'approxime cette grandeur par :

$$\delta_{XY,i,p} = \sqrt{(x_p - x_i^{\text{rec}})^2 + (y_p - y_i^{\text{rec}})^2}, \quad (3.7)$$

où (x_p, y_p) sont les coordonnées de la position mécanique p à laquelle l'évènement i a été enregistré. L'effet de cette approximation sera discuté dans la partie 3.3.2.6.

Cette définition peut s'étendre à un jeu de données contenant plusieurs évènements à une même position mécanique :

$$\sigma_{XY,p} = \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \delta_{XY,i,p}^2}, \quad (3.8)$$

où N_p est le nombre d'évènements à la position mécanique p .

On peut noter que $\sigma_{XY,p}^2 = \sigma_{X,p}^2 + \sigma_{Y,p}^2$.

Finalement, on définit σ_{XY} sur un jeu de données quelconque comme la moyenne quadratique des $\sigma_{XY,p}$:

$$\sigma_{XY} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_p N_p \sigma_{XY,p}^2}, \quad (3.9)$$

où N est le nombre d'évènements dans le jeu de données et N_p le nombre d'évènements associé à chaque position mécanique p .

Afin de quantifier le biais (erreur systématique) d'une méthode de reconstruction de la position, on définit $\sigma_{XY,p}^j$ comme l'erreur moyenne sur une position mécanique :

$$\sigma_{XY,p}^j = \sqrt{(x_p - \bar{x})^2 + (y_p - \bar{y})^2}, \quad (3.10)$$

où \bar{x} (resp. \bar{y}) est la moyenne des positions reconstruites x_i^{rec} (resp. y_i^{rec}).

De la même manière, on peut définir $\sigma_{XY,p}^p$ pour quantifier la variance (dispersion) d'une méthode :

$$\sigma_{XY,p}^p = \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} [(x_i^{\text{rec}} - \bar{x})^2 + (y_i^{\text{rec}} - \bar{y})^2]}. \quad (3.11)$$

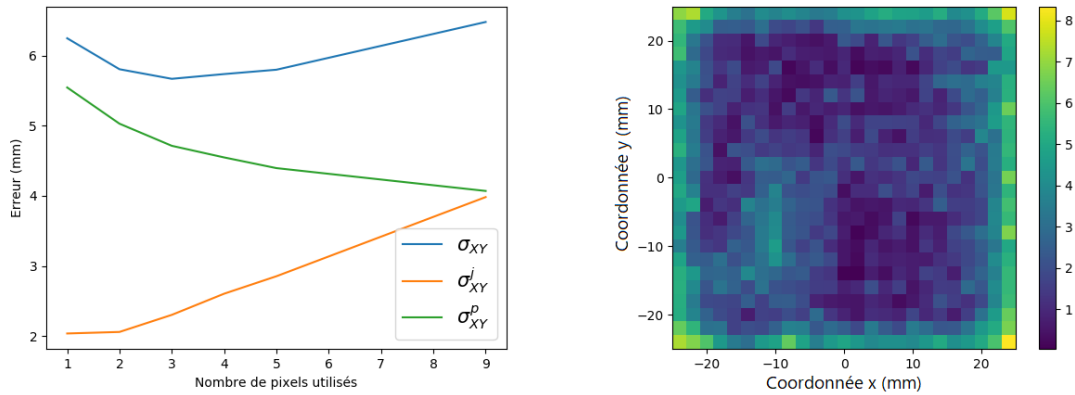


FIGURE 3.16 – Gauche : σ_{XY} , σ_{XY}^j et σ_{XY}^p en fonction du nombre de pixels considérés pour le calcul du barycentre. Droite : σ_{XY}^j en fonction de la position mécanique pour un calcul de barycentre à 3 pixels.

On peut montrer que $\sigma_{XY,p}^2 = \sigma_{XY,p}^j{}^2 + \sigma_{XY,p}^p{}^2$.

Enfin, on peut définir σ_{XY}^j (respectivement σ_{XY}^p) comme la moyenne quadratique des $\sigma_{XY,p}^j$ (resp. $\sigma_{XY,p}^p$) de la même manière qu'à l'équation 3.9.

3.3.2.1 Calcul de barycentre

La reconstruction de la position par un calcul de barycentre est la méthode la plus simple. Elle utilise uniquement les pixels ayant reçu le plus de lumière de scintillation. On calcule ensuite la somme de leur coordonnées x et y pondérée par la quantité de lumière de scintillation qu'ils ont reçus. Cela nécessite au préalable d'appliquer à chaque pixel un facteur correctif correspondant au gain de l'anode qu'il représente.

On peut voir sur la figure 3.16 à gauche l'évolution de σ_{XY} , σ_{XY}^j et σ_{XY}^p en fonction du nombre de pixels considérés pour le calcul du barycentre. On constate que le biais et la dispersion du calcul ont des évolutions inverses, avec un minimum d'erreur pour 3 pixels considérés. Néanmoins cela cache une grande variabilité, avec des biais importants près des bords du détecteur, comme montré sur la partie droite de la figure 3.16.

On peut noter ici qu'un calcul de barycentre utilisant les 64 pixels est mathématiquement équivalent à un réseau de neurones avec aucune couche cachée et dont on aurait fixé les poids. En revanche, le fait d'ajuster les poids en fonction des données permet d'obtenir de meilleures performances (en particulier des biais plus faibles), comme on peut le voir sur la figure 3.17 et dans le tableau 3.4.

Méthode	σ_{XY}	σ_{XY}^j	σ_{XY}^p
Barycentre à 3 pixels	5.67 mm	2.79 mm	4.94 mm
Réseau de neurones avec aucune couche cachée	5.32 mm	1.94 mm	4.95 mm

TABLE 3.4 – Comparaison des performances entre une détermination de la position d'interaction s'appuyant sur un calcul de barycentre et s'appuyant sur un réseau de neurones sans couche cachée.

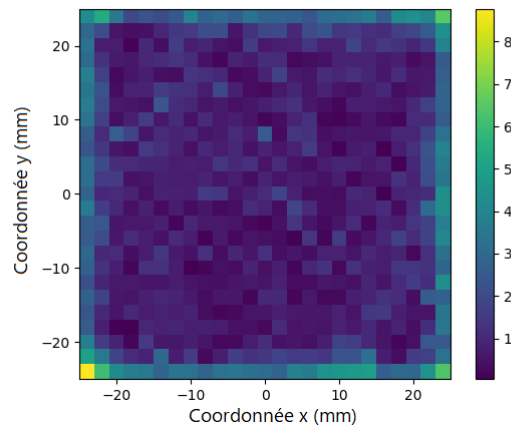


FIGURE 3.17 – σ_{XY}^j en fonction de la position mécanique pour un réseau de neurones avec aucune couche cachée.

3.3.2.2 Sélection des données pour l'entraînement

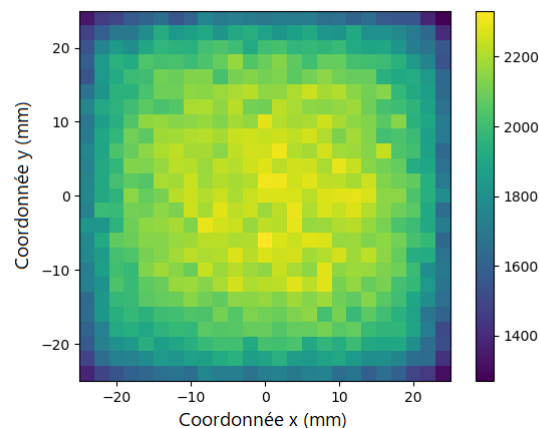


FIGURE 3.18 – Nombre d'évènements sélectionnés par une coupure en énergie entre 120 kADC et 170 kADC, soit autour du pic de pleine énergie à 662 keV, en fonction de la position mécanique. Lors de l'acquisition chaque position mécanique contenait 8000 évènements.

Pour l'entraînement d'un réseau de neurones j'ai utilisé un jeu de données acquis avec une source de ^{137}Cs contenant une position mécanique tous les 2 mm à la fois en x et en y , soit 625 positions mécaniques. Le jeu de données de validation contient une position mécanique tous les 3 mm, afin d'avoir des positions mécaniques qui ne sont pas présentes dans le jeu de données d'entraînement.

Pour ces deux jeux de données, à partir d'un jeu de données brutes, on commence par faire une sélection en énergie grossière afin de sélectionner les évènements qui ont déposé 662 keV dans le détecteur. Il faut ici bien s'assurer que les évènements associés à des positions mécaniques proches des coins sont bien présents, parce que ces positions mécaniques sont très minoritaires et que l'énergie de leurs évènements est plus faible.

On peut noter à ce stade qu'il y a une grande différence d'efficacité entre le centre et les

bords du détecteur, comme montré sur la figure 3.18. En effet, les rayons gamma qui interagissent près des bords du cristal ou dans les coins ont plus de chance de s'échapper après une interaction Compton que ceux qui interagissent au centre du cristal.

Ensuite, on ajuste au pic de pleine énergie du spectre de chaque position mécanique une gaussienne et on sélectionne les événements qui sont compris dans une fenêtre de $\pm 2\sigma$, où σ désigne l'écart-type de la gaussienne. Cela permet de minimiser la contribution de la radioactivité ambiante.

Enfin, pour limiter l'effet de la différence d'efficacité entre le centre et le bord, on choisit un nombre fixe d'événements par position mécanique. Dans la suite on en utilisera 50, car cela permet de limiter le temps de calcul tout en utilisant un nombre total d'événements supérieur au nombre de degrés de liberté des réseaux de neurones.

3.3.2.3 Architecture du réseau de neurones

Dans cette section je détermine quel est l'effet de l'architecture sur la performance du réseau de neurones. J'ai essayé une partie des combinaisons possibles des paramètres de l'architecture suivants :

- 0 à 4 couches cachées
- 3 à 99 neurones par couche cachée
- 10 fonctions d'activation différentes [Chollet et al., 2015] : `sigmoid`, `hard sigmoid`, `tanh`, `elu`, `relu`, `softplus`, `softmax`, `softsign`, `exponential`, et `linear`.
- 3 algorithmes d'apprentissage différents : `adam`, `nadam` et `adamax`.

En dehors de la fonction d'activation linéaire, les fonctions d'activations peuvent être classées en trois grandes catégories mathématiques : les fonctions \mathcal{C}^∞ (c'est-à-dire infiniment dérivables) non-bornées, les fonctions \mathcal{C}^∞ bornées et les fonctions linéaires par morceaux. Quelques exemples de ces trois catégories sont montrées sur la figure 3.20.

La figure 3.19 montre un exemple de résultats d'une série d'entraînements. L'échelle de couleurs représente σ_{XY} en mm après entraînement calculé sur un jeu de données similaire au jeu de données de validation. Une architecture plus performante est donc représentée par une case plus sombre. L'erreur systématique sur σ_{XY} , σ_{XY}^p et σ_{XY}^j est $\lesssim 0.1$ mm. On constate sur la partie gauche de cette figure que l'erreur est beaucoup plus élevée, en raison d'un nombre de neurones par couche cachée trop faible pour notre problème. En revanche, augmenter le nombre de couches cachées ne semble pas faire diminuer sensiblement l'erreur, alors que le nombre de neurones, et de ce fait la complexité calculatoire du réseau de neurones, augmente. Finalement, l'algorithme d'entraînement `adamax` semble donner de meilleurs résultats que les deux autres (`adam` et `nadam`) pour notre problème.

J'ai également étudié le biais σ_{XY}^j et la dispersion σ_{XY}^p de cette série d'entraînements. On peut voir ces résultats sur la figure 3.21. On constate que les biais sont systématiquement inférieurs à la dispersion d'un réseau de neurones. De plus, les architectures utilisant les fonctions d'activation `elu` ou `softplus` et ayant plus de 16 neurones par couche cachées donnent de bons résultats dans ces deux métriques. En revanche, certaines architectures comme celles utilisant `softsign` ont une dispersion plus faible, mais un biais plus important.

On peut aussi le constater en observant la figure 3.22, qui représente les positions reconstruites d'un jeu de données acquis sans collimateur. On peut voir que l'architecture utilisant la fonction d'activation `softsign` présente des non-uniformités notables et des aberrations, notamment près des bords, que ne présente pas celle utilisant `elu`. En revanche, l'architecture utilisant `elu` reconstruit 7 événements sur 45302 à des positions non-physiques

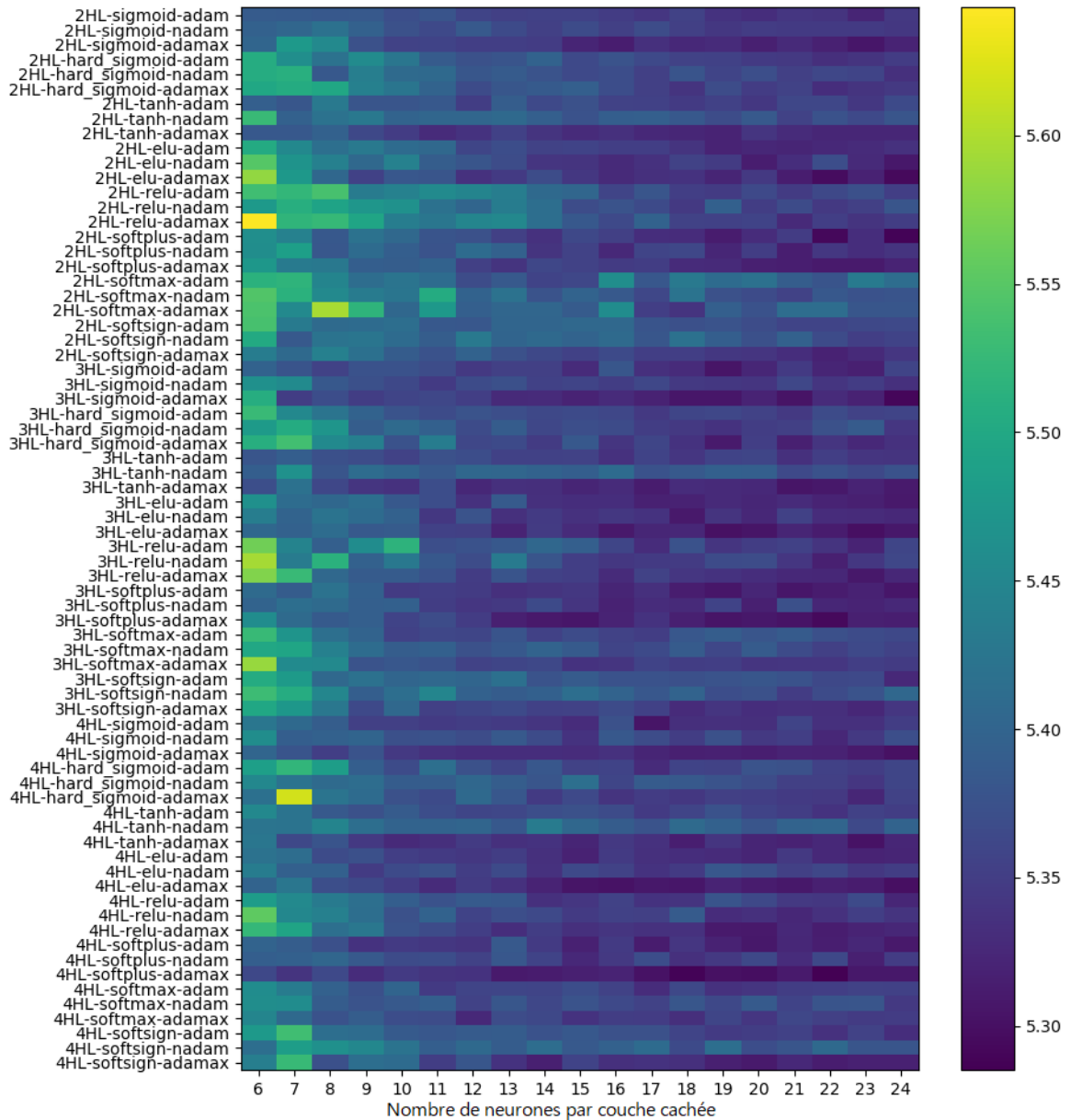


FIGURE 3.19 – Exemple de résultats d’une série d’entraînements de réseaux de neurones. En abscisse est indiqué le nombre de neurones par couche cachée. En ordonnée sont indiqués le nombre de couches cachées (HL pour "hidden layers"), la fonction d’activation et l’algorithme d’entraînement utilisé. L’échelle de couleurs représente σ_{XY} en mm (donc un réseau de neurones avec une valeur plus basse est meilleur, cf. Équation 3.9).

$25.5 \text{ mm} < x_i^{\text{rec}} < 26.5 \text{ mm}$, puisque situées en-dehors du cristal scintillant dont le bord est situé à $x = 25.5 \text{ mm}$.

Dans la suite, on utilisera par défaut un réseau de neurones avec 2 couches cachées, 19 neurones par couche cachée et `elu` comme fonction d’activation, entraîné avec `adamax`.

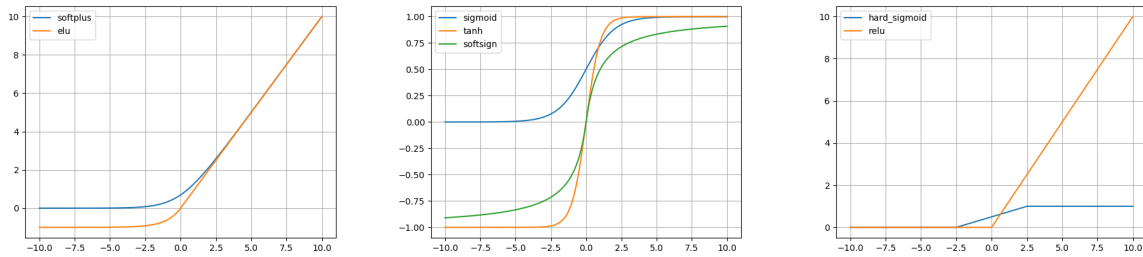


FIGURE 3.20 – Exemples de fonction d’activation \mathcal{C}^∞ (c’est-à-dire infiniment dérivables) non-bornées comme elu ou softplus (gauche), \mathcal{C}^∞ bornées comme sigmoid, tanh ou softsign (centre), et linéaires par morceaux comme relu ou hard sigmoid (droite).

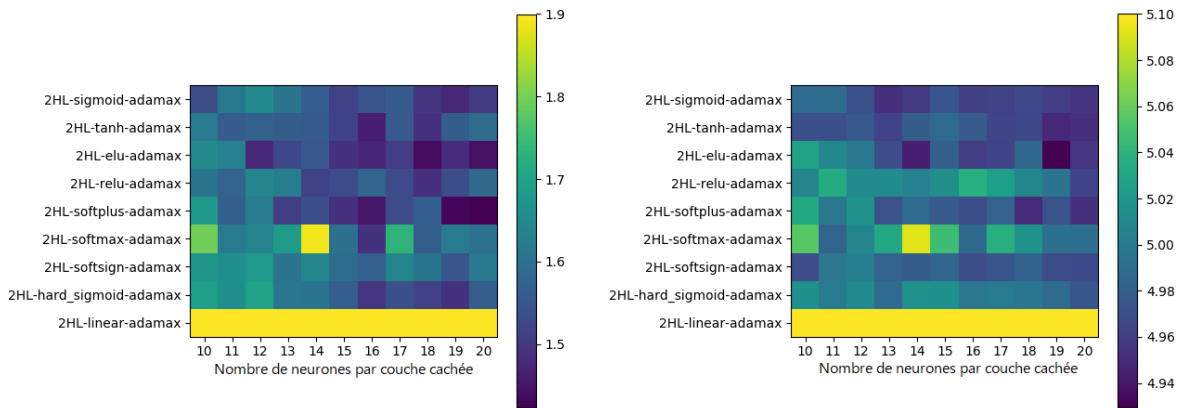


FIGURE 3.21 – Résultats de la même série d’entraînements, montrant σ_{XY}^j (gauche) et σ_{XY}^p (droite) uniquement pour les réseaux de neurones avec deux couches cachées et entraînés avec adamax.

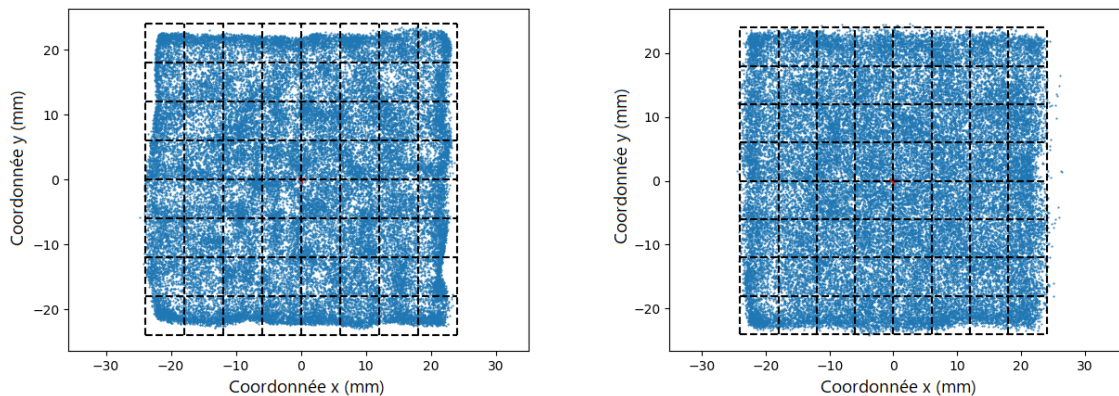


FIGURE 3.22 – Reconstruction par deux réseaux de neurones d’un même jeu de données acquis sans collimateur avec la source de ^{137}Cs . Les données ont été sélectionnées pour être proches du pic de pleine énergie. Les deux réseaux de neurones ont 2 couches cachées et 19 neurones par couche cachée et ont été entraînés avec adamax. Gauche : réseau de neurones utilisant la fonction d’activation softsign. Droite : réseau de neurones utilisant elu.

3.3.2.4 Sélection de la morphologie des évènements

À 662 keV, la distribution de la lumière de scintillation peut avoir différentes formes, qu'on appellera "morphologies". Ces morphologies peuvent être classées en trois grandes catégories, montrées sur la figure 3.23, pour lesquelles les réseaux de neurones n'ont pas les mêmes performances, comme on le verra dans la suite. La première catégorie présente un unique pic de lumière de scintillation, qui résulte d'une ou plusieurs interactions trop proches pour être résolues par les pixels du MAPMT. On dira de ces évènements qu'ils sont "piqués". La seconde présente deux dépôts d'énergie distincts. La troisième présente plusieurs dépôts d'énergie contigus. Il faut noter que cette classification discrétise un phénomène physique continu, et que de ce fait certains évènements sont à la frontière de deux catégories.

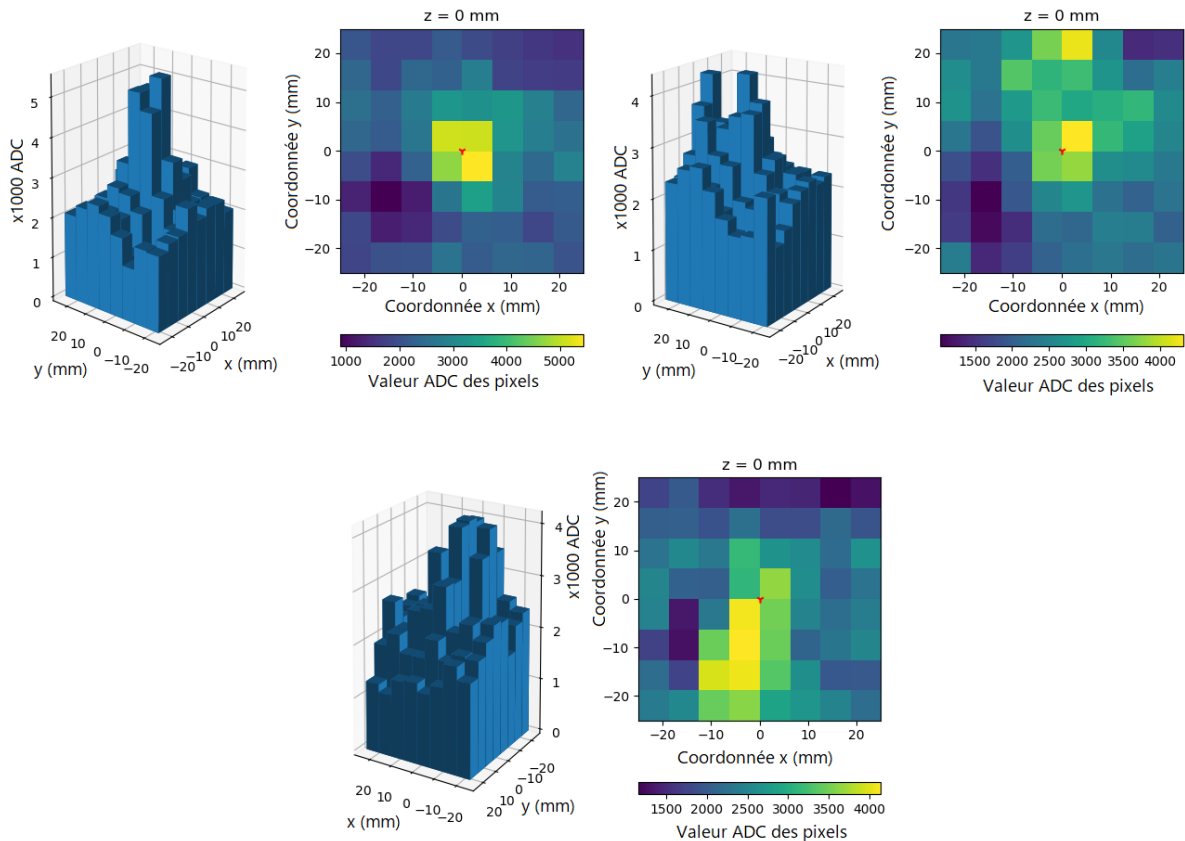


FIGURE 3.23 – Trois évènements montrant les différences de morphologie à 662 keV. En haut à gauche : un seul dépôt d'énergie. En haut à droite : deux dépôts d'énergie distincts. Bas : plusieurs dépôts d'énergie contigus.

J'ai développé un algorithme permettant de reconnaître les évènements piqués en s'assurant que les pixels ayant reçu le plus de lumière ne sont pas trop éloignés les uns des autres.

Pour cela on définit une zone qui correspond à l'étendue maximale d'un évènement, par exemple un carré de 3×3 pixels, qu'on appelle masque. On choisit les n pixels qui ont reçu le plus de lumière de scintillation, après correction du gain des anodes, et on cherche s'il existe une position du masque telle qu'au moins k des n pixels sont masqués. Cette recherche d'une position repose sur une convolution bidimensionnelle des pixels sélectionnés par le masque. Le masque, ainsi que les nombres n et k sont des paramètres de cette procédure. La figure 3.24 montre deux exemples d'évènement et comment la procédure de sélection les traite.

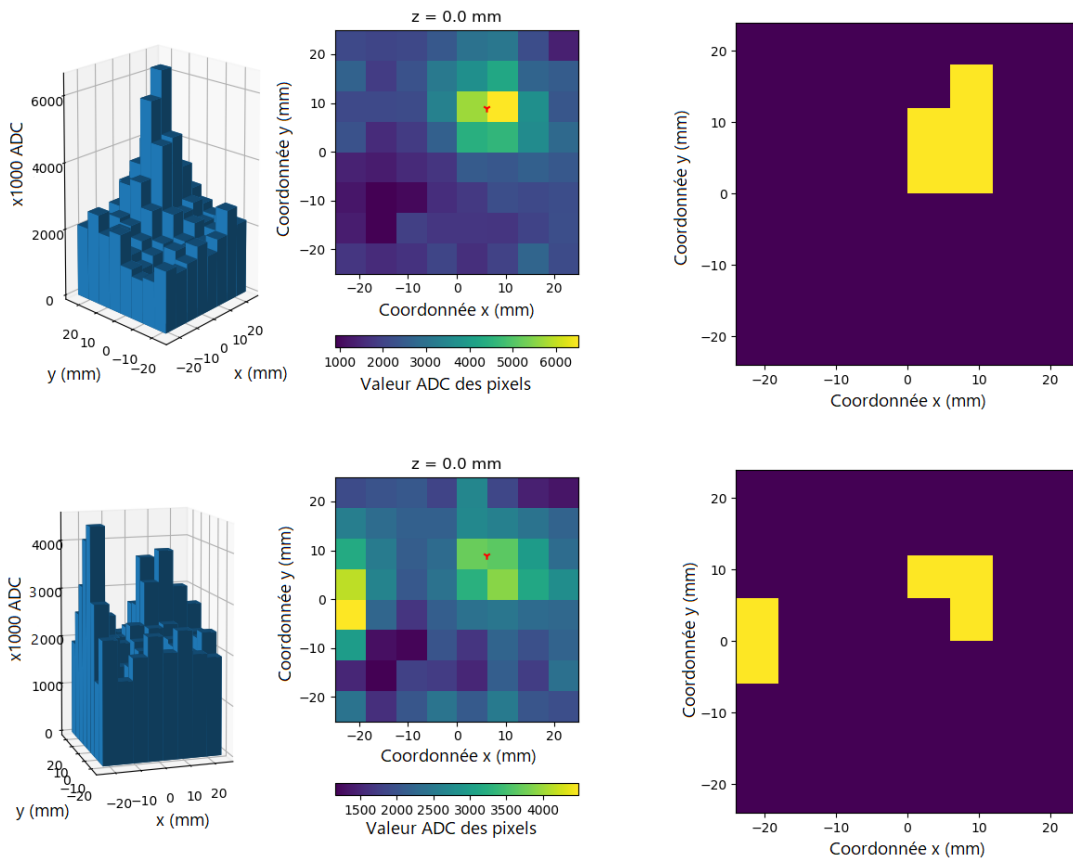


FIGURE 3.24 – Exemple de traitement d'un évènement par la procédure de sélection morphologique. Gauche : l'évènement après correction du gain des anodes. Droite : $n = 5$ pixels sélectionnés qu'on va chercher à masquer (en jaune). Haut : évènement piqué. Bas : évènement présentant deux dépôts d'énergie distincts. On utilisera typiquement un masque et une valeur de k tels que seul l'évènement du haut soit sélectionné.

La procédure de sélection des évènements piqués utilise cet algorithme deux fois à la suite : sont sélectionnés les évènements ayant leurs 4 pixels maximaux (soit $k = n = 4$) dans un carré de 2×2 pixels ou leurs 5 pixels maximaux (soit $k = n = 5$) dans un carré de 3×3 . Ces deux sélections sont nécessaires, la seconde condition ne sélectionne pas tous les évènements retenus par la première : en effet, dans le cas d'un évènement bien piqué sur 4 pixels, le cinquième pixel considéré peut faire partie du fond de lumière de scintillation à cause d'une variation statistique due au bruit de photon, et de ce fait être placé assez loin, éliminant un évènement à la morphologie acceptable. On peut voir sur la figure 3.25, qui représente le nombre d'évènements sélectionnés pour chacune de ces conditions en fonction de la position mécanique, que chaque condition favorise certaines positions. Les positions mécaniques sont espacées de 3 mm en x et en y , soit la moitié d'un pixel. On y voit apparaître un motif en carreaux dans la partie centrale du détecteur, qui indique que la première condition favorise les interactions proches des bords d'un pixel, là où la deuxième favorise les interactions proche du centre d'un pixel. Cela montre que ces deux conditions sont complémentaires.

Cette procédure sélectionne entre 89 % et 94 % des évènements à 662 keV, et entre 85 % et 93 % à 356 keV. Cela montre que la majorité des évènements présentent un dépôt d'énergie d'une taille limitée à quelques pixels. Cette proportion plus grande à 662 keV peut être expli-

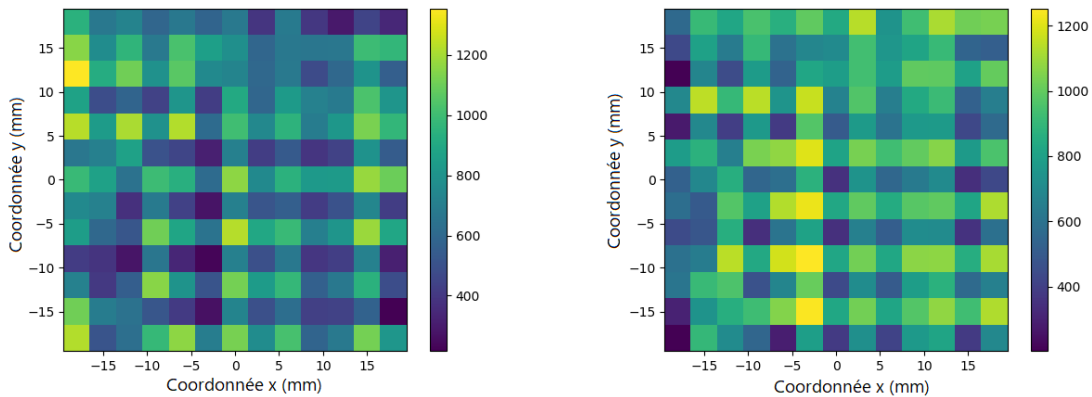


FIGURE 3.25 – Nombre d'évènements du pic de pleine énergie à 662 keV sélectionnés pour différents paramètres de la procédure de sélection morphologique. Gauche : pour 4 pixels dans un carré de 2×2 pixels. Droite : pour 5 pixels dans un carré de 3×3 .

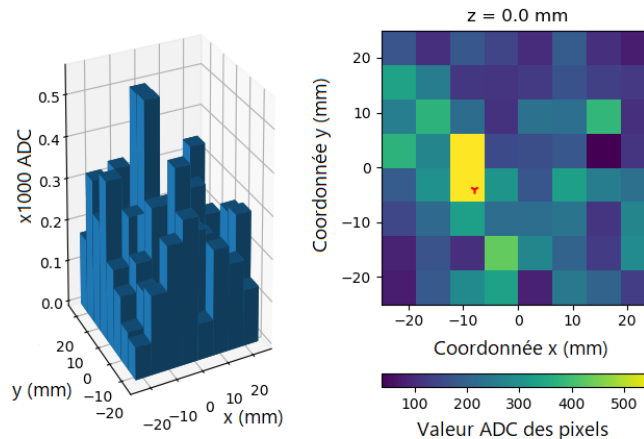


FIGURE 3.26 – Évènement du pic de pleine énergie à 59.5 keV de la source de ^{241}Am .

quée par la dynamique Compton en jeu. En effet, à ces deux énergies la première interaction dans le détecteur sera la plupart du temps une interaction Compton, mais à 662 keV les photons diffusés sont collimatés vers l'avant, ce qui explique que les interactions suivantes auront lieu en général plus proches de la première dans le plan xy , conduisant à plusieurs dépôts d'énergie trop proches pour être différenciés d'un seul.

On peut aussi noter que cette procédure n'est pas adaptée à une gamme d'énergie très large : à plus basse énergie, comme montré sur la figure 3.26 avec un évènement de 59.5 keV, le pic de lumière de scintillation a une largeur de l'ordre d'un pixel. Les paramètres de la procédure ne sont donc pas du tout adaptés. Cependant, à ces énergies la quasi-totalité des rayons gamma interagissent par effet photo-électrique dans les deux premiers millimètres du cristal de CeBr_3 , donc une sélection sur la morphologie n'est pas nécessaire en pratique. À plus haute énergie, le pic de lumière de scintillation est beaucoup plus large puisque plus de lumière de scintillation est produite, ce qui demanderait également d'adapter les paramètres de la procédure.

L'effet quantitatif de la sélection des évènements sur leur morphologie est discuté dans la section 3.3.2.6.

Données reconstruites	Données d'entraînement		
	à 59.5 keV	à 662 keV	à 59.5 keV et à 662 keV
à 59.5 keV	5.08 mm	6.56 mm	5.10 mm
à 662 keV	4.87 mm	4.57 mm	4.60 mm

TABLE 3.5 – Performances du réseau de neurones artificiels en fonction des données utilisées pour l'entraînement et la reconstruction.

3.3.2.5 Effet de l'énergie de l'évènement

La capacité des réseaux de neurones artificiels à reconstruire des évènements d'autres énergies a été examinée grâce à la source de ^{241}Am qui émet des rayons gamma de 59.5 keV. Les résultats (σ_{XY}) sont résumés dans le tableau 3.5 pour le réseau de neurones par défaut pour le module 1 :

Les entraînements n'utilisant qu'une seule énergie ont été réalisés avec 50 évènements par position mécanique pour l'entraînement et la validation. L'entraînement utilisant les deux énergies a été réalisé avec une concaténation des jeux de données de chaque énergie, soit avec 100 évènements par position mécanique au total.

On en déduit qu'utiliser un réseau de neurones par fenêtre d'énergie ne donne pas de meilleurs résultats que d'utiliser un seul réseau de neurones entraîné avec des données des deux énergies. C'est donc cette dernière procédure d'entraînement qu'on utilisera par défaut dans la suite.

3.3.2.6 Calcul de la résolution en position

Un exemple de positions reconstruites depuis un jeu de données est montré sur la figure 3.27. On voit que la plupart des évènements sont reconstruits à des positions proches de leur position mécanique, et ce sur toute la surface du détecteur. On obtient sur ce jeu de données $\sigma_{XY} = 5.0$ mm. On voit aussi que certains évènements sont reconstruits très loin de leur position mécanique. Il s'agit d'évènements provenant de la radioactivité ambiante.

Cela signifie que toutes les erreurs présentées jusqu'ici, si elles permettent de comparer les réseaux de neurones artificiels, ne sont pas directement assimilables à la résolution en position d'un réseau de neurones. En effet, les évènements provenant du fond de radioactivité ambiante sont utilisés dans les calculs d'erreurs et associés à une position mécanique dont ils peuvent être très éloignés. Ils peuvent représenter jusqu'à quelques pour cent du nombre d'évènements utilisés après la sélection en énergie décrite dans la section 3.3.2.2.

Afin de quantifier leur contribution aux erreurs de localisation calculées, un jeu de données a été acquis avec la source de ^{137}Cs à une seule position mécanique ($x_p = -3.3$ mm, $y_p = -2.6$ mm) avec le collimateur de 1 mm de diamètre intérieur. La contribution de la radioactivité ambiante a été mesurée avec un cylindre de Densimet 185 plein et la source toujours en place. Les deux prises de données ont été effectuées chacune pendant deux heures. Dans ces deux jeux de données on sélectionne les évènements dans une même fenêtre en énergie, entre ≈ 580 keV et ≈ 700 keV. On peut voir sur la figure 3.28 un histogramme des coordonnées x et y reconstruites par le réseau de neurones.

On constate qu'au delà d'une certaine distance de la position mécanique, les courbes vertes et bleues rejoignent la courbe rouge, ce qui indique que les évènements reconstruits loin de leur position mécanique proviennent effectivement de la radioactivité ambiante.

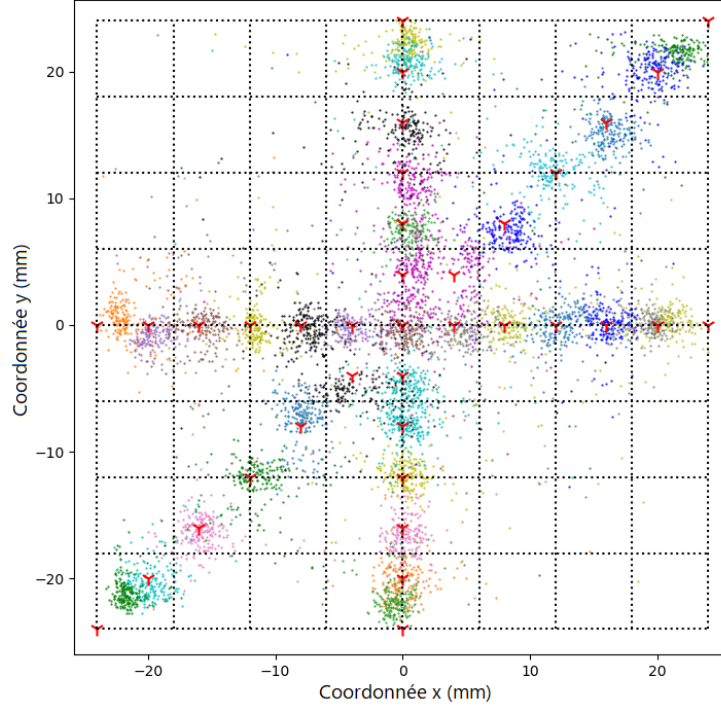


FIGURE 3.27 – Positions reconstruites par le réseau de neurones artificiels. Les positions mécaniques sont espacées de 4 mm en x et en y , et 200 évènements d'énergie 662 keV ont été sélectionnés en énergie et en morphologie pour chaque position mécanique. Les symboles rouges indiquent les positions mécaniques utilisées et chaque point de couleur représente les coordonnées reconstruites d'un évènement. Les évènements associés à une position mécanique sont de la même couleur (mais une couleur peut être utilisée pour plusieurs positions mécaniques). Les lignes en pointillés noirs matérialisent les pixels du MAPMT.

On peut donc soustraire pour cette position la contribution de la radioactivité ambiante dans chaque canal de l'histogramme, et définir $\sigma'_{X,p}$ et $\sigma'_{Y,p}$ de manière similaire à $\sigma_{X,p}$ et $\sigma_{Y,p}$, tels que

$$\sigma'_{X,p} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{bin=1}^n N_{bin} \times (x_p - x_{bin}^{rec})^2}, \quad (3.12)$$

$$\sigma'_{Y,p} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{bin=1}^n N_{bin} \times (y_p - y_{bin}^{rec})^2}, \quad (3.13)$$

où N est le nombre d'évènements dans le jeu de données, N_{bin} est le nombre d'évènements dans le canal bin , n est le nombre de canaux, et x_{bin}^{rec} (respectivement y_{bin}^{rec}) est la position selon l'axe x (resp. y) du milieu du canal bin . Dans la suite, on utilisera $N_{bin} = N_{bin}(\text{source}) - N_{bin}(\text{fond})$.

Et finalement

$$\sigma'_{XY,p} = \sqrt{\sigma'_{X,p}{}^2 + \sigma'_{Y,p}{}^2}. \quad (3.14)$$

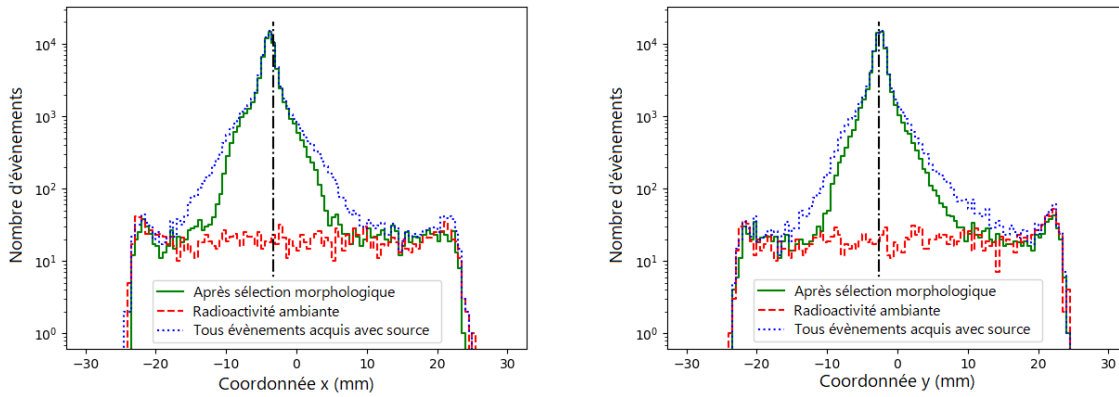


FIGURE 3.28 – Histogramme des coordonnées x (à gauche) et y (à droite) reconstruites pour les évènements associés à la position mécanique $x_p = -3.3$ mm, $y_p = -2.6$ mm. La ligne en pointillés bleus représente les coordonnées reconstruites de tous les évènements acquis avec la source. La ligne verte représente les coordonnées des évènements présentant une morphologie piquée, sélectionnés par la procédure décrite dans la section 3.3.2.4. La ligne en tirets rouges représente les coordonnées reconstruites des évènements du jeu de données représentant la radioactivité ambiante. La ligne noire représente visuellement les coordonnées x_p et y_p de la position mécanique.

On peut noter ici que $\sigma'_{XY,p}$ n'est pas mathématiquement équivalent à $\sigma_{XY,p}$. On peut montrer que si une infinité d'évènements sont répartis uniformément sur chaque canal, $\sigma'_{XY,p} > \sigma_{XY,p}$.

On obtient à cette position $\sigma'_{XY,p} = 3.9$ mm pour tous les évènements et $\sigma'_{XY,p} = 2.6$ mm pour les évènements ayant passé la sélection morphologique. Les résultats détaillés sont présentés dans le tableau 3.6.

Évènements	$\sigma_{X,p}$	$\sigma_{Y,p}$	$\sigma_{XY,p}$	$\sigma'_{X,p}$	$\sigma'_{Y,p}$	$\sigma'_{XY,p}$
Tous	3.6 mm	3.5 mm	5.0 mm	2.9 mm	2.6 mm	3.9 mm
Ayant passé la sélection morphologique	3.0 mm	2.9 mm	4.2 mm	1.9 mm	1.7 mm	2.6 mm

TABLE 3.6 – Performances du réseau de neurones avant et après soustraction du fond de radioactivité ambiante et avant et après sélection morphologique.

On constate dans ce tableau que les évènements de radioactivité ambiante dégradent la résolution en position estimée par $\sigma_{XY,p}$.

Il faut ici préciser que les $\sigma_{XY,p}$ et $\sigma'_{XY,p}$ ne doivent pas être interprétés comme des écarts-type d'une distribution gaussienne. La figure 3.29 montre la distribution des différences entre positions mécaniques et reconstruites pour le jeu de données utilisé pour calculer σ_{XY} . On voit que l'ajustement gaussien ne décrit pas correctement les données. En particulier, les queues de la distribution sont plus larges que l'ajustement gaussien, et les écarts-type ajustés valent ≈ 1.55 mm à 662 keV et ≈ 1.7 mm à 59.5 keV pour les deux axes x et y .

On peut voir sur la figure 3.30 l'évolution de $\sigma_{XY,p}$ en fonction de la position mécanique. L'erreur systématique sur ces valeurs est $\lesssim 0.2$ mm. On constate que ces valeurs sont relativement uniformes en dehors des ≈ 5 mm proches des bords du détecteur.

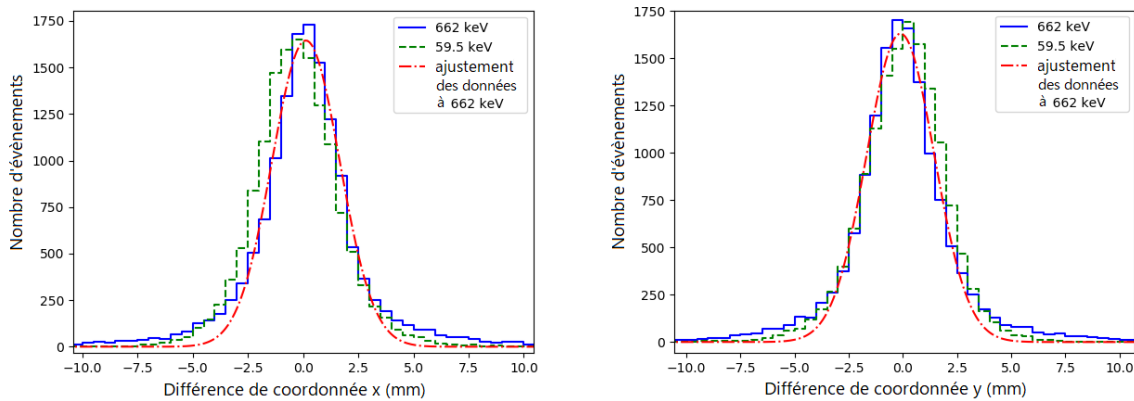


FIGURE 3.29 – Histogrammes des différences entre les coordonnées x (à gauche) et y (à droite) des positions mécaniques et reconstruites. La ligne bleue représente un jeu de données à 662 keV après sélection morphologique. La ligne verte représente un jeu de données à 59.5 keV. La ligne rouge représente un ajustement gaussien de la ligne bleue.

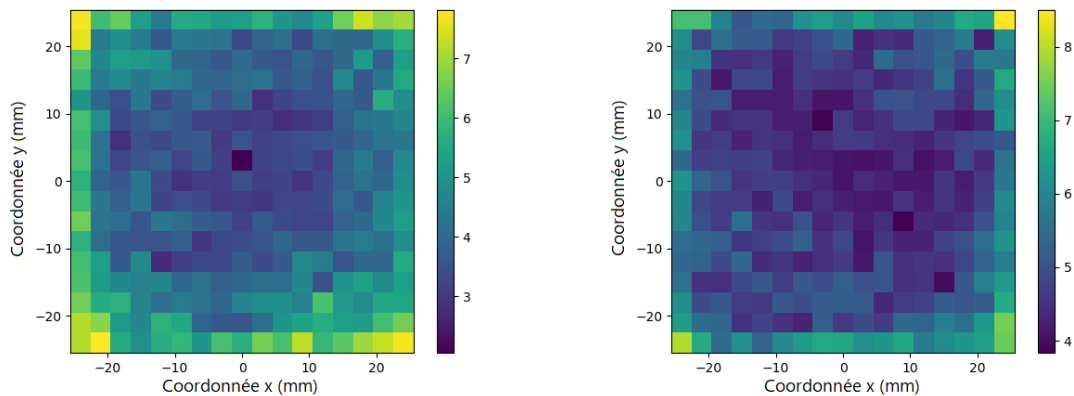


FIGURE 3.30 – $\sigma_{XY,p}$ en fonction de la position mécanique, calculé pour 1000 évènements par position mécanique et pour une position mécanique tous les 3 mm en x et en y . Gauche : pour un jeu de données de ^{241}Am à 59.5 keV, $\sigma_{XY} = 4.56$ mm. Droite : pour un jeu de données de ^{137}Cs à 662 keV, $\sigma_{XY} = 5.10$ mm avant sélection morphologique.

On voit dans la colonne $\sigma_{XY,p}$ du tableau 3.6 une première quantification de l'intérêt de la sélection morphologique des évènements, confirmée par la colonne $\sigma'_{XY,p}$. Plus précisément, on voit sur la figure 3.28 que les évènements qui ne passent pas la sélection morphologique peuvent être reconstruits assez loin de leur position mécanique associée, et donc de leur position de première interaction. Mais certains de ces évènements sont reconstruits proches de leur position mécanique associée, comme le montre la figure 3.31. Des tentatives de reconstruction de ces évènements avec un réseau de neurones dédié se sont montrées infructueuses, avec $\sigma_{XY} > 7$ mm pour toutes les architectures testées. En revanche, les réseaux de neurones entraînés avec un sous-groupe de ces évènements dont le barycentre (décrit à la section 3.3.2.1) est suffisamment proche de la position mécanique donnent de bons résultats sur ce même sous-groupe, jusqu'à $\sigma_{XY} \approx 4$ mm, radioactivité ambiante incluse. Cette seconde sélection ne peut pas être implémentée dans un instrument Compton, puisque la position d'interaction n'est pas connue a priori. Mais on peut déduire de cette analyse que les réseaux de neurones placent ces

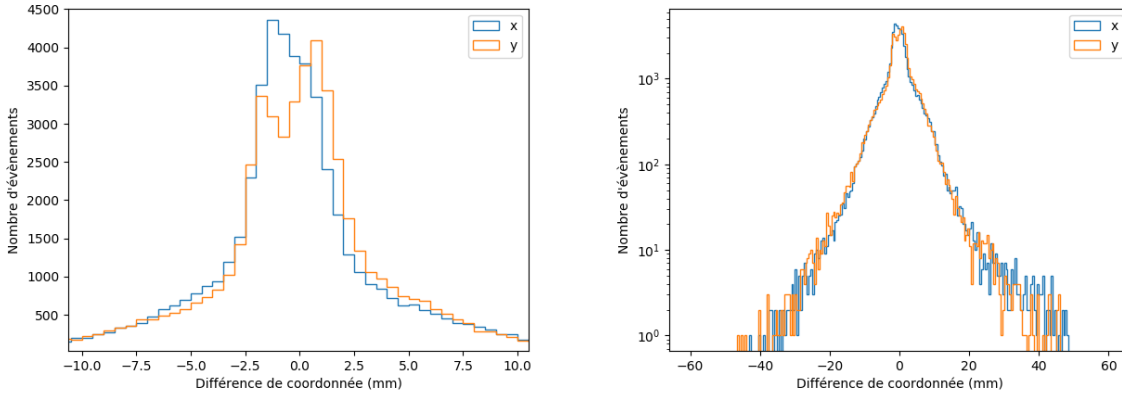


FIGURE 3.31 – Histogrammes des différences entre les coordonnées x (en bleu) et y (en jaune) des positions mécaniques et reconstruites pour les évènements qui ne passent pas la sélection morphologique. Gauche : échelle linéaire en y , axe x entre -10 mm et 10 mm. Droite : échelle logarithmique en y .

évènements à la position où la majorité de leur énergie a été déposée. Dans le cas des évènements présentant deux interactions, la majorité de l'énergie peut ne pas être déposée lors de la première interaction, ce qui explique ces évènements mal reconstruits.

3.3.3 Reconstruction de la profondeur d'interaction

La reconstruction de la profondeur d'interaction est la reconstruction de la coordonnée z . Cette coordonnée de la position d'interaction n'est pas connue lors d'une irradiation du détecteur de face sur le banc de scan. Dans cette partie, on irradiera donc le détecteur par la tranche, comme montré sur la droite de la figure 3.2 et sur la figure 3.4.

De la même manière que dans la partie 3.3.2, on définit l'erreur sur la reconstruction de la profondeur d'interaction d'un évènement comme :

$$\delta_{Z,i,\text{réel}} = \sqrt{(z_i^{\text{réel}} - z_i^{\text{rec}})^2}, \quad (3.15)$$

où $z_i^{\text{réel}}$ est la profondeur d'interaction réelle de l'évènement i et z_i^{rec} la profondeur reconstruite.

J'approxime cette grandeur par :

$$\delta_{Z,i,p} = \sqrt{(z_p - z_i^{\text{rec}})^2}, \quad (3.16)$$

où z_p est la position d'irradiation selon l'axe z .

On définit de la même manière pour une seule position mécanique :

$$\sigma_{Z,p} = \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \delta_{Z,i,p}^2}, \quad (3.17)$$

où N_p est le nombre d'évènements à cette position mécanique p .

Et pour un jeu de données quelconque :

$$\sigma_Z = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_p N_p \sigma_{Z,p}^2}, \quad (3.18)$$

où N est le nombre d'évènements dans le jeu de données et N_p est le nombre d'évènements à la position mécanique p .

Toujours de la même manière que dans la partie 3.3.2, on définit $\sigma_{Z,p}^j$ pour quantifier un biais dans les positions reconstruites et $\sigma_{Z,p}^p$ pour quantifier la dispersion des positions reconstruites à une position mécanique p donnée par :

$$\sigma_{Z,p}^j = \sqrt{(z_p - \bar{z})^2}, \quad (3.19)$$

$$\sigma_{Z,p}^p = \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} (z_i^{\text{rec}} - \bar{z})^2}, \quad (3.20)$$

où \bar{z} est la moyenne des positions reconstruites z_i^{rec} . On a toujours $\sigma_{Z,p}^j{}^2 + \sigma_{Z,p}^p{}^2 = \sigma_{Z,p}$. On peut définir de la même manière σ_Z^j et σ_Z^p comme, respectivement, la moyenne quadratique des $\sigma_{Z,p}^j$ et des $\sigma_{Z,p}^p$.

3.3.3.1 Sélection des données

L'irradiation par la tranche pose un autre problème dans l'acquisition des données : l'absorption des rayons gamma incidents dans le cristal. En effet, si on irradie par la tranche en utilisant la source de ^{241}Am , les rayons gamma seront absorbés dans les premiers millimètres du cristal, et de ce fait seront concentrés aux coordonnées $x > 20$ mm. Cela signifie que le réseau de neurones n'aura pas été entraîné pour reconstruire la profondeur d'interaction des évènements situés à d'autres positions sur l'axe x , et aura donc des performances beaucoup moins bonnes.

Pour pallier à ce problème, on n'utilisera que des données issues de la source de ^{137}Cs , car les rayons gamma émis ont une énergie de 662 keV et sont donc suffisamment pénétrants. Pour obtenir des évènements d'énergie plus faible que 662 keV, on utilisera des évènements du plateau Compton de cette source. Ces évènements résultent en moyenne d'une à deux interactions dans le cristal. Ils permettent d'approximer la distribution de lumière de scintillation d'un photon de plus basse énergie par la distribution de lumière de scintillation d'un ou deux électrons comptonisés ayant déposé la même énergie. La principale différence est la direction des électrons accélérés, et cela devrait être négligeable, puisque le parcours moyen d'un électron de cette énergie dans le CeBr_3 est inférieur à 0.1 mm, soit beaucoup plus faible que la taille d'un pixel (6 mm). Cette approche permet en revanche de générer des évènements de profondeur d'interaction connue à plusieurs énergies et réparties sur tout le détecteur, comme le montre la partie droite de la figure 3.32.

Dans la suite, on utilisera trois fenêtres en énergie, montrées sur le spectre dans la partie gauche de la figure 3.32. Les évènements du pic de pleine énergie sont sélectionnés comme décrit dans la partie 3.3.2.2. Une fenêtre en énergie est choisie entre le front Compton et le pic de rétro-diffusion, soit entre 70 kADC et 100 kADC. On appellera cette fenêtre la fenêtre de moyenne énergie, située autour de 300 keV. Enfin on considérera une fenêtre de basse énergie entre les rayons X de la source et le pic de rétro-diffusion, soit entre 25 kADC et 38 kADC, soit environ 130 keV.

Pour les entraînements de réseaux de neurones artificiels, on utilisera 100 évènements par position mécanique et par fenêtre en énergie.

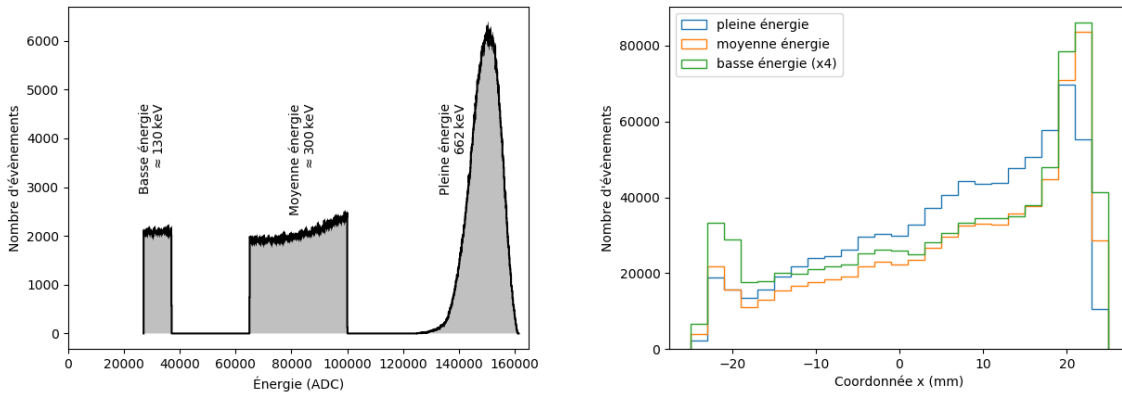


FIGURE 3.32 – Gauche : spectre représentant les trois fenêtres en énergie utilisées dans cette partie (basse, moyenne et pleine énergie). Droite : distribution des coordonnées x (le long du faisceau de rayons gamma) de tous les évènements des trois fenêtres en énergie. Les coordonnées sont obtenues à l'aide du réseau de neurones décrit dans la section 3.3.2.3.

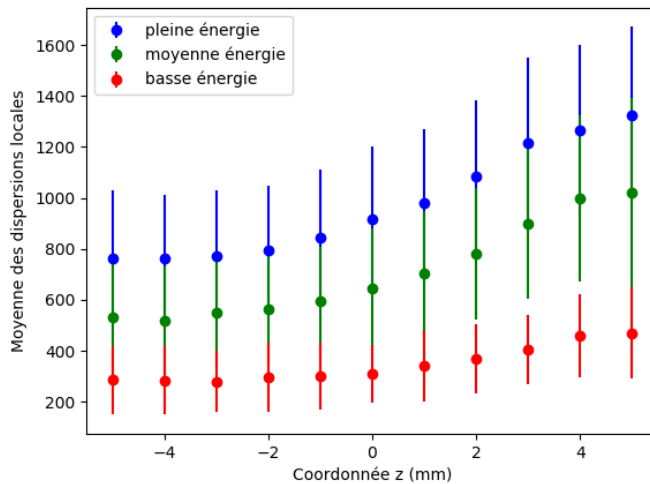


FIGURE 3.33 – Moyenne et écart-type (barres d'erreur) des dispersions locales, calculées pour les évènements associés aux positions mécaniques $y_p = 0$ mm dans les trois fenêtres en énergie, en fonction de z_p . Le MAPMT est situé à $z > 6.5$ mm, et sa photocathode dans le plan $z = 7.5$ mm.

3.3.3.2 Validation du principe de fonctionnement

L'idée générale de la reconstruction de la profondeur d'interaction est qu'une interaction se produisant plus près de la photocathode du MAPMT donnera une distribution de la lumière de scintillation plus étroite qu'une interaction plus éloignée. Afin de vérifier cette hypothèse, on introduit une variable appelée dispersion locale. Elle est définie comme l'écart-type des valeurs en ADC de neuf pixels, le pixel ayant reçu le plus de lumière de scintillation et les 8 pixels adjacents.

On peut voir les valeurs moyennes de cette variable, calculée pour tous les évènements associés à une position mécanique de coordonnée $y_p = 0$ mm, sur la figure 3.33. Les barres

d'erreur représentent sur cette figure l'écart-type des valeurs de dispersion locale.

On constate que la moyenne des dispersions locales est corrélée à la valeur de z_p , mais avec des variations trop importantes pour qu'il soit possible de reconstruire la coordonnée z d'interaction à partir de la valeur calculée pour un évènement. On peut également noter que la moyenne des dispersions locales ne dépend plus de z_p pour $z_p \leq -3$ mm. La largeur du pic de lumière de scintillation est donc bien corrélée à la profondeur d'interaction dans la majorité du volume sensible du détecteur.

3.3.3.3 Reconstruction de la profondeur d'interaction avec un réseau de neurones artificiels

Les évènements que l'on utilise sont associés à une position mécanique dont on connaît les coordonnées y_p et z_p . Des tests préliminaires ont montré que reconstruire ces deux coordonnées donnaient de moins bons résultats sur la profondeur d'interaction que de reconstruire uniquement z . Cela peut s'expliquer par la fonction d'évaluation de l'erreur, décrite dans la section 3.3.1. Puisqu'il s'agit de la moyenne des erreurs au carré sur chaque axe, les deux axes y et z ont la même contribution à l'évaluation de l'erreur. Mais ces deux coordonnées ne sont pas reconstruites à partir des données de la même manière. Plus précisément, la reconstruction de la coordonnée y est beaucoup plus directe, et l'amplitude des valeurs possibles est plus importante ce qui conduit à une diminution de l'erreur en y beaucoup plus rapide. On constate donc que les réseaux de neurones entraînés pour reconstruire les deux coordonnées y et z reconstruisent en priorité la coordonnée y et de ce fait ont des performances sub-optimales en z .

Des tests préliminaires ont aussi montré que la performance des réseaux de neurones artificiels dépend assez peu du nombre de neurones au-delà d'un certain seuil. Ils ont finalement révélé que la performance du réseau de neurones utilisé pour reconstruire la profondeur d'interaction bénéficie d'un nombre plus élevé de couches cachées. C'est pourquoi dans cette partie on se concentrera sur la fonction d'activation et l'algorithme d'entraînement.

Les architectures testées sont des combinaisons des paramètres suivants :

- 4 couches cachées
- 80 neurones par couche cachée
- 10 fonctions d'activation différentes [Chollet et al., 2015] : `sigmoid`, `hard sigmoid`, `tanh`, `elu`, `relu`, `softplus`, `softmax`, `softsign`, `exponential`, et `linear` (voir figure 3.20).
- 3 algorithmes d'apprentissage différents : `adam`, `nadam` et `adamax`.

Dans notre cas, l'algorithme d'entraînement donnant les meilleurs performances est `adamax` et la meilleure fonction d'activation est `elu`. La reconstruction de la profondeur d'interaction fonctionne le mieux dans les fenêtres de pleine et moyenne énergie, avec $\sigma_Z \approx 2$ mm. Dans la fenêtre de basse énergie, les performances sont significativement plus faibles avec $\sigma_Z \approx 2.4$ mm.

On peut voir sur la figure 3.34 l'histogramme des profondeurs d'interaction reconstruites pour trois positions d'irradiation. Les profondeurs d'interaction sont globalement bien reconstruites, mais avec une incertitude plus importante que celle obtenue en x ou en y . La figure 3.35 montre les $\sigma_{Z,p}$ et $\sigma_{Z,p}^p$ en fonctions des positions d'irradiation dans le plan yz . On constate que les coordonnées $z_p = -5$ mm et $z_p = 5$ mm sont plus mal reconstruites que les autres puisque proches des bords du cristal de CeBr_3 . On remarque aussi une asymétrie entre $z_p \in [-5, -3]$ et $z_p \in [3, 5]$: en effet, $\sigma_{Z,p}^p$ semble dominer dans l'intervalle $z_p \in [3, 5]$, là où l'intervalle $z_p \in [-5, -3]$ semble dominé par $\sigma_{Z,p}^j$. Cela indique que proche de la photocathode du MAPMT

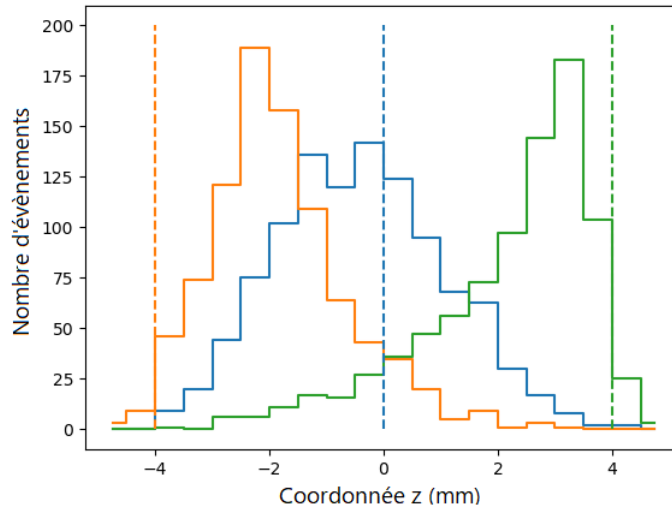


FIGURE 3.34 – Histogramme des profondeurs d’interaction reconstruites à 662 keV pour trois positions d’irradiation. Jaune : $(y_p, z_p) = (10 \text{ mm}, -4 \text{ mm})$. Bleu : $(y_p, z_p) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$. Vert : $(y_p, z_p) = (10 \text{ mm}, 4 \text{ mm})$. Les lignes verticales en pointillés représentent la coordonnée z de la position mécanique.

à $z \approx 5 \text{ mm}$, certains évènements sont moins piqués qu’attendu, et sont donc reconstruits assez loin de leur coordonnée z , ce qui est confirmé par la queue de la distribution verte sur la figure 3.34. À l’inverse, les évènements ayant interagit à $z \approx -5 \text{ mm}$ sont reconstruits avec la même dispersion mais en moyenne plus loin de leur profondeur d’interaction, comme le montre la distribution jaune de la figure 3.34. La forme de la distribution de la lumière de scintillation dépend en effet moins de la profondeur d’interaction à cet endroit, et le réseau de neurones semble placer tous ces évènements à $z \approx -2.5 \text{ mm}$, d’où la contribution importante de $\sigma_{Z,p}^j$.

Finalement, comme pour la reconstruction des coordonnées x et y , on constate qu’entraîner un réseau de neurones pour chaque fenêtre en énergie ne donne pas de meilleures performances qu’un réseau de neurones entraîné avec des données de toutes les fenêtres en énergie.

3.3.3.4 Performance à basse énergie

Des tests menés dans une fenêtre en énergie encore plus basse, autour de 50 keV donnent des résultats encore moins bons, avec $\sigma_Z \approx 2.6 \text{ mm}$. Cela est très proche de l’erreur moyenne attendue si l’on n’effectue aucune reconstruction, $\sigma_Z = 10/\sqrt{12} \approx 2.89 \text{ mm}$ (où 10 mm est l’épaisseur du cristal). On peut l’expliquer par le nombre de photons de scintillation générés, qui est beaucoup plus faible, et par le fait que la largeur du pic de lumière de scintillation est proche de la dimension des pixels, comme montré sur la figure 3.26. Il faut aussi noter la présence dans ce jeu de données d’évènements issus des rayons X de la raie $K\alpha$ du baryum à 31 keV, élément obtenu après désintégration du césium. Ces évènements se concentrent sur le côté du détecteur puisque leur énergie initiale est très faible et de ce fait perturbent l’entraînement du réseau de neurones.

À des énergies inférieures à 100 keV, la longueur d’atténuation des rayons gamma dans le CeBr_3 est inférieure à 2 mm. Par conséquent, utiliser un réseau de neurones ayant une incertitude plus grande est sub-optimal. On pourrait en revanche assigner à tous ces évènements

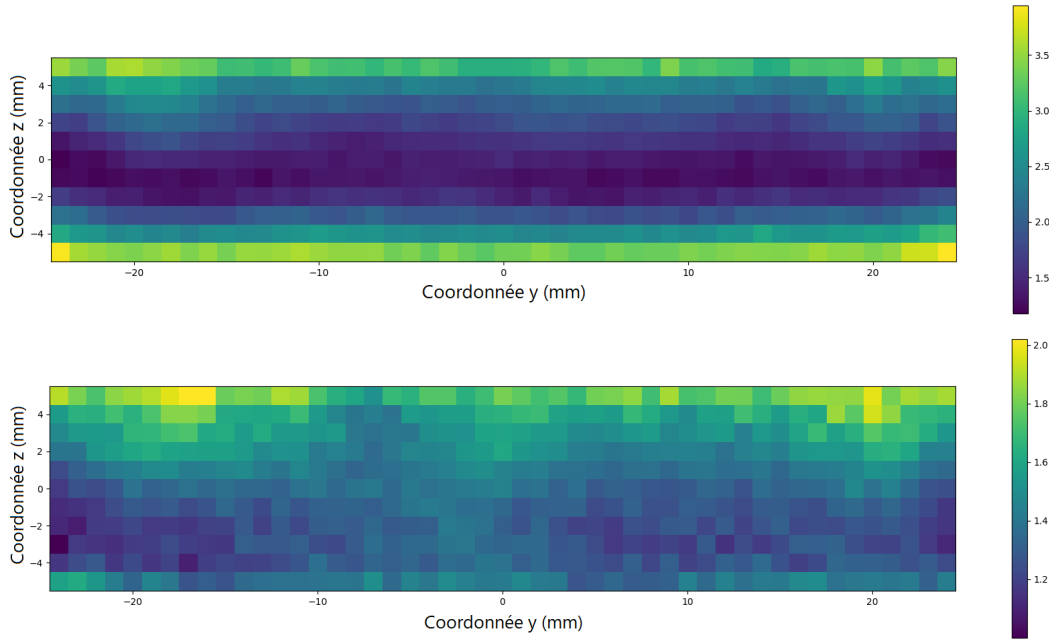


FIGURE 3.35 – Erreur en mm sur la reconstruction de la profondeur d’interaction, représentée dans le plan yz . Haut : $\sigma_{Z,p}$. Bas : $\sigma_{Z,p}^P$.

une coordonnée z prédéfinie et indépendante de leur distribution de lumière de scintillation. En-dessous de ≈ 100 keV, une coordonnée appropriée serait $z = -5$ mm, la coordonnée de la face d’entrée du cristal. Mais une méthode plus subtile est d’assigner à ces événements une coordonnée z qui ne dépend que de leur énergie, égale à la moyenne des profondeurs d’interaction simulées dans le cristal en utilisant une simulation Monte-Carlo. Cela permet aussi de prendre en compte la profondeur finie du cristal. Les profondeurs d’interaction sont calculées en utilisant la base de données de sections efficaces NIST XCOM [Berger et al., 2010].

La figure 3.36 représente l’erreur σ_z obtenue avec ces différentes méthodes de reconstruction de la profondeur d’interaction. La courbe rouge est toujours située sous la courbe verte car elle utilise une meilleure modélisation de la réalité. Elle tend vers la courbe noire à haute énergie car la profondeur d’interaction moyenne des événements tend vers le centre du cristal. Il faut noter ici que ces méthodes reposent sur l’hypothèse qu’un dépôt d’énergie faible est dû à l’absorption totale d’un rayon gamma de faible énergie, provenant de l’avant du détecteur avec une incidence normale à la face d’entrée du cristal. Cela peut ne pas être le cas dans un télescope Compton, où un rayon gamma peut être diffusé une première fois dans ce type de détecteur puis être absorbé dans un autre détecteur.

Finalement, le réseau de neurones artificiels permet d’obtenir une meilleure performance que toutes les autres méthodes pour une énergie supérieure à ≈ 150 keV.

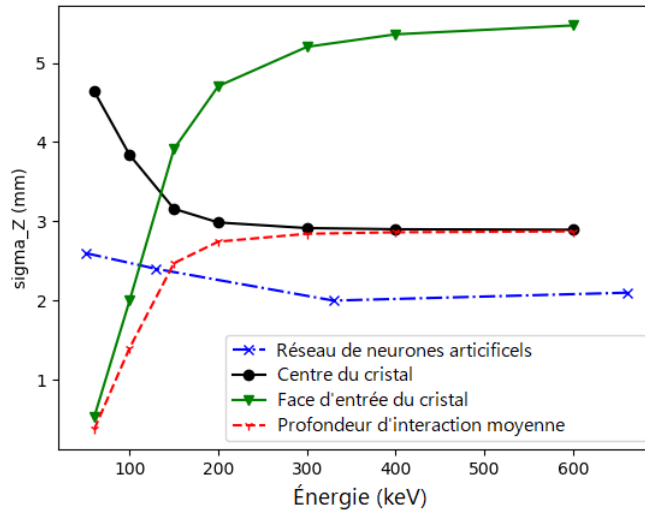


FIGURE 3.36 – σ_Z en fonction de l'énergie du rayon gamma incident pour différentes méthodes de reconstruction. L'erreur du réseau de neurones discuté dans cette partie est représentée en bleu. La courbe noire représente l'erreur obtenue lorsque tous les évènements sont reconstruits en $z_i^{\text{rec}} = 0$ mm, la courbe verte en $z_i^{\text{rec}} = -5$ mm. La courbe rouge représente l'erreur obtenue lorsque tous les évènements sont reconstruits à leur profondeur moyenne d'interaction pour une incidence normale.

Conclusion

Dans ce chapitre j'ai présenté en détail un détecteur composé d'un cristal scintillant monolithique de CeBr_3 , d'un tube photomultiplicateur multi-anodes et de son électronique de lecture. Ce détecteur permet la reconstruction de la position de première interaction d'un rayon gamma en 3D dans le volume du cristal.

La reconstruction de cette position repose sur l'utilisation de réseaux de neurones artificiels, qui permettent d'atteindre une incertitude $\sigma_X \approx \sigma_Y \approx 1.8$ mm dans le plan du MAPMT pour les évènements avec une morphologie favorable ($\approx 90\%$ des évènements). Cette méthode fonctionne dans toute la gamme d'énergie que j'ai pu tester, entre 60 keV et 662 keV. J'ai trouvé qu'un réseau de neurones artificiels composé de deux couches cachées avec 19 neurones chacune présente un bon compromis entre performance et complexité pour la reconstruction de la position dans le plan xy . La fonction d'activation `elu` permet de minimiser le biais dans les positions reconstruites.

Des investigations ultérieures ont montré que cette méthode et cette architecture de réseaux de neurones peuvent être généralisées aux autres modules étudiés, même si la répartition des gains des anodes peuvent beaucoup varier d'un MAPMT à l'autre. Un nouveau module nécessitera simplement un nouvel entraînement du réseau de neurones avec ses données. Les résultats quantitatifs sont résumés dans le tableau 3.7 pour les six modules étudiés.

Module numéro	P	1	2	3	4	5
σ_{XY} à 59.5 keV	4.6 mm	4.5 mm	4.3 mm	5.1 mm	4.6 mm	4.9 mm
σ_{XY} à 662 keV	5.1 mm	4.0 mm	4.7 mm	4.2 mm	4.1 mm	4.1 mm
Fraction d'évènements sélectionnés à 662 keV	85%	90%	89%	93%	93%	94%
σ_{XY} at 662 keV après sélection morphologique	4.9 mm	3.7 mm	4.3 mm	3.8 mm	3.7 mm	3.7 mm

TABLE 3.7 – Résumé des résultats obtenus pour la reconstruction de la position en xy et pour l'analyse de la morphologie pour les six modules étudiés.

Avec un réseau de neurones artificiels dédié j'ai obtenu une incertitude sur la profondeur d'interaction de $\sigma_z \approx 2$ mm pour une énergie supérieure à environ 150 keV. Pour la reconstruction de la profondeur d'interaction, un réseau de neurones avec quatre couches cachées de 80 neurones chacune, utilisant la fonction d'activation `elu`, donne des résultats satisfaisants. L'algorithme d'entraînement utilisé est `adamax` dans les deux cas.

Finalement, la connaissance de la position d'interaction permet d'obtenir une résolution en énergie de 4.7 % à 662 keV. Ces performances font de ce type de détecteur un choix pertinent pour un instrument Compton.

Dans le chapitre 4, je vais présenter un prototype de télescope Compton utilisant ce type de modules ainsi que les performances obtenues. Enfin, dans le chapitre 5, je vais utiliser les résultats obtenus ici pour concevoir le polarimètre Compton embarqué dans les CubeSats de COMCUBE et évaluer les performances de cette mission spatiale.

Chapitre 4

Un premier prototype de télescope Compton pour COMCUBE

Dans ce chapitre, je présente le prototype de télescope Compton au développement duquel j'ai participé. Il est constitué de deux détecteurs : un détecteur en silicium à pistes double-face, et un module calorimètre. Il s'appuie largement sur les développements techniques réalisés dans le cadre du projet ComptonCAM [Tatischeff et al., 2019], lui-même basé sur les développements instrumentaux réalisés à IJClab sur ces deux types de détecteurs.

Je commencerai par introduire les principaux composants de ce télescope et la méthodologie de traitement des données, puis les résultats obtenus en imagerie et spectroscopie, avant de discuter la mesure réalisée avec une source de rayonnement gamma polarisé.

4.1 Les principaux composants

Le principe de fonctionnement d'un télescope Compton est décrit à la section 2.3. Le prototype de télescope Compton discuté dans ce chapitre est constitué de deux détecteurs. Je vais appeler le premier "diffuseur trajectographe" puisqu'il a pour but de diffuser le rayon gamma incident et éventuellement de mesurer la trajectoire de l'électron comptonisé, et le second "calorimètre" puisqu'il a pour but d'absorber le rayon gamma diffusé. Ces deux détecteurs seront positionnés dans la suite tels que le centre du diffuseur trajectographe soit l'origine du système de coordonnées de l'instrument et que la face d'entrée du module calorimètre soit située à $(x, y, z) = (0 \text{ cm}, 0 \text{ cm}, -2.3 \text{ cm})$. Le but de cette partie est de présenter succinctement ces deux détecteurs, l'électronique de coïncidence utilisée dans ce prototype de télescope Compton, ainsi que les principales étapes de l'analyse des données.

4.1.1 Le diffuseur trajectographe

Pour le télescope Compton dont il est question ici, le diffuseur trajectographe est constitué d'un détecteur en silicium à pistes double-face (DSSSD, pour "double sided silicon stripped detectors"). L'électronique du diffuseur trajectographe a été conçue pour être configurable jusqu'à 12 DSSSDs, bien qu'on en utilisera qu'un seul dans ce travail. Ce détecteur est une jonction PN polarisée en inverse : lorsqu'un rayonnement ionisant interagit dans le volume sensible, il génère un nombre de paires électrons-trous proportionnel à l'énergie déposée. Les trous sont

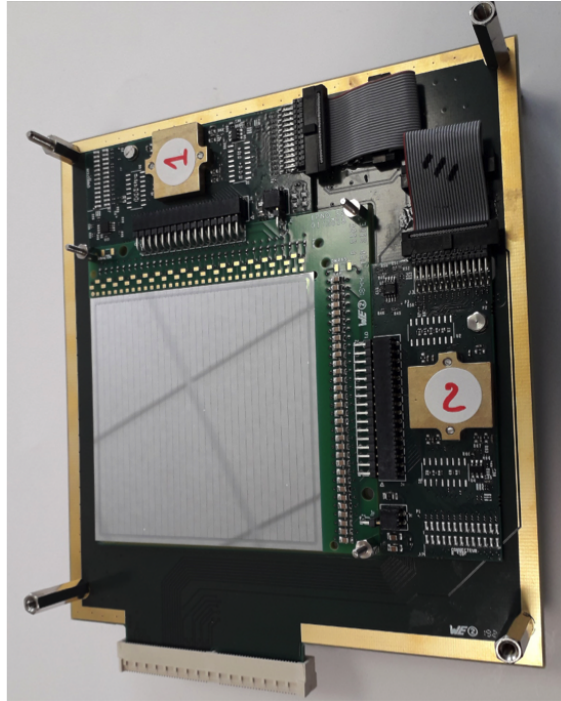


FIGURE 4.1 – Photographie d’un DSSSD et de son électronique de lecture. Le détecteur est la pièce métallisée, sur laquelle on distingue 32 pistes verticales (face P), donnant la coordonnée x . La face arrière (face N), qui n’est pas visible sur cette image, contient 32 pistes horizontales, renseignant sur la coordonnée y . Les résistances et condensateurs de couplage sont soudés sur le circuit imprimé vert, sur lequel on voit aussi des points de contact de test. Au-dessus et à droite du détecteur on peut voir deux petits circuits imprimés contenant les ASICs de lecture, numérotés 1 et 2 pour les faces P et N respectivement.

collectés sur la face P (à l’avant, montrée sur la figure 4.1) et les électrons sur la face N (à l’arrière), ce qui fournit deux mesures indépendantes de l’énergie. Le modèle de ce détecteur est le BB7 de l’entreprise Micron. Il s’agit d’un DSSSD de $68 \times 68 \times 1.5 \text{ mm}^3$ dont le volume sensible est $64 \times 64 \times 1.5 \text{ mm}^3$.

Ce détecteur contient 32 pistes de 2 mm de large sur chaque face, afin de localiser en deux dimensions la position d’interaction. La face P est segmentée en pistes verticales et la face N en pistes horizontales. De ce fait, lorsqu’une particule interagit dans le DSSSD, une piste de chaque face déclenche l’électronique de lecture, et le numéro de la piste sur la face P (respectivement N) permet de connaître la coordonnée x (respectivement y) de la position d’interaction. On prendra pour la mesure de l’énergie la moyenne des énergies mesurées sur chaque face.

Au cours d’une acquisition de données avec un DSSSD, il peut arriver que plusieurs pistes soient déclenchées sur une ou les deux faces. Cela peut être dû à un bruit électronique sur une piste qui arrive en coïncidence fortuite avec un événement réel. Cela peut aussi être dû à une collection de charges répartie sur deux pistes voisines, parce que le nuage de paires électrons-trous a une certaine taille et qu’il est géométriquement réparti entre les deux. On appelle ce cas de figure un événement inter-pistes.

En pratique, lorsqu’une piste déclenche l’électronique de lecture, cette dernière va lire toutes les pistes de chaque face qui sont au-dessus d’un certain seuil. On obtient donc p et n mesures d’énergie pour les faces P et N respectivement. Lors de l’analyse de données, on cherche parmi les $p \times n$ combinaisons possibles lesquelles ont mesuré la même énergie à une

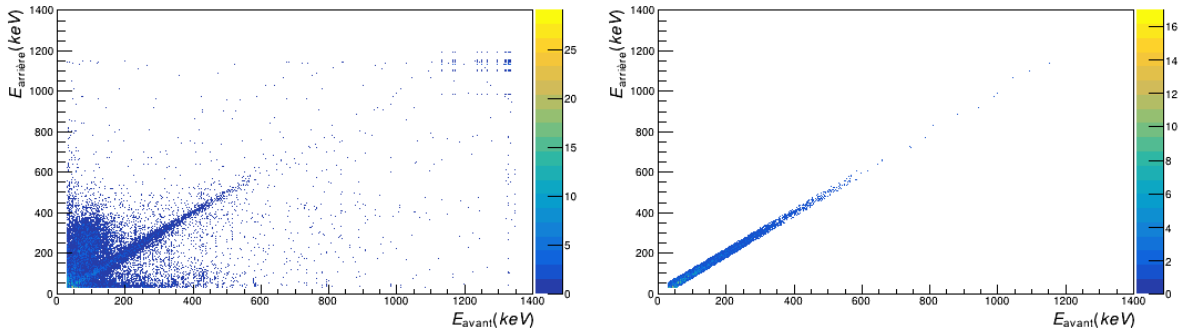


FIGURE 4.2 – Diagramme de corrélation avant-arrière pour un DSSSD avant (gauche) et après (droite) sélection des évènements physiques avec $\sigma_{\text{pn}} = 6 \text{ keV}$ et $n_{\sigma_{\text{pn}}} = 2$.

marge d'erreur près. Ces combinaisons sont dites "physiques". Cette marge d'erreur est exprimée en nombre de σ_{pn} , où σ_{pn} est approximativement l'écart-type d'une mesure d'énergie. Plus précisément, on considèrera les combinaisons vérifiant l'équation :

$$\frac{|E_{\text{avant}} - E_{\text{arrière}}|}{2} < n_{\sigma_{\text{pn}}} \times \sigma_{\text{pn}}, \quad (4.1)$$

où E_{avant} (respectivement $E_{\text{arrière}}$) est l'énergie mesurée sur la face P (resp. N), et $n_{\sigma_{\text{pn}}}$ est un paramètre de l'analyse qui fixe l'écart maximum entre les mesures d'énergie sur les deux faces, exprimé en nombre de σ_{pn} . Un exemple de diagramme de corrélation avant-arrière est montrée avant et après sélection sur la figure 4.2.

Dans la suite, on considèrera uniquement les évènements pour lesquels une seule combinaison de ce type existe. De ce fait, les évènements pour lesquels le dépôt d'énergie s'est réparti sur plusieurs pistes ne seront pas traités. Finalement, on fixera dans la suite $\sigma_{\text{pn}} = 6 \text{ keV}$, et on considèrera que l'énergie mesurée est la moyenne des mesures sur les faces P et N.

4.1.2 Le calorimètre

Le calorimètre est constitué d'un module calorimètre tel que présenté au chapitre 3. Il est constitué d'un cristal scintillant monolithique de CeBr_3 , de dimensions $x \times y \times z = 51 \times 51 \times 10 \text{ mm}^3$ couplé optiquement à un tube photomultiplicateur multi-anodes. La position d'interaction est reconstruite en utilisant deux réseaux de neurones artificiels, un pour les coordonnées x et y , et un pour la coordonnée z .

Dans la suite on utilisera les architectures de réseaux de neurones artificiels optimisées décrites au chapitre 3 pour la reconstruction de la position en trois dimensions. La résolution en position obtenue (l'écart-type des mesures) est d'environ 1.8 mm dans le plan xy et 2 mm pour la profondeur d'interaction z à suffisamment haute énergie. À basse énergie ($E < 150 \text{ keV}$), on prendra pour profondeur d'interaction d'un événement la profondeur d'interaction moyenne, tel que décrit dans la section 3.3.3.4. La correction en énergie décrite dans la section 3.2.2 est systématiquement appliquée.

4.1.3 L'électronique de coïncidence

Afin de s'assurer que les dépôts d'énergie dans les deux détecteurs proviennent bien du même rayon gamma, le télescope est muni d'une électronique de coïncidence entre les deux

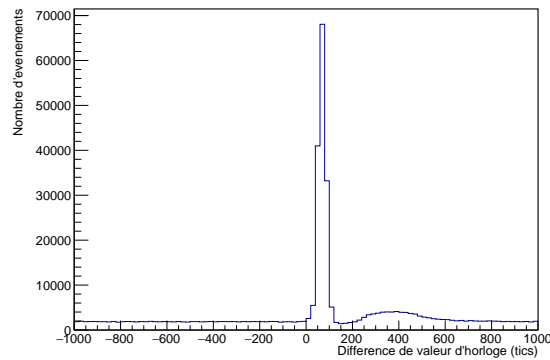


FIGURE 4.3 – Spectre en temps après synchronisation des détecteurs, exprimé en tics ($\times 10$ ns). Le temps représenté est la différence de la valeur d'horloge du diffuseur trajectographe à celle du module calorimètre.

détecteurs. Le système choisi est une coïncidence *a posteriori*, c'est-à-dire que tous les événements sont marqués en temps et les coïncidences sont décidées lors de l'analyse de données. En parallèle, l'électronique de coïncidence enregistre le motif de déclenchement, c'est-à-dire la liste des détecteurs ayant déclenché dans une fenêtre de coïncidence prédéfinie (en général cette liste ne contient qu'un seul détecteur).

Tous les détecteurs, c'est-à-dire le diffuseur trajectographe et le module calorimètre ont des électroniques de lecture indépendantes. Cela signifie que chaque détecteur a un système de marquage en temps indépendant, appelé "horloge". D'un point de vue électronique, une horloge est un dispositif initialisé à 0 et qui compte +1 pour chaque intervalle de temps donné, appelé "tic", et qui vaut ici 10 ns. En raison de petites variations dans les composants électroniques constituant ces horloges, elles ne fonctionnent pas rigoureusement à la même vitesse et vont donc se décaler. Afin de les maintenir synchronisées, une impulsion dite de "RESET" est envoyée par l'électronique de coïncidence à chaque détecteur, à intervalle régulier. À réception de ce signal, les détecteurs remettent à zéro leur horloge. Sauf mention contraire, cet intervalle de RESET sera dans la suite de 100 ms.

4.1.4 Les programmes d'acquisition et d'analyse de données

Lors du démarrage d'une acquisition de données, le début de l'acquisition n'est pas simultané sur les deux détecteurs. La première étape du traitement des données est donc de synchroniser les deux flux de données. Pour cela, on cherche dans les motifs de déclenchement le premier numéro de RESET pour lequel les deux détecteurs ont au moins un déclenchement. On voit clairement apparaître les événements en coïncidences pour le numéro de RESET trouvé entre 0 et 200 tics (soit entre 0 et 2 μ s) sur la figure 4.3.

Lors de l'acquisition, les données sont enregistrées par ordre d'arrivée. Ces données sont traitées par un programme basé sur NPTool [Matta et al., 2016], un ensemble de bibliothèques écrites en C++, qui permet de définir une géométrie et d'implémenter un pipeline d'analyse de données, avec une spécialisation pour les expériences de physique nucléaire. Ce programme exécute l'algorithme de coïncidence *a posteriori* et traite les données du DSSSD. Les données sont ensuite traitées par un programme en Python qui effectue le traitement des données du module calorimètre.

Enfin, les données physiques (positions et énergies) sont analysées à l'aide de MEGAlib [Zo-

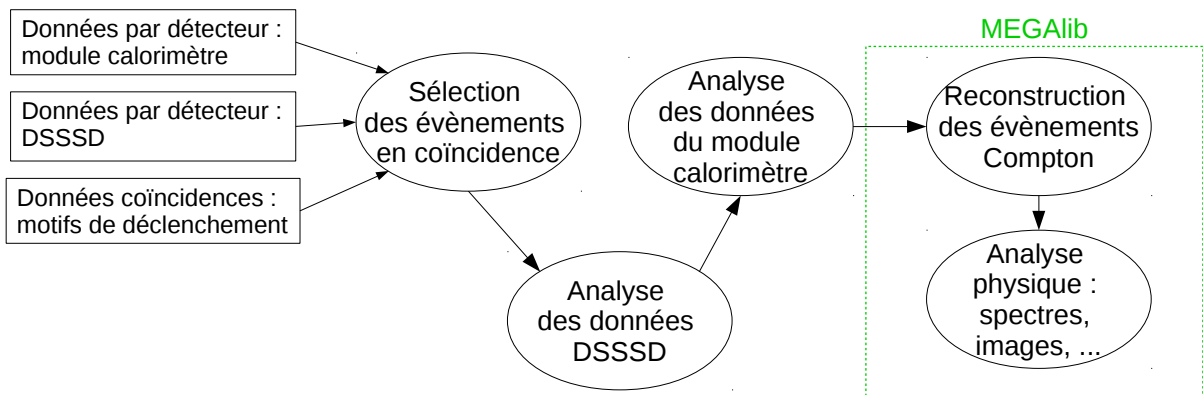


FIGURE 4.4 – Diagramme du flux des données lors de l’analyse.

glauer et al., 2006], une palette de logiciels écrite en C++ et spécialisée dans la simulation et l’analyse de données pour télescopes Compton. Dans MEGAlib, le logiciel `geomega` sert à développer le fichier contenant la géométrie du dispositif expérimental et les réponses des détecteurs. Ce fichier de géométrie est utilisé par `cosima`, le logiciel de simulation Monte-Carlo de MEGAlib, basé sur GEANT4 [Agostinelli et al., 2003]. Le fichier de géométrie est également utilisé par `revan`, le logiciel de MEGAlib responsable de l’analyse des données, qui applique les réponses des détecteurs aux données simulées. `revan` reconstruit aussi les diffusions Compton, soit à partir des données simulées après application de la réponse des détecteurs, soit à partir de données acquises. Enfin, l’obtention de spectres, d’images Compton ou de polarigrammes se fait à l’aide du logiciel `mimrec` de MEGAlib. Le flux des données lors de l’analyse est représenté sur la figure 4.4 (`cosima` n’est pas utilisé ici car on analyse des données issues du prototype et non pas de la simulation).

La fenêtre de coïncidence utilisée dans la suite est $\delta T \in [0.2 \mu\text{s}; 1.3 \mu\text{s}]$ (soit $\delta T \in [20; 130]$ tics), où δT est défini comme la différence de la valeur d’horloge d’un déclenchement du diffuseur trajectographe à celle d’un déclenchement du module calorimètre. Le fait que $\delta T > 0$ pour les évènements en coïncidence nous indique que l’électronique de lecture du diffuseur trajectographe déclenche moins rapidement que celle du calorimètre.

Le haut de la figure 4.5 montre la différence de valeur d’horloge δT en fonction de l’énergie reconstruite dans le diffuseur trajectographe. La forme générale en virgule peut être expliquée simplement par le principe de fonctionnement du discriminateur simple utilisé pour gérer le déclenchement du DSSSD, qui compare simplement le signal issu de la collection des paires électrons-trous à un niveau fixe. S’il y a plus d’énergie déposée dans le détecteur, le nombre de paires électrons-trous est plus important et le niveau du discriminateur est dépassé plus rapidement.

La largeur de cette virgule, d’environ 40 tics, peut être expliquée par le décalage entre les deux horloges (celle du diffuseur trajectographe et celle du module calorimètre) au cours d’un intervalle de RESET. En effet, on retrouve cette forme de virgule dans les deux histogrammes du bas de la figure 4.5, qui représentent les mêmes données mais limitées à gauche aux 20 ms suivant le signal de RESET et à droite aux 20 ms précédant le signal de RESET. Ces deux virgules ont une largeur d’environ 100 ns (10 tics) et sont espacées l’une de l’autre d’environ 300 ns (30 tics). Cela nous indique que la résolution en temps réelle est inférieure à 100 ns. On peut également en déduire la dérive relative des deux horloges, $\frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{\Delta t_2} \approx 4 \times 10^{-6}$, où Δt_1 est le temps écoulé depuis un signal de RESET mesuré par l’horloge du module calorimètre, et Δt_2 par l’horloge du DSSSD.

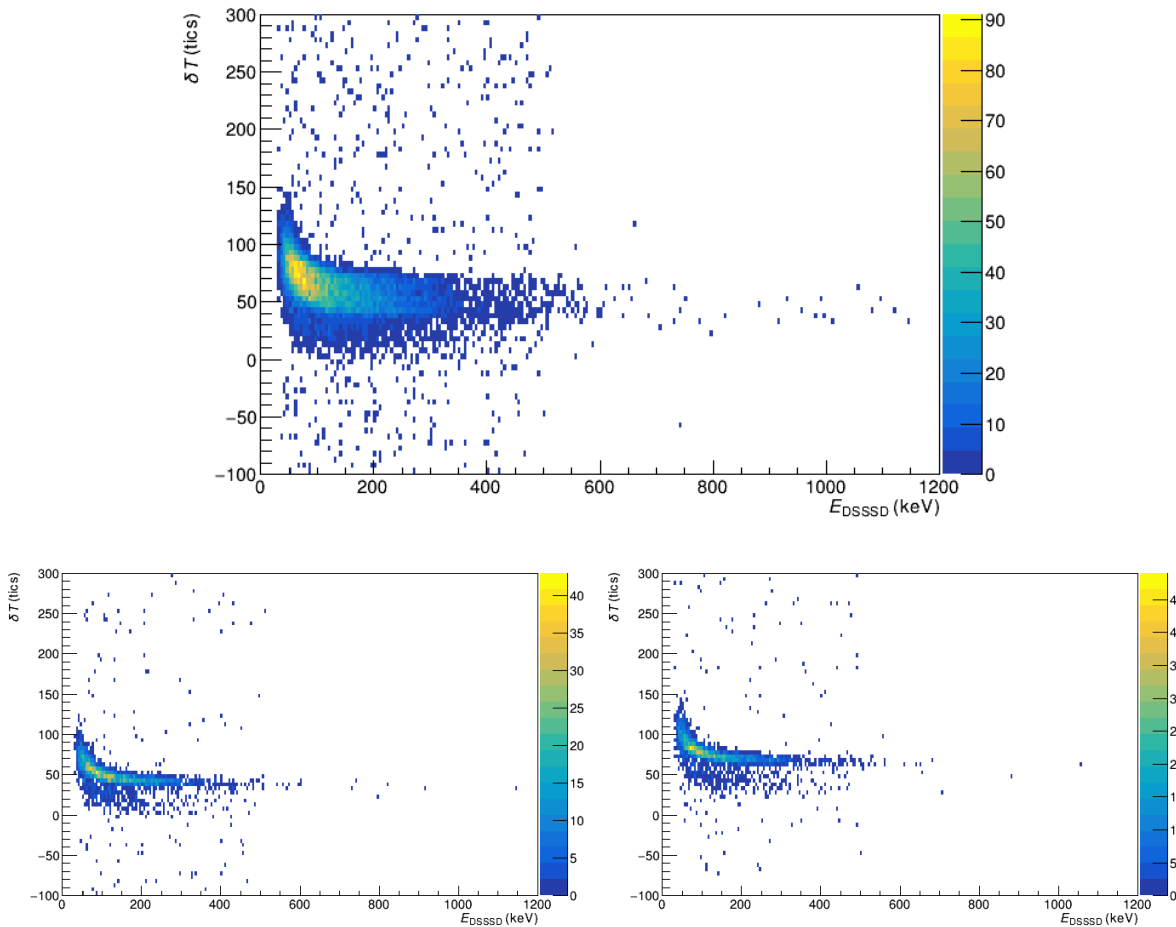


FIGURE 4.5 – Spectres en temps en fonction de l'énergie déposée dans le diffuseur trajectographique. Haut : Pour tous les évènements. En bas à gauche : Pour les évènements détectés dans les premières 20 ms de l'intervalle de RESET (décalage minimal entre les deux horloges). En bas à droite : Pour les évènements détectés dans les dernières 20 ms de l'intervalle de RESET (décalage maximal entre les deux horloges).

4.2 Performances du prototype de télescope Compton

Dans cette partie, je présente les performances obtenues avec le prototype de télescope Compton en les comparant aux simulations effectuées avec le logiciel *cosima* de MEGAlib. La figure 4.6 montre une photographie légendée de ce télescope, et la figure 4.7 un schéma de la géométrie utilisée pour les simulations. Le référentiel de l'instrument prend son origine au centre du DSSSD. Le télescope est utilisé dans une enceinte climatique, afin de maintenir la température constante et d'isoler le DSSSD de la lumière ambiante. Dans la suite, on utilisera l'angle polaire θ et l'angle azimutal φ pour repérer la direction d'une source dans l'espace. On prendra $\theta = 0$ dans la direction de l'axe z et $\varphi = 0$ dans le demi-plan xz tel que $x > 0$.

Enfin, on utilisera ponctuellement une grandeur appelée ARM (pour "Angular Resolution Measurement") pour quantifier la résolution angulaire de l'instrument. Cette grandeur est définie sur la figure 4.8 pour chaque photon comme la distance angulaire minimale $\Delta\varphi$ entre le cône Compton reconstruit et la direction de la source. On utilisera la largeur à mi-hauteur de la distribution des ARM calculés comme mesure de la résolution angulaire de l'instrument.

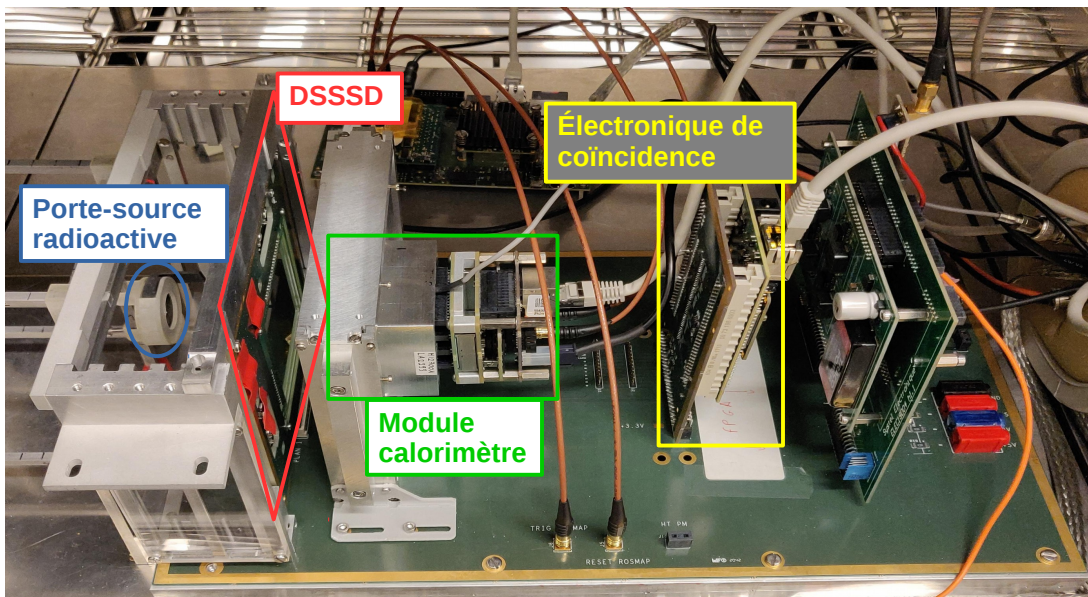


FIGURE 4.6 – Photographie du prototype de télescope Compton. Le DSSSD et son électronique de lecture sont encadrés en rouge, le module calorimètre en vert et l'électronique de coïncidence en jaune. Le DSSSD et le module calorimètre sont espacés de 2.3 cm. Le porte-source radioactive est entouré en bleu, et il peut être déplacé à des coordonnées connues devant l'instrument. Le télescope est situé dans une enceinte climatique qui maintient la température à 20 °C.

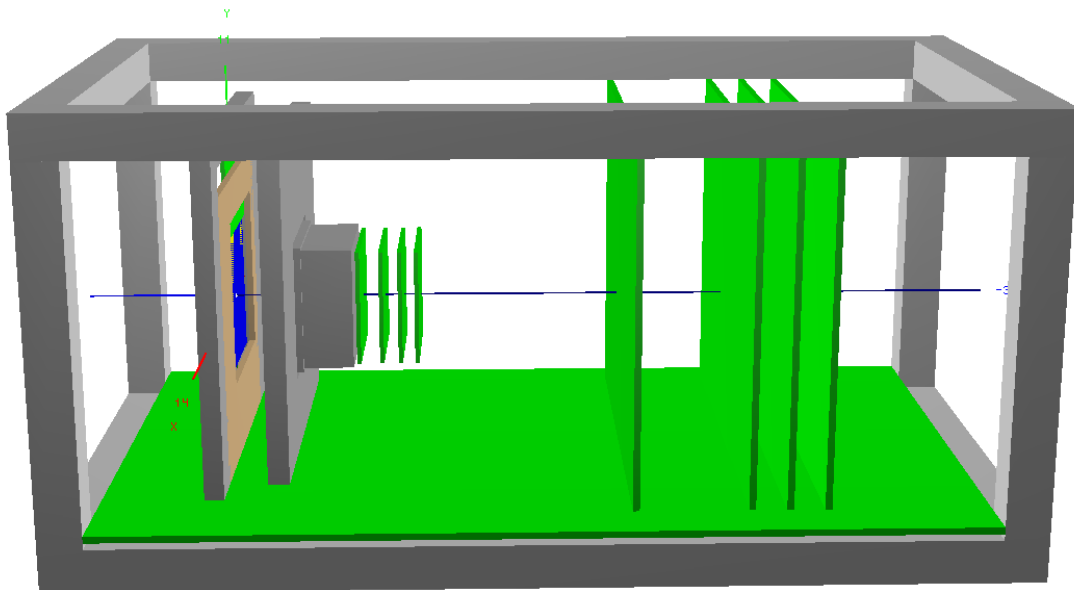


FIGURE 4.7 – Schéma du télescope Compton utilisé pour les simulations. Les axes x (perpendiculaire au plan de la feuille), y (orienté vers le haut de la figure) et z (vers la gauche) sont représentés en rouge, vert et bleu respectivement.

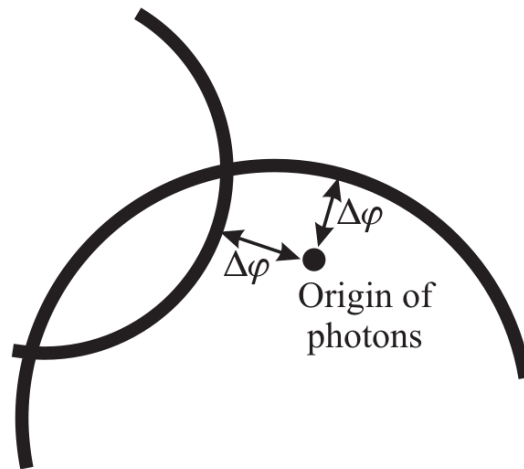


FIGURE 4.8 – Définition de l'ARM, par [Zoglauer, 2006].

4.2.1 Imagerie et spectroscopie

Plusieurs tests ont été réalisés avec deux modules calorimètres, afin de tester l'électronique de coïncidence et certains algorithmes de traitement de données. Ces tests sont résumés dans l'annexe A.3. On se concentrera dans la suite sur les tests du prototype de télescope Compton utilisant un DSSSD, et plus précisément dans cette partie sur les performances en imagerie Compton et spectroscopie.

4.2.1.1 Premiers tests

Lors des premières acquisitions de données, la source utilisée était une source de ^{137}Cs de 300 kBq émettant des rayons gamma de 662 keV, des électrons issus de la décroissance β du ^{137}Cs (spectre continu jusqu'à ≈ 600 keV) et des électrons de conversion ayant une énergie d'environ 625 keV. La figure 4.9 (en haut) montre un nuage de points représentant l'énergie déposée dans le calorimètre en fonction de l'énergie déposée dans le diffuseur trajectographe pour les événements détectés en coïncidence. Les rayons gamma entièrement absorbés se répartissent le long d'une diagonale nommée "Évènements Compton" sur le graphe, et ceux partiellement absorbés sont indiqués par le texte "Front Compton". Puisque la source émet également des électrons, qui sont détectés très efficacement par le DSSSD, on voit aussi apparaître des coïncidences fortuites avec des rayons gamma totalement ou partiellement absorbés, indiqués par les textes "Pic de pleine énergie γ x spectre β ", "Électrons de conversion x spectre γ " et "Spectre γ x spectre β ". Dans le coin en bas à droite, deux structures sont indiquées, l'une correspondant à la détection par le DSSSD d'électrons de conversion en coïncidence avec la détection par le module calorimètre de rayons X issus du réarrangement du cortège électronique de la source. L'autre structure est une diagonale correspondant à une énergie totale (somme des énergies déposées dans les deux détecteurs) proche de celle des électrons de conversion. Une interprétation possible est donc qu'il s'agit d'électrons de conversion qui émettent un rayonnement X de freinage lors de leur détection par le DSSSD, rayonnement qui est détecté par le module calorimètre.

Deux jeux de données ont été acquis avec la source de ^{137}Cs à deux positions différentes, $(x, y, z) = (3.6 \text{ cm}, -1.1 \text{ cm}, 14 \text{ cm})$ et $(x, y, z) = (-3.6 \text{ cm}, 2.3 \text{ cm}, 14 \text{ cm})$. En sélectionnant la diagonale correspondant aux rayons gamma totalement absorbés, on peut reconstruire les

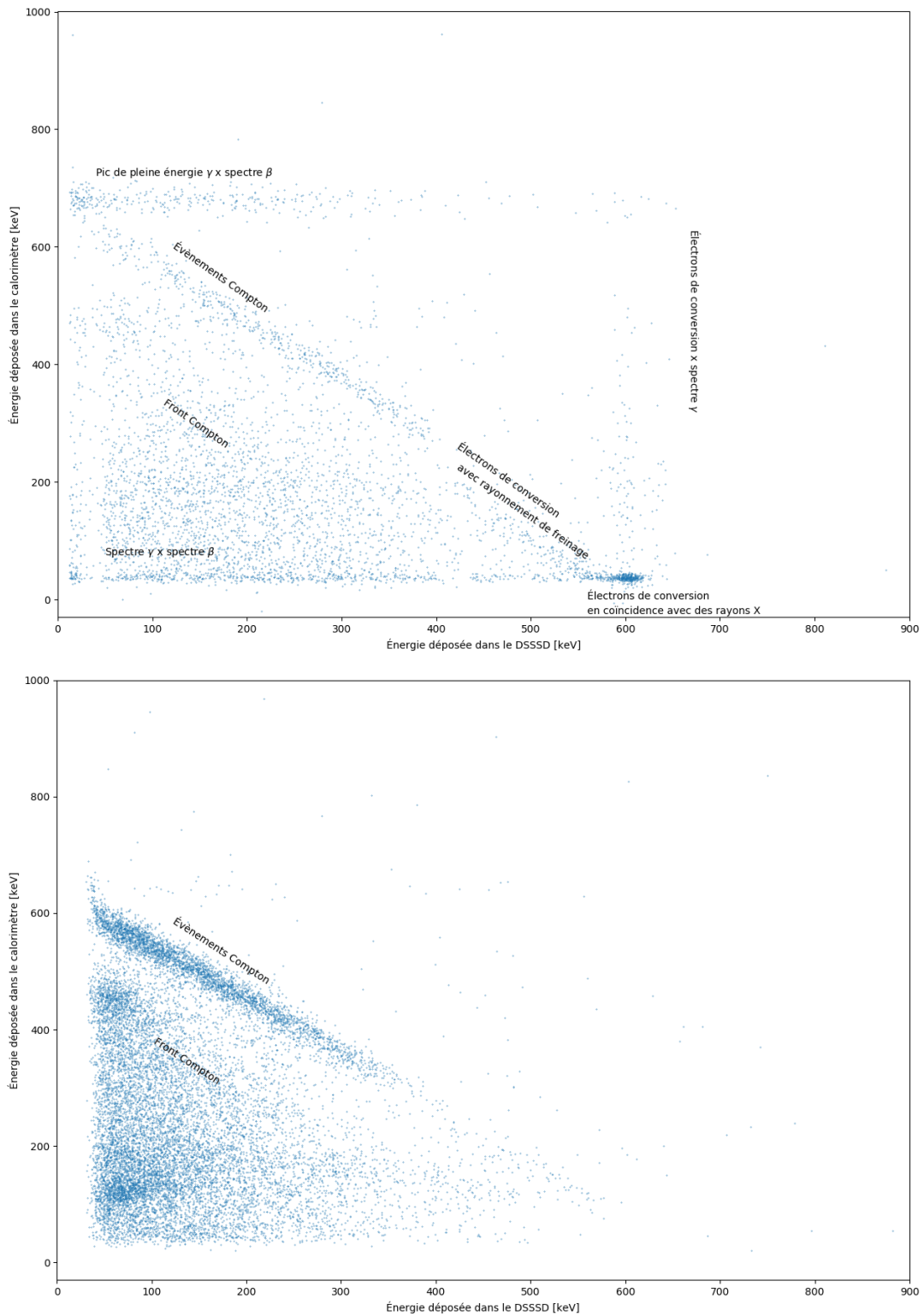


FIGURE 4.9 – Nuage de points représentant l'énergie déposée dans le calorimètre en fonction de l'énergie déposée dans le diffuseur trajectographe pour les évènements détectés en coïncidence. Haut : Pour une source de ^{137}Cs émettant des rayons gamma de 662 keV, des électrons issus de la décroissance β et des électrons de conversion. Bas : Pour une source de ^{137}Cs dont les électrons sont écartés, et dont on ne voit que les rayons gamma.

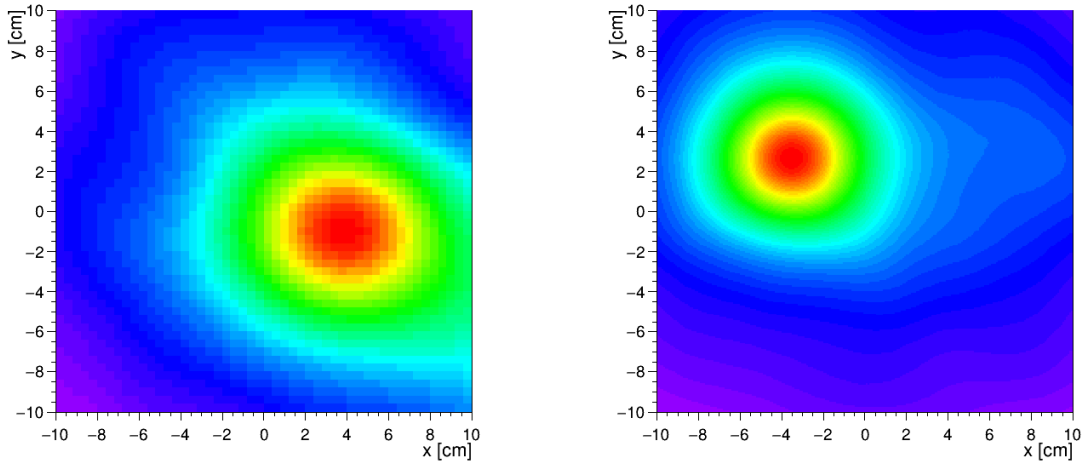


FIGURE 4.10 – Premières images réalisées avec le télescope Compton. Gauche : Avec une source de ^{137}Cs située à $(x, y, z) = (3.6 \text{ cm}, -1.1 \text{ cm}, 14 \text{ cm})$. Droite : Source située à $(x, y, z) = (-3.6 \text{ cm}, 2.3 \text{ cm}, 14 \text{ cm})$. Les couleurs représentent l'intensité relative (en unités arbitraires), croissante du violet au rouge.

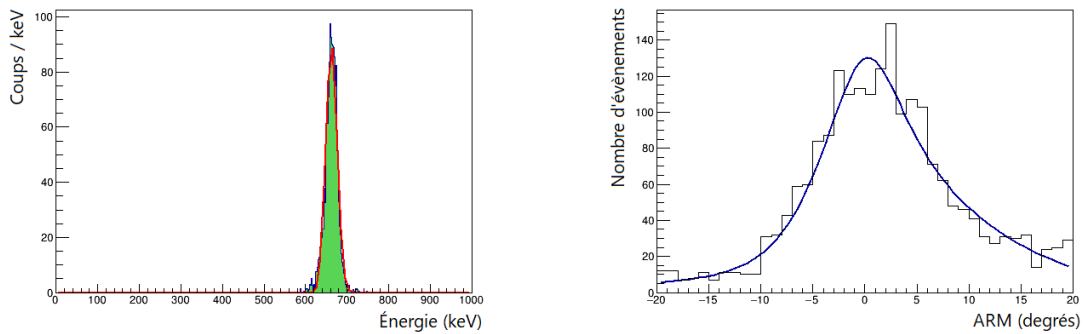


FIGURE 4.11 – Spectre en énergie (gauche) et distribution des ARM (droite) obtenus avec la source à $(x, y, z) = (-3.6 \text{ cm}, 2.3 \text{ cm}, 14 \text{ cm})$. Les évènements utilisés ont été sélectionnés en énergie autour du pic de pleine énergie, entre 600 et 750 keV.

images montrées sur la figure 4.10. Ces images sont reconstruites sur un plan situé à la bonne distance de la source $z = 14 \text{ cm}$. On retrouve bien les positions connues de la source. La distribution des ARM et le spectre obtenu après sélection des rayons gamma totalement absorbés sont montrés sur la figure 4.11 pour le jeu de données où la source était positionnée à $(x, y, z) = (-3.6 \text{ cm}, 2.3 \text{ cm}, 14 \text{ cm})$. La résolution spectrale obtenue est 5.7% à 662 keV, et la résolution angulaire de 12° .

Une deuxième série de jeux de données a été acquise avec une source de ^{137}Cs contenue dans une capsule en aluminium, et dont les électrons ne sortent pas. On ne voit donc que des rayons gamma de 662 keV. Cette source est beaucoup plus intense puisqu'elle a une activité de 15 MBq. Cela permet de la placer suffisamment loin du télescope Compton pour reconstruire les images à l'infini, plutôt que sur un plan à distance finie. Cette source étant ponctuelle et à l'infini, elle est aussi plus proche qualitativement d'une source astrophysique.

Le bas de la figure 4.9 montre le nuage de points représentant l'énergie déposée dans le

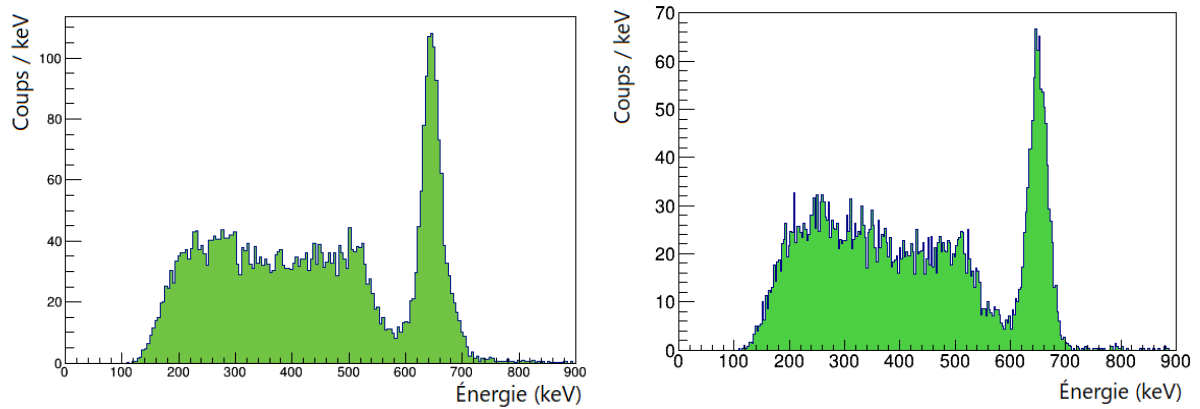


FIGURE 4.12 – Spectres en énergie obtenus avec la source de ^{137}Cs à l’infini à $(\theta, \varphi) = (0^\circ, 0^\circ)$ (gauche) et à $(\theta, \varphi) = (20^\circ, 180^\circ)$ (droite).

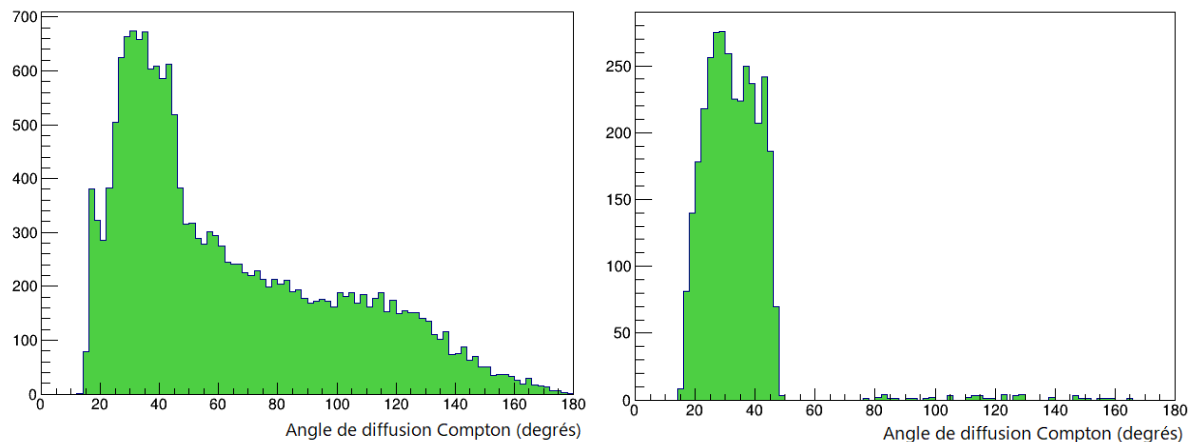


FIGURE 4.13 – Distributions des angles de diffusion Compton pour tous les évènements (gauche) et après sélections des évènements du pic de pleine énergie (droite).

calorimètre en fonction de l’énergie déposée dans le diffuseur trajectographe uniquement pour les rayons gamma de 662 keV de la source de ^{137}Cs . Deux jeux de données ont été acquis avec deux positions de la source différentes, un à $(\theta, \varphi) = (0^\circ, 0^\circ)$ et un à $(\theta, \varphi) = (20^\circ, 180^\circ)$. La figure 4.12 montre les spectres en énergie obtenus pour les deux jeux de données. La résolution spectrale à 662 keV est de 6.5 % à $(\theta, \varphi) = (0^\circ, 0^\circ)$ et 6.6 % à $(\theta, \varphi) = (20^\circ, 180^\circ)$.

Afin de reconstruire des images avec ce jeux de données, on commence par sélectionner les évènements du pic de pleine énergie. La distribution des angles de diffusion Compton θ_C est montrée sur la figure 4.13 avant et après cette sélection. La distribution après sélection présente une coupure claire pour $50^\circ < \theta_C < 65^\circ$, avec une majorité d’évènements pour lesquels $\theta_C < 50^\circ$. Les photons de ces évènements ont subi une diffusion Compton dans le diffuseur trajectographe avant d’être absorbés dans le calorimètre, et les autres ont subi une diffusion Compton dans le calorimètre avant d’être absorbés dans le diffuseur trajectographe. Pour reconstruire ces images, on ne considérera que les évènements pour lesquels $\theta_C < 50^\circ$.

Après reconstruction de l’image Compton, on peut appliquer un algorithme de maximisation de la vraisemblance LM-ML-EM (pour "List-Mode Maximum-Likelihood Expectation-Maximization"). Il s’agit d’un algorithme itératif, implémenté dans MEGAlib, utilisant la connaissance préalable que tous les rayons gamma proviennent de la même source (pas néces-

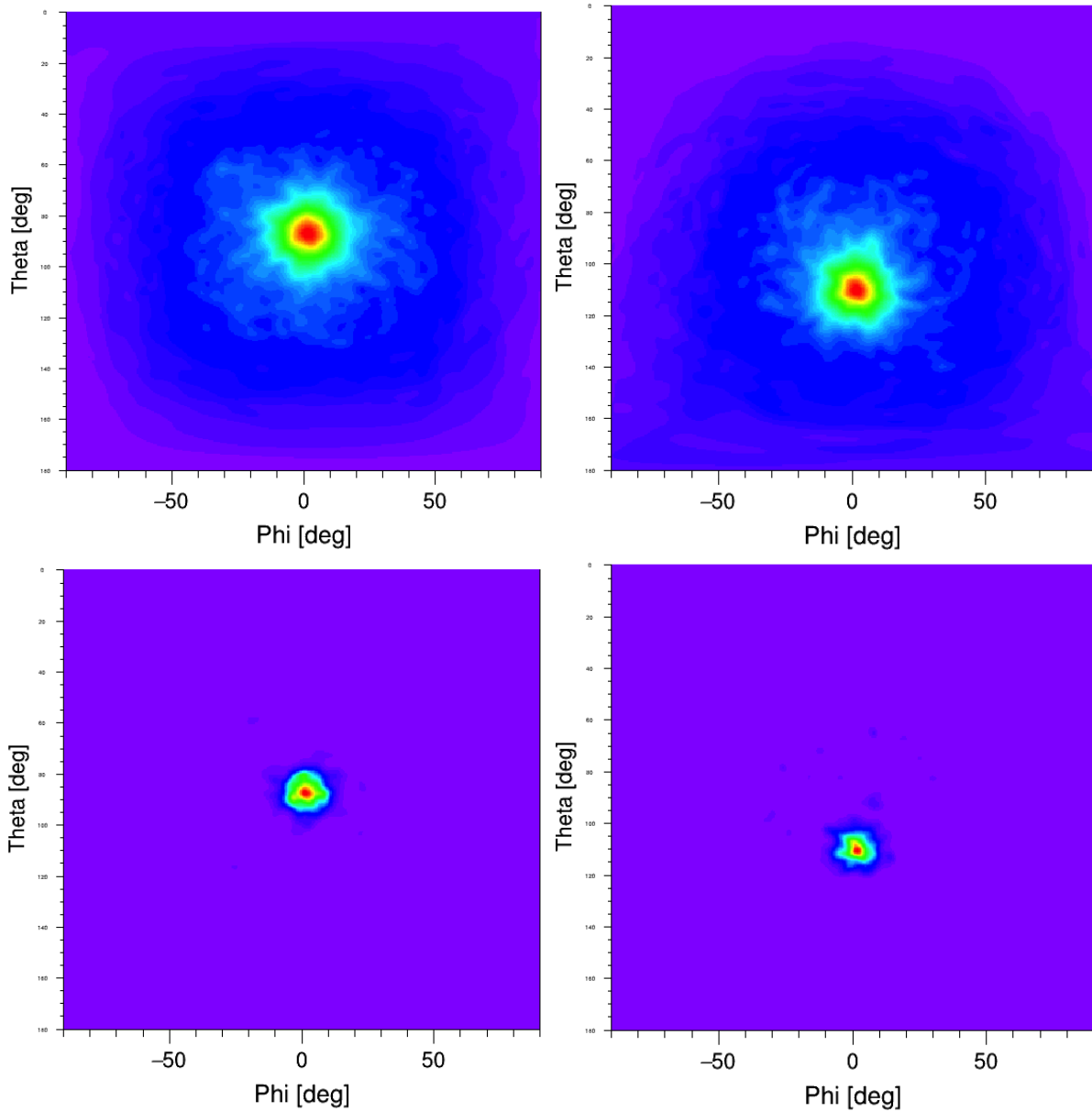


FIGURE 4.14 – Images obtenues avec la source de ^{137}Cs à l’infini à $(\theta, \varphi) = (0^\circ, 0^\circ)$ (gauche) et à $(\theta, \varphi) = (20^\circ, 180^\circ)$ (droite). Haut : Après une rétro-projection simple (*i.e.* une simple somme des cercles Compton). Bas : Après 10 itérations de l’algorithme de déconvolution LM-ML-EM. Pour représenter ces images plus clairement (afin d’éviter des déformations dues à des effets de projection), un changement de référentiel décrit par l’équation 4.2 a été effectué.

sairement ponctuelle) pour reconstruire l’image. À chaque itération, on évalue l’espérance de la vraisemblance de l’image Compton sachant les événements observés, puis on ajuste l’image de manière à augmenter cette espérance. Cet algorithme converge asymptotiquement. Dans notre cas, on arrêtera l’algorithme "à la main" après un certain nombre d’itérations. Cela permet d’obtenir la résolution angulaire intrinsèque de l’instrument [Zoglauer, 2006].

Pour des raisons de clarté des figures (les sources à $\theta \approx 0^\circ$ pouvant être déformées par des effets de projection), on représente les images dans un référentiel (x', y', z') différent de celui de l’instrument (x, y, z) , décrit par

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Ce changement de référentiel place les directions $(\theta, \varphi) = (0^\circ, 0^\circ)$ à $(\theta', \varphi') = (90^\circ, 0^\circ)$ et $(\theta, \varphi) = (20^\circ, 180^\circ)$ à $(\theta', \varphi') = (110^\circ, 0^\circ)$. Les positions reconstruites montrées sur l'image 4.14 sont $(\theta', \varphi') = (87.1^\circ, 1.9^\circ)$ et $(\theta', \varphi') = (110^\circ, 1.8^\circ)$ respectivement, ce qui présente un bon accord avec les positions mesurées. Les images après application de l'algorithme LM-ML-EM ont une largeur à mi-hauteur de 7.5° et 7.3° respectivement. Dans ces conditions, la source peut être considérée ponctuelle. Ces valeurs donnent donc une bonne estimation de la résolution angulaire intrinsèque de l'instrument.

4.2.1.2 Comparaison à la simulation

Dans cette partie on se concentrera sur la comparaison entre le jeu de données avec la source à $(\theta, \varphi) = (20^\circ, 180^\circ)$ et une simulation du même dispositif expérimental avec une source à la même position. La simulation a été effectuée avec MEGAlib, et plus particulièrement avec l'outil de simulation de MEGAlib, `cosima`. Il s'appuie sur Geant4 pour effectuer une simulation Monte-Carlo de la propagation des particules. La physique des interactions électro-magnétiques de basse énergie est celle implémentée dans le module de physique "Livermore" de Geant4. Cet outil s'appuie également sur un fichier contenant la géométrie du dispositif expérimental ainsi que les propriétés des détecteurs. Ces dernières sont utilisées lors du traitement de données dans MEGAlib qui applique les incertitudes de mesure aux données simulées.

La géométrie du dispositif expérimental simulé est montré sur la figure 4.7. Elle comporte : un DSSSD entouré de matériaux passifs pour simuler son électronique de lecture ainsi que les pièces servant à sa fixation mécanique ; un module calorimètre entouré de matériaux passifs qui représentent son tube photo-multiplicateur, son électronique de lecture, son boîtier en aluminium et la pièce le supportant ; divers volumes représentant la structure du prototype et les principales cartes électroniques présentes. L'enceinte climatique n'est pas simulée.

La résolution spectrale et la largeur à mi-hauteur de l'ARM obtenus dans ces deux cas sont résumés dans le tableau 4.1.

	Simulation	Données
Résolution spectrale à 662 keV	4.8 %	6.5 %
Largeur à mi-hauteur de l'ARM	10.0 °	11.5 °

TABLE 4.1 – Comparaison de la résolution spectrale et de la largeur à mi-hauteur de la distribution des ARM obtenus avec le prototype de télescope Compton et par la simulation.

Les spectres acquis avec le prototype et issu de la simulation sont montrés sur la figure 4.15. Leur allure est similaire mais on constate que la résolution spectrale mesurée est moins bonne qu'attendu. Cela est probablement dû à la modélisation de la résolution spectrale du module calorimètre dans MEGAlib : en effet, on suppose dans la simulation une dépendance classique de la résolution en énergie du calorimètre en $1/\sqrt{E}$ exprimée dans l'équation 3.2, mais on a vu dans la section 3.2.2 que cette relation n'est pas strictement respectée après la correction en énergie qui est appliquée. Une piste d'amélioration serait donc de mieux modéliser la résolution spectrale du module calorimètre.

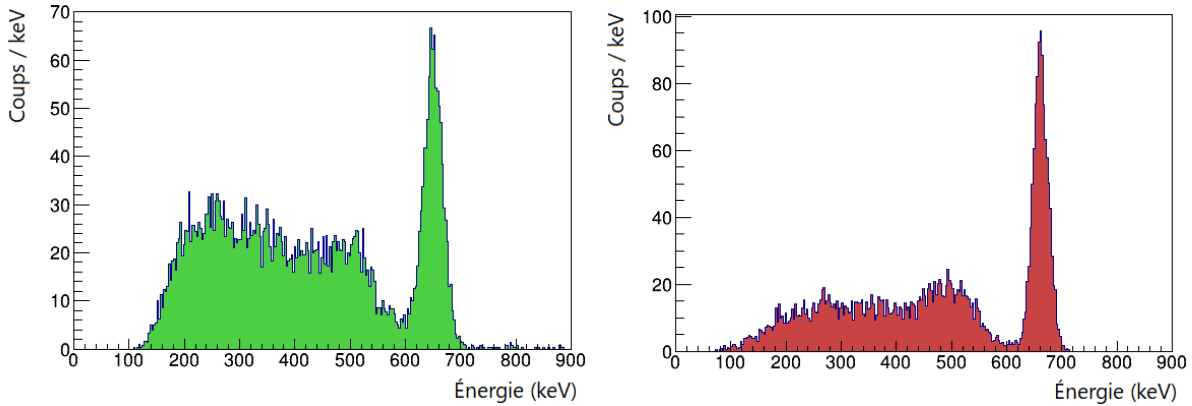


FIGURE 4.15 – Comparaison du spectre des évènements mesurés en coïncidences (gauche) avec la simulation (droite).

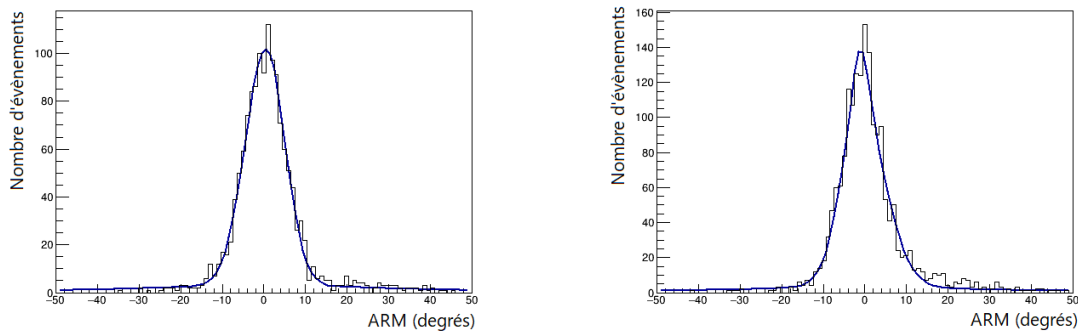


FIGURE 4.16 – Comparaison des distributions d'ARM obtenu lors de l'acquisition (gauche) avec la simulation (droite).

De même, la largeur à mi-hauteur de la distribution des ARM est un peu plus grande qu'attendu, ce qui signifie que la résolution angulaire intrinsèque sera également un peu moins bonne. Cela peut s'expliquer par la modélisation de la reconstruction de la position dans le module calorimètre. En effet, la résolution en position du module calorimètre est de 1.8 mm pour l'écart-type en xy , mais comme mentionné dans la section 3.3.2.6, la distribution des positions n'est pas strictement gaussienne. Or, l'incertitude en position qui est appliquée par MEGAlib/`reva`n est gaussienne. De ce fait, les queues de la distribution, plus larges que pour une gaussienne, sont sous-estimées. En ce qui concerne la reconstruction de la profondeur d'interaction, les données réelles ne sont jamais reconstruites dans les premiers millimètres du cristal scintillant (voir la section 3.3.3). On ne peut pas implémenter cet effet directement dans MEGAlib, et cela conduit à des erreurs de positionnement d'autant plus importantes que les deux détecteurs sont très proches l'un de l'autre. De plus, la position de la source est connue avec une incertitude de l'ordre du degré dans le référentiel du prototype, ce qui peut également contribuer à l'élargissement de la distribution des ARM.

Une autre performance importante des télescopes Compton est la surface efficace, qu'on peut définir comme le nombre de photons correctement reconstruits divisé par la fluence d'une source. Elle dépend du spectre et de la position dans le ciel de la source, mais pas de la source en elle-même. Elle dépend également de notre définition de "correctement reconstruit" : on explicitera donc systématiquement les sélections d'évènements effectuées. Il s'agira ici de sélection

en énergie uniquement.

Pour calculer la surface efficace, on doit d'abord estimer la fluence de la source utilisée. Au moment de la prise de données, la source avait une activité de 14.2 MBq et était située à 110 cm du télescope. Lors de sa désintégration le ^{137}Cs émet un rayon gamma de 662 keV avec une probabilité de 85 %. L'acquisition a duré 1h10 soit 4200 s. On en déduit une fluence de $F \approx 3.34 \times 10^5 \text{ ph/cm}^2$.

La simulation a été réalisée avec une source de la même activité située à la même distance, mais avec une durée de 1050 s seulement, soit $a = 4$ fois plus courte. De plus, certains paramètres ne sont pas pris en compte dans la simulation. Par exemple, 6 pistes de la face P du DSSSD et 4 pistes de la face N sont désactivées pendant l'analyse des données car trop bruitées, d'où un facteur $b = \frac{(32-6) \times (32-4)}{32^2}$ supplémentaire. Le télescope Compton est placé dans une enceinte climatique puisque les propriétés du DSSSD changent avec la température. Celle-ci est fixée à 20°C pour toutes les acquisitions. Mais l'absorption ou la diffusion des rayons gamma par les parois de l'enceinte climatique n'est pas prise en compte dans la simulation. On peut estimer à $c \approx 16\%$ (soit $1 - c = 0.84$) la fraction des rayons gamma absorbés ou diffusés en utilisant la base de données de sections efficaces d'interaction NIST XCOM [Berger et al., 2010]. Dans la suite de cette section, on comparera des nombres de photons dans les données N_{acq} à des nombres de photons issus de la simulation N_{sim} et corrigés de ces effets par un facteur $K = a \times b \times (1 - c)$ calculé à l'équation 4.3 tel que $N_{\text{acq}} = K \times N_{\text{sim}}$. Les surfaces efficaces sont dans tous les cas obtenues en divisant ces nombres par la fluence F .

$$K = a \times b \times (1 - c) = 4 \times \frac{(32 - 6) \times (32 - 4)}{32^2} \times 0.84 \approx 2.39 \quad (4.3)$$

On obtient 2 542 photons dans le pic de pleine énergie, alors qu'on en attend 7 130 selon la simulation corrigée, soit une surface efficace de 0.762 mm^2 au lieu de 2.14 mm^2 . Cette différence peut s'expliquer soit par un déficit de taux de comptage dans le module calorimètre, soit par un déficit de taux de comptage dans le diffuseur trajectographe.

Des tests préliminaires ont montré que la sélection des combinaisons avant-arrière dans le DSSSD avec $n_{\sigma_{\text{pn}}} = 2$ et $\sigma_{\text{pn}} = 6 \text{ keV}$ éliminait un certain nombre d'évènements potentiellement corrects. Dans la suite, on considérera donc des données traitées avec les paramètres $n_{\sigma_{\text{pn}}} = 6$ et $\sigma_{\text{pn}} = 6 \text{ keV}$, ce qui permet d'obtenir 22 % d'évènements supplémentaires. Les diagrammes de corrélation avant et après cette modification sont montrés sur la figure 4.17. L'effet de cette modification en terme de surface efficace est quantifié dans le tableau 4.2. La résolution spectrale du télescope Compton n'a pas changé de manière mesurable après cette modification.

Afin de déterminer d'où provient ce déficit d'évènements Compton, on compare dans la suite les spectres et les surfaces efficaces du module calorimètre seul, puis du DSSSD seul à la simulation.

La figure 4.18 montre les spectres acquis et simulés pour les évènements qui ont été détectés par le calorimètre sans déclencher le diffuseur trajectographe. On constate une grande différence d'apparence dans les spectres, principalement dûe à un pic de rétrodiffusion à 184 keV beaucoup plus marqué dans les données acquises que dans la simulation. Le pic de rétrodiffusion est principalement un effet de l'environnement, et on peut l'interpréter comme l'effet des diffusions des rayons gamma de la source dans les parois de l'enceinte climatique. Celle-ci n'étant pas modélisée dans la géométrie de la simulation, ces évènements n'apparaissent pas dans les données simulées. On peut aussi noter que les données acquises présentent un pic large à $\approx 120 \text{ keV}$ qui est totalement absent des données simulées. Il pourrait s'agir des photons ayant subi deux diffusions, ou plus, dans l'environnement. Il serait donc absent de la simulation pour les mêmes raisons.

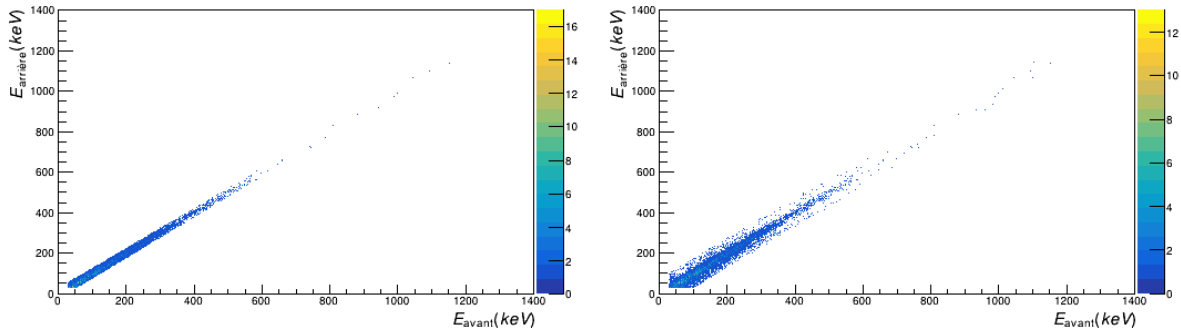


FIGURE 4.17 – Diagramme de corrélation avant-arrière pour un DSSSD avec $n_{\sigma_{pn}} = 2$ (gauche) et $n_{\sigma_{pn}} = 6$ (droite). On a toujours $\sigma_{pn} = 6$ keV.

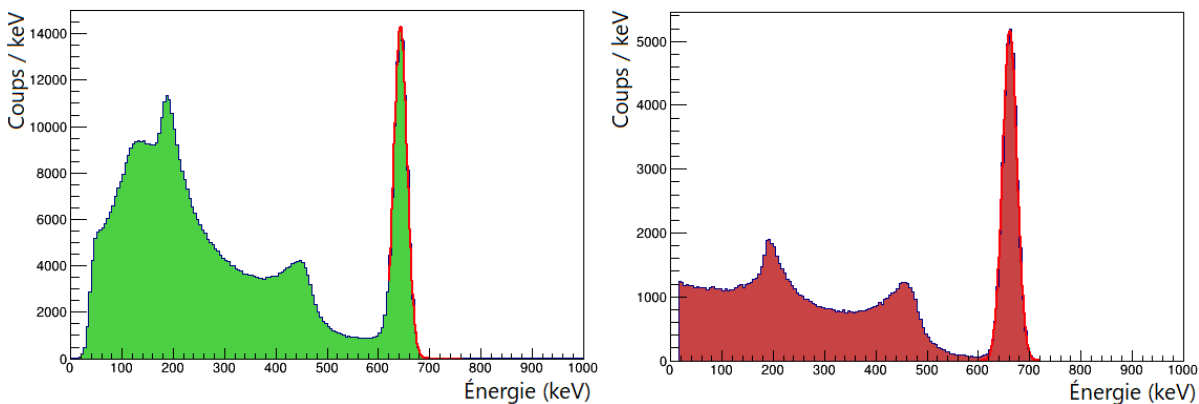


FIGURE 4.18 – Comparaison des spectres acquis (gauche) et simulés (droite) pour les événements détectés par le calorimètre seul, sans déclenchement dans le diffuseur trajectographe.

Concernant le nombre de photons détectés par le calorimètre, on a 3 284 972 photons détectés dans la totalité du spectre contre 2 424 942 photons attendus, ce qui est très largement dû aux photons diffusés. Dans le pic de pleine énergie uniquement, on a 492 000 photons détectés dans les données acquises contre 614 880 photons attendus après correction de la durée de la simulation et de l'absorption par l'enceinte climatique, soit 20 % de moins qu'attendu. Une partie de cette différence peut être expliquée par la sélection morphologique des événements, appliquée à partir de 250 keV, et qui enlève 4 % des événements sur la totalité du spectre. Cette sélection, discutée dans la section 3.3.2.4, vise à améliorer la résolution en position dans le module calorimètre en enlevant les événements pour lesquels deux interactions trop éloignées l'une de l'autre ont eu lieu dans le cristal scintillant.

On compare maintenant les données acquises par le DSSSD seul à celles issues de la simulation. On peut voir sur la figure 4.19 les spectres acquis et simulés pour les événements détectés par le diffuseur trajectographe sans déclencher le calorimètre. Ils sont globalement composés d'une bosse à basse énergie vers ≈ 50 keV et d'une bosse à haute énergie à 470 keV qui correspond au front Compton de la source de ^{137}Cs . On constate que la bosse à basse énergie est beaucoup plus importante relativement au pic de haute énergie dans les données acquises que dans la simulation. On peut à nouveau attribuer cette différence aux photons rétrodiffusés. La bosse de haute énergie est plus pointue dans la simulation que dans les données réelles. Une explication possible repose sur les photons diffusés par interaction Compton dans la paroi de l'enceinte climatique entre la source et le télescope. La majorité d'entre eux vont être diffusés

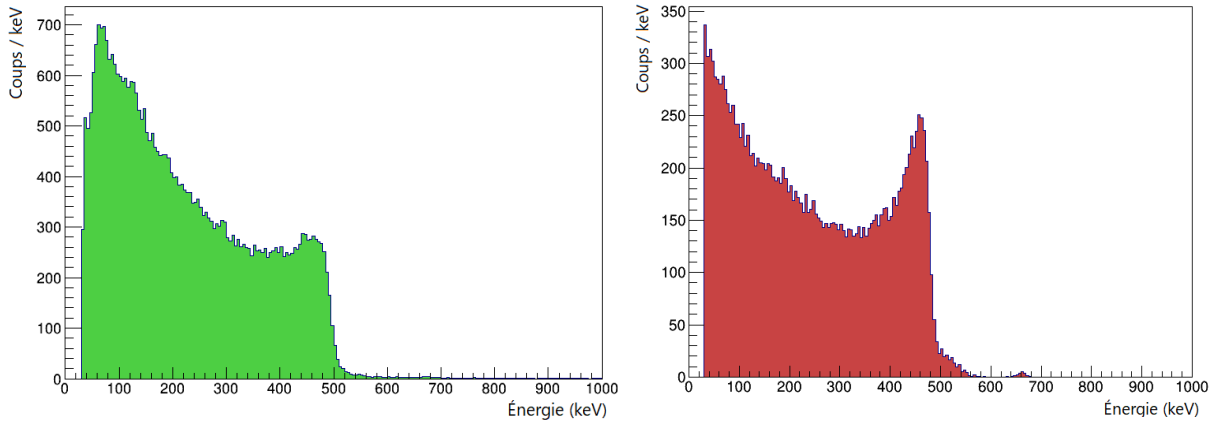


FIGURE 4.19 – Comparaison des spectres acquis (gauche) et simulés (droite) pour les évènements détectés par le diffuseur trajectographe seul, sans déclenchement dans le calorimètre.

		N_{sim}	$K \times N_{\text{sim}}$	$A_{\text{eff}}^{\text{sim}}$	N_{acq}	$A_{\text{eff}}^{\text{acq}}$	Rapport
$n_{\sigma_{\text{pn}}} = 2$	total	8 983	21 458	6.43 mm ²	11 963	3.59 mm ²	1.79
	pic	2 985	7 130	2.14 mm ²	2 542	0.762 mm ²	2.80
$n_{\sigma_{\text{pn}}} = 6$	total	<i>idem</i>			13 450	4.03 mm ²	1.60
	pic				3 113	0.933 mm ²	2.29
calorimètre	total	722 177	2 424 942	727 mm ²	3 284 972	984 mm ²	0.738
	pic	183 000	732 000	219 mm ²	492 000	147 mm ²	1.25
DSSSD	total	88 868	211 847	63.5 mm ²	179 996	53.9 mm ²	1.18
	$E > 300$ keV	32 657	78 009	23.4 mm ²	52 664	15.8 mm ²	1.48
$E > 300$ keV hors absorption		32 657	92 868	27.8 mm ²	<i>idem</i>		1.76

TABLE 4.2 – Comparaison entre le nombre de photons détectés par le télescope Compton N_{acq} et le nombre de photons N_{sim} détectés dans la simulation. $K \times N_{\text{sim}}$ représente le nombre de photons de la simulation corrigé par le facteur K défini dans l'équation 4.3 pour tenir compte de certains paramètres non-simulés. Les surfaces efficaces $A_{\text{eff}}^{\text{acq}}$ et $A_{\text{eff}}^{\text{sim}}$ sont également indiquées pour information.

vers l'avant et de ce fait vont déposer très peu d'énergie dans la paroi, générant un continuum de fronts Compton dans le DSSSD au lieu d'un seul front Compton bien marqué.

Pour ce qui est du nombre de photons détectés par le DSSSD sur l'ensemble du spectre, on obtient 179 996 photons contre 211 847 attendus. Cependant, le nombre 179 996 comprend tous les photons diffusés et rétro-diffusés, et de ce fait pourrait être sur-évalué. On peut tenter de s'affranchir de cette limitation en ne considérant que les photons qui ont déposé une énergie supérieure à 300 keV. Ceux-là sont au nombre de 52 664 contre 78 009 attendus en considérant une absorption plutôt qu'une diffusion dans la paroi de l'enceinte climatique et 92 868 en ne considérant pas du tout cet effet.

Pour conclure, tous ces nombres de photons sont résumés, avec les surfaces efficaces calculées, dans le tableau 4.2. Les surfaces efficaces calculées pour les détecteurs individuels le sont à titre indicatif, puisqu'on ne peut pas reconstruire d'image Compton avec un seul détecteur. Le facteur $b = \frac{(32-6) \times (32-4)}{32^2}$ n'est pas appliqué aux données concernant uniquement le calorimètre, et le facteur $1 - c = 0.84$ n'est pas appliqué à la ligne indiquée "hors absorption".

On conclut de cette partie que les performances du télescope Compton en termes de résolution spectrale et angulaire sont en bon accord avec la simulation. On a mis en évidence un

facteur 2.29 d'écart entre la surface efficace du télescope Compton et celle calculée à partir de la simulation. Elle peut être expliquée par un facteur 1.25 dû à une modélisation perfectible du module calorimètre et un facteur 1.76 dû au diffuseur trajectographe. Pour ce qui est du module calorimètre, la sélection morphologique peut expliquer une partie de la différence. Pour ce qui est du DSSSD, ce facteur pourrait être dû à la combinaison de plusieurs effets, chacun contribuant à hauteur d'environ 10 % à 20 % de différence relative. Parmi ces effets, on peut citer : le fait que l'analyse des données actuelle n'utilise pas les événements inter-pistes ; le fait que la distance entre les pistes n'est pas modélisée dans la simulation ; le fait que l'analyse des données actuelle n'utilise pas les événements ayant plusieurs pistes de la même face avec des énergies mesurées compatibles, ce qui peut être le cas à basse énergie, où le seuil de déclenchement est proche du bruit électronique. En revanche, on peut noter que le produit des deux facteurs identifiés $1.25 \times 1.76 = 2.2$ est similaire au facteur observé entre la simulation et les données 2.29. On en conclut que si les différences observées sur les détecteurs sont dues à des effets indépendants, l'algorithme de coïncidence *a posteriori* permet bien de sélectionner tous les événements en coïncidence.

4.2.2 Polarisation

Dans cette partie, je présente la source de rayonnement gamma polarisé par diffusion Compton que j'ai conçue pour tester les capacités polarimétriques du prototype de télescope Compton. Le principe de la mesure et la géométrie de la source ont été validés et optimisés à l'aide de simulations dédiées utilisant Geant4 [Agostinelli et al., 2003]. Je commencerai par donner les principaux résultats de ces simulations, avant de présenter la mesure réalisée avec cette source et de la comparer aux simulations.

4.2.2.1 Principe de la mesure

Cette mesure repose sur la sensibilité à la polarisation de l'effet Compton, évoquée dans la section 2.2.3. Plus précisément, on peut obtenir un faisceau de photons partiellement polarisé en diffusant des photons non-polarisés suffisamment loin du polarimètre que l'on cherche à étalonner. Par exemple, diffuser de 90° des photons de 662 keV à ≈ 1 m produit des photons de ≈ 290 keV polarisés à $\approx 60\%$ [Lei et al., 1997].

Les principaux choix de conception *a priori* sont les suivants.

- On choisit de diffuser les photons sur un détecteur, appelé "polariseur", qui utilisera l'électronique de lecture des modules calorimètres. Cela permet de sélectionner les événements détectés en coïncidence dans le polariseur et le polarimètre¹.
- On choisit comme source primaire la source de ^{137}Cs , émettant des photons de 662 keV, avec une activité de 15 MBq.
- On choisit de collimater la source primaire avec un collimateur cylindrique, de 10 cm de diamètre extérieur et jusqu'à 1 cm de diamètre intérieur, afin de mieux contraindre l'angle de diffusion Compton dans le polariseur.
- On choisit un angle de diffusion Compton de $\approx 70^\circ$ dans le polariseur. Cela génère des photons partiellement polarisés d'une énergie d'environ 356 keV. Cette énergie correspond à une raie d'émission du ^{133}Ba , ce qui permet de mesurer expérimentalement les effets systématiques (voir section 2.3.2).

Ce principe de fonctionnement est montré sur la figure 4.20. Il a été optimisé suite à une série de simulations Geant4. Dans ces simulations, on enregistre uniquement les positions d'interaction des rayons gamma sur le polariseur et sur le DSSSD, ainsi que les coordonnées du

1. Cette sélection, encore en développement au moment de la rédaction de ce manuscrit, n'est pas utilisée ici.

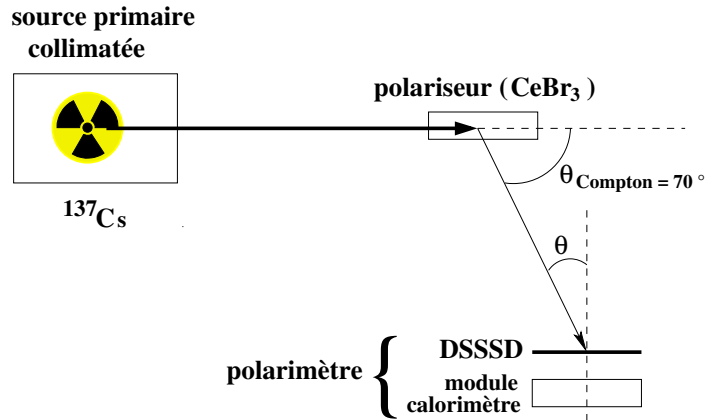
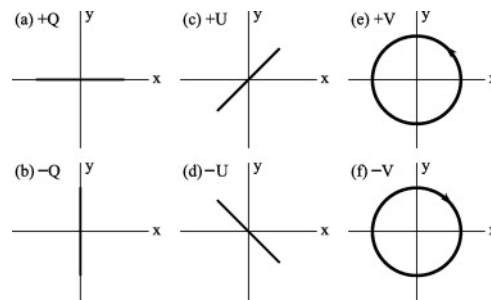


FIGURE 4.20 – Principe de fonctionnement de la source de rayonnement gamma polarisé


 FIGURE 4.21 – Définition des paramètres de Stokes Q , U et V (figure tirée de [Kislat et al., 2015]). Q et U quantifient l'état de polarisation linéaire, et V l'état de polarisation circulaire.

vecteur de polarisation à l'arrivée sur le DSSSD. Le rapport du nombre total de photons simulés au nombre de photons détectés à la fois dans le polariseur et sur le DSSSD donne l'efficacité du dispositif. La direction de polarisation est utilisée pour évaluer la fraction de polarisation à l'aide des paramètres de Stokes. Les paramètres de Stokes sont souvent représentés dans le vecteur

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

où I représente l'intensité totale du rayonnement, Q le degré de polarisation horizontal (si positif) ou vertical (si négatif), U le degré de polarisation à $+45^\circ$ (si positif) et -45° (si négatif), et V le degré de polarisation circulaire droite (si positif) ou gauche (si négatif). On évalue donc I (pour l'intensité totale du rayonnement), Q et U (voir figure 4.21), qui permettent de calculer la fraction de polarisation linéaire $\Pi = \frac{\sqrt{Q^2+U^2}}{I}$.

Ces simulations ont montré qu'une diffusion à 70° permet de générer une fraction de polarisation importante ($\Pi \gtrsim 50\%$) tout en augmentant le nombre de photons polarisés détectés par rapport à la diffusion à 90° mentionnée dans [Lei et al., 1997], puisque la diffusion Compton se fait préférentiellement vers l'avant dans cette gamme d'énergie.

Elles ont également permis de fixer le choix du matériau pour le polariseur, qui pouvait être réalisé avec un scintillateur plastique ou bien en CeBr_3 . Si le scintillateur plastique permet

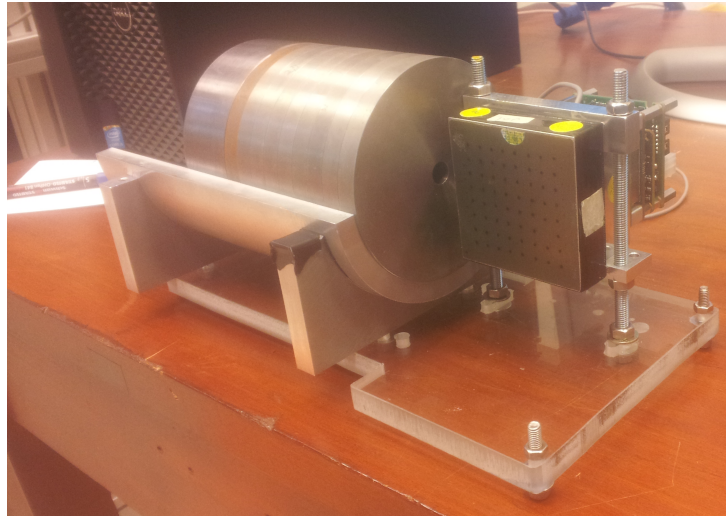


FIGURE 4.22 – Photographie de la source de rayonnement gamma polarisé. Le collimateur est au centre de l'image, et un module calorimètre, le polariseur, est reconnaissable sur la droite.

d'obtenir une fraction de polarisation légèrement plus élevée, et favorise beaucoup la diffusion Compton par rapport à l'effet photoélectrique, son efficacité est beaucoup plus faible. L'activité de la source étant fixée, et afin de pouvoir réaliser la mesure sur une échelle de temps raisonnable, de l'ordre de la journée, c'est donc le CeBr_3 qui a été choisi.

Enfin, ces simulations ont permis d'affiner le choix de l'orientation et de la position du polariseur. Dans la configuration finalement mise en place, la fraction de polarisation est $\Pi \approx 60\%$. Une photographie de la source réalisée est montrée sur la figure 4.22.

4.2.2.2 Comparaison à la simulation

Trois types de jeux de données ont été acquis : polarisé (avec la source présentée ci-dessus), non-polarisé (avec une source ponctuelle de ^{133}Ba) et des jeux de données sans source autre que le fond de radioactivité ambiante. Lors des acquisitions des jeux de données non-polarisés, le polariseur n'était pas utilisé, la source de ^{137}Cs absente, et la source de ^{133}Ba était fixée sur le polariseur de manière à ce que la matière radioactive soit le plus proche possible du volume sensible du polariseur. Trois jeux de données ont été acquis avec la source de ^{133}Ba , chacun avec la source située à une position différente le long des positions où le faisceau de rayons gamma primaires aurait interagit. Les différents éléments du dispositif expérimental (en dehors des sources radioactives) sont restés à la même position pendant toutes les acquisitions. Une photographie légendée du dispositif expérimental est montrée sur la figure 4.23. Le tableau 4.3 résume les jeux de données discutés dans la suite.

Certains jeux de données n'ont pas pu être utilisés dans l'analyse finale en raison d'un taux de comptage trop faible, qui empêche l'algorithme de coïncidence *a posteriori*, dans sa version actuelle, de maintenir les détecteurs synchronisés. C'est le cas de tous les jeux de données de fond, ainsi que d'un jeu de données de type "Polarisé". Le fond est estimé à $\approx 10\%$ des événements sélectionnés ci-après et est négligé dans cette analyse. La figure 4.24 à droite montre la distribution des angles azimutaux de diffusion Compton obtenue pour un jeu de données de type "Non-polarisé", acquis avec la source de ^{133}Ba . Elle est sensiblement différente de la distribution simulée pour une source non-polarisée, distribution montrée sur la gauche de la figure 4.24. En effet, durant l'acquisition, la source de rayonnement polarisé mesure $\approx 5\text{ cm}$

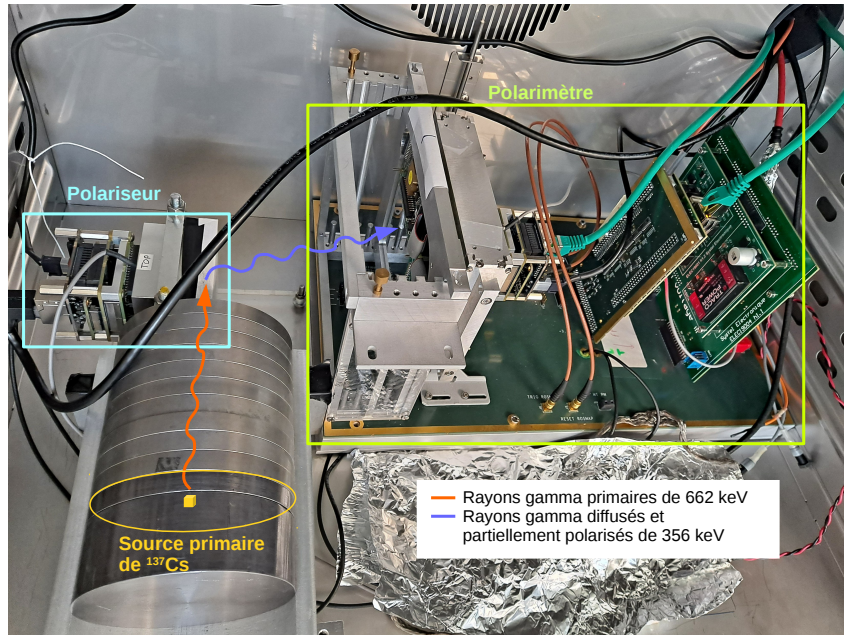


FIGURE 4.23 – Photographie légendée du dispositif expérimental pour la mesure de polarisation. La source primaire est encadrée en jaune en bas à gauche de l'image, le polariseur, encadré en cyan, est au-dessus de ce dernier, et le prototype de télescope Compton est encadré en vert sur la droite.

Type	Durée
Polarisé	2 h 24 m
Polarisé	6 h 06 m
Polarisé	3 h 24 m
Polarisé	3 h 10 m
Polarisé	5 h 20 m
Polarisé	4 h 03 m
Non-polarisé	1 h 08 m

TABLE 4.3 – Résumé des acquisitions de données utilisées pour la mesure de polarisation. Lors de l'acquisition des données de type "Non-polarisé", la source de ^{133}Ba était placée à $x = 3.4$ cm.

de large et est située à 12.3 cm du polarimètre, alors que la source de ^{133}Ba , placée à la même distance, est ponctuelle (~ 1 mm de diamètre). Les jeux de données de type "Non-polarisé" ne seront donc pas utilisés dans l'analyse finale pour obtenir un polarigramme, et les effets systématiques présents dans les données polarisées seront donc évalués par la simulation.

Deux simulations MEGAlib détaillées ont été réalisées pour comparaison avec les données obtenues. La première vise à reproduire les mesures réalisées avec la source de rayonnement gamma polarisé. La seconde est exactement la même que la première, mais la prise en compte de la polarisation a été désactivée afin de fournir une mesure des effets systématiques. Elle a également été utilisée pour tenir compte des effets systématiques dans les données acquises. Dans tous les jeux de données, on sélectionne les événements ayant déposé entre 300 et 420 keV, et dont l'angle de diffusion Compton θ_{Compton} est compris entre 40° et 140° , afin de maximiser la sensibilité à la polarisation.

Dans le référentiel du polarimètre, qui prend son origine au centre du DSSSD, le centre du

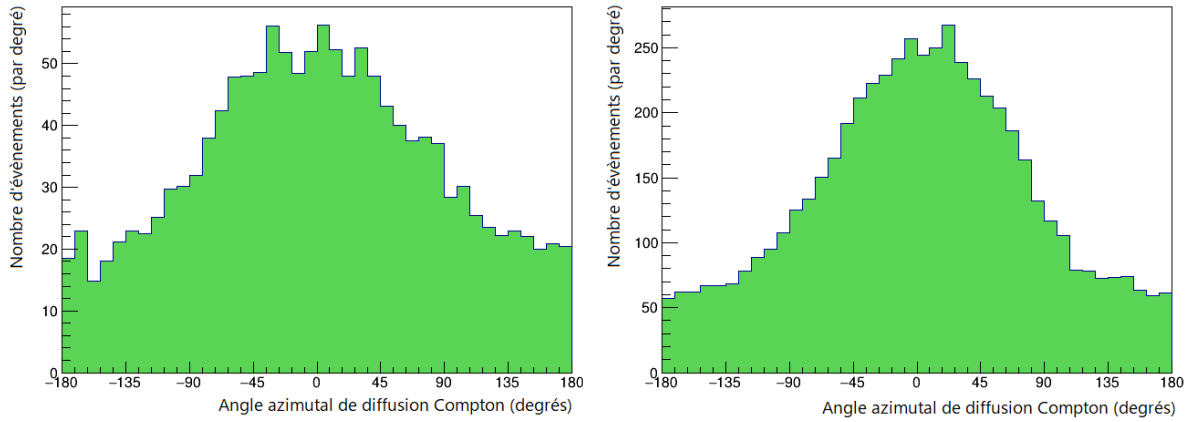


FIGURE 4.24 – Distribution des angles azimutaux de diffusion Compton. Gauche : source simulée, étendue et non polarisée. Le rapport maximum sur minimum est d’environ 3. Droite : données acquises avec une source de ^{133}Ba ponctuelle. Le rapport maximum sur minimum est d’environ 5.

polariseur est placé aux coordonnées $(x, y, z) = (4.5 \text{ cm}, -1.2 \text{ cm}, 12.3 \text{ cm})$, soit aux coordonnées $(\theta, \varphi) = (20^\circ, -15^\circ)$.

Les distributions des angles azimutaux de diffusion Compton pour les sources polarisées, ainsi que les polarigrammes obtenus sont montrés sur la figure 4.25. La modulation mesurée est $\mu_{100}\Pi = 0.252 \pm 0.023$, compatible avec celle obtenue par la simulation $\mu_{100}\Pi = 0.210 \pm 0.018$. Puisque l’on connaît la fraction de polarisation $\Pi \approx 60\%$, on peut en déduire le facteur de modulation μ_{100} , qui est mesuré à 0.420 ± 0.038 et 0.350 ± 0.030 par l’expérience et la simulation, respectivement. L’angle de polarisation mesuré est $\eta_0 = 109 \pm 3^\circ$, compatible avec celui obtenu par la simulation $\eta_0 = 106 \pm 2^\circ$.

Les valeurs de μ_{100} obtenues sont en bon accord avec ce qui est attendu pour une source monochromatique d’énergie 356 keV, ponctuelle, à l’infini et à $\theta = 20^\circ$, à savoir $\mu_{100} \approx 0.4$. Cela démontre que ce dispositif expérimental est un outil efficace pour étalonner un polarimètre.

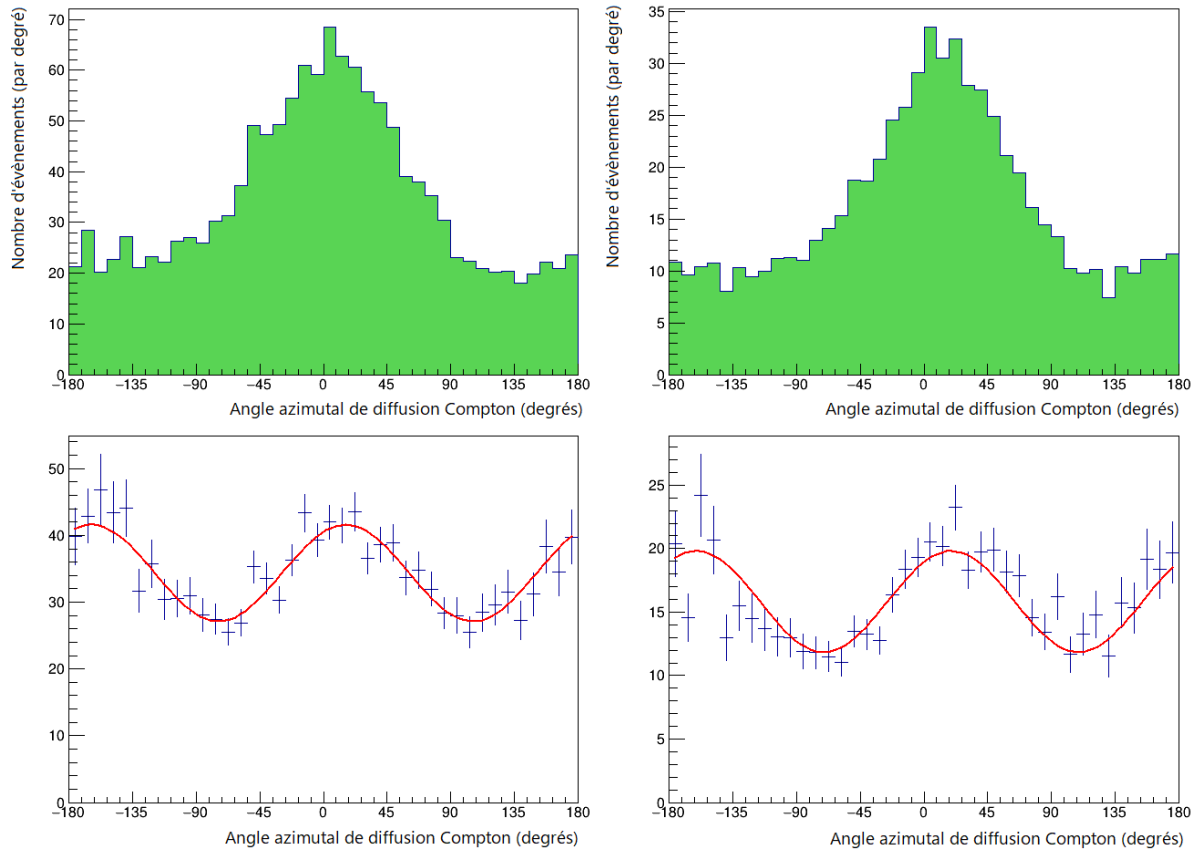


FIGURE 4.25 – Comparaison de la mesure de polarisation à la simulation. Gauche : données simulées avec MEGAlib. Droite : données mesurées. Haut : Distribution des angles azimutaux de diffusion Compton. Bas : polarigrammes obtenus.

Conclusion

Un prototype de télescope Compton a été assemblé. Il est constitué d'un DSSSD et d'un module calorimètre. Il a permis une campagne de tests dont les principaux résultats sont résumés dans le tableau 4.4. Chaque test a fait l'objet d'une comparaison avec la simulation, afin de mettre en avant les effets instrumentaux qui ne sont pas encore pris en compte dans celle-ci.

La résolution spectrale, ainsi que la résolution angulaire sont proches des valeurs obtenues par la simulation pour les configurations testées. Les différences observées peuvent être imputées à des effets instrumentaux fins, comme la non-uniformité de la résolution spectrale ou spatiale du module calorimètre. Un travail plus poussé sur la simulation de ces effets instrumentaux fins permettrait de valider que la simulation reproduit bien les données.

La surface efficace mesurée montre un écart significatif avec la simulation. Des différences

	Simulation	Données
Résolution spectrale à 662 keV	4.8 %	6.5 %
Largeur à mi-hauteur de l'ARM à $\theta = 20^\circ$ à 662 keV	10.0°	11.5°
Surface efficace à $\theta = 20^\circ$ à 662 keV	2.14 mm^2	0.933 mm^2
Facteur de modulation μ_{100} à $\theta = 20^\circ$ à 356 keV	0.350 ± 0.030	0.420 ± 0.038

TABLE 4.4 – Récapitulatif des résultats obtenus comparés à la simulation

d'efficacité ont été identifiées pour les deux détecteurs, qui semblent exclure une composante due à l'électronique de coïncidence ou à l'algorithme de coïncidence *a posteriori*.

Enfin, le facteur de modulation mesuré présente un accord raisonnable avec la simulation.

Toutes ces mesures ont été réalisées dans certaines conditions d'orientation de la source dans le référentiel de l'instrument, et à une seule énergie pour chaque test. Or, toutes les critères de performances quantifiés ici dépendent de l'énergie et de la position de la source dans le champ de vue de l'instrument. Une campagne de tests plus longue permettrait de mieux caractériser l'instrument en validant les évolutions de ces grandeurs prévues par les simulations. Cela est particulièrement critique pour la mesure de la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma, puisque leur apparition dans le ciel n'est pas prédictible. Il est donc important de connaître en particulier le facteur de modulation en fonction de l'énergie et de la position dans le champ de vue.

On pourrait également envisager un étalonnage du facteur de modulation à d'autres énergies, de la même manière, en diffusant des photons de plus haute ou de plus basse énergie. Une autre méthode pour obtenir un faisceau de photons polarisés utilise une source de rayonnement β^+ . En effet, la désintégration du positronium génère deux photons de 511 keV, émis dos-à-dos avec des états de polarisation liés (angles de polarisation différents de 90°). On peut donc, d'un côté de la source, mesurer la direction de diffusion de chaque photon, pour contraindre la polarisation des photons émis de l'autre côté. Un tel procédé est décrit dans [Orsi et al., 2011].

Dans le chapitre 5, je vais utiliser les performances mesurées des deux détecteurs discutés ici, le DSSSD et le module calorimètre, ainsi que le bon accord entre simulations et performances mesurées, pour concevoir et simuler un petit polarimètre Compton, la charge utile des CubeSats de la mission spatiale COMCUBE, dont le but est de mesurer la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma.

Chapitre 5

Conception et premières estimations des performances de COMCUBE

Les CubeSats sont une classe de petits satellites qui permettent un accès à l'espace à moindre coût. Ils sont composés d'unités, parfois appelées "U", d'une taille maximum de $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ et d'une masse maximum de 1.33 kg. Ces unités peuvent être combinées pour former des satellites plus grands, de 1.5U, 2U, 3U ou 6U, ou même 12U.

COMCUBE est un projet de mission spatiale visant à mettre en orbite basse une constellation de CubeSats pour mesurer la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma. Dans COMCUBE, chaque CubeSat sera constitué d'une charge utile, ici un télescope Compton, et d'une plate-forme qui fournira l'électricité à la charge utile et gèrera entre autres l'attitude du satellite, ainsi que les communications avec les centres opérationnel et scientifique au sol.

Dans une première partie, je vais décrire le télescope Compton que nous avons conçu pour être la charge utile d'un satellite de COMCUBE. Je présenterai ensuite les différentes constellations de CubeSats considérées, ainsi que les modèles de fond de radiation et la population de sursauts gamma considérée dans les simulations. Finalement, je donnerai une première estimation des performances attendues pour les différentes constellations de CubeSats.

Les simulations ayant permis la conception et l'évaluation des performances de COMCUBE ont été réalisées avec la palette de logiciels MEGALib [Zoglauer et al., 2006], dont l'outil de simulation `cosima` est basé sur la bibliothèque Geant4 du CERN [Agostinelli et al., 2003]. Les performances des détecteurs simulés proviennent des développements instrumentaux présentés aux chapitres 3 et 4.

5.1 Conception de la charge utile

Le principal objectif scientifique de COMCUBE est de mesurer la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma. Comme décrit à la section 2.3.2, la sensibilité à la polarisation se quantifie en terme de polarisation minimum détectable avec un niveau de confiance de 99 %

$$\text{MDP}_{99\%} = \frac{4.29\sqrt{S+B}}{\mu_{100}S}, \quad (5.1)$$

où S (respectivement B) est le nombre de photons reçus de la source (resp. du fond) et μ_{100} est appelé "facteur de modulation". Il dépend de la conception de l'instrument, mais aussi du spectre et de la position de la source dans le champ de vue de l'instrument (voir section 2.3.2).

On peut écrire $S = A_{\text{eff}} \times F \times T$ où A_{eff} est la surface efficace de l'instrument, F le flux de la source et T le temps d'observation. On en déduit que pour maximiser la sensibilité à la polarisation d'un télescope Compton, et donc minimiser $\text{MDP}_{99\%}$, il faut maximiser son facteur de modulation μ_{100} et sa surface efficace A_{eff} . Dans la suite de cette partie, on cherchera donc à maximiser ces deux grandeurs. Pour ce faire, on quantifiera les performances de plusieurs instruments de taille 1U puis 4U.

5.1.1 Instruments de taille 1U

Les premiers essais de conception de la charge utile ont visé à comparer les trois instruments présentés ci-après, qu'on appellera "instrument de référence", "instrument avec scintillateur plastique" et "instrument avec détecteurs latéraux". Ils sont tous compatibles avec les principaux prérequis mécaniques d'une unité CubeSat.

Instrument de référence

L'instrument de référence est composé de deux DSSSDs et d'un calorimètre. Ces détecteurs reprennent dans la simulation les principales caractéristiques des détecteurs utilisés au chapitre 4. Les DSSSDs ont un volume total de $68 \times 68 \times 1.5 \text{ mm}^3$ et un volume actif de $64 \times 64 \times 1.5 \text{ mm}^3$, segmenté en 32 pistes en x et en y . Ils sont modélisés dans la simulation par des détecteurs contenant 32 voies distinctes en x et en y sans reconstruction de la profondeur d'interaction. Le module calorimètre est constitué d'un cristal de CeBr_3 de $51 \times 51 \times 20 \text{ mm}^3$, soit deux fois plus épais que ceux utilisés dans les chapitres 3 et 4, lu par une matrice de 8×8 SiPMs de 6 mm de côté. Il est modélisé par un détecteur contenant 16 voies distinctes en x et en y , et sensible à la profondeur d'interaction avec une incertitude de 2 mm. Ces nombres sont choisis pour émuler les performances mesurées pour ce détecteur au chapitre 3 (1.8 mm de résolution en position en x et en y et 2 mm en profondeur), puisque la version de MEGAlib utilisée pendant ces tests ne permet pas de modéliser ces détecteurs correctement, c'est-à-dire comme des caméras d'Anger. La distance entre les deux DSSSDs et celle entre le diffuseur trajectographe et le calorimètre sont de 7.5 mm. Un rendu 3D de cet instrument est montré sur la figure 5.1.

Instrument avec scintillateur plastique

Dans l'instrument de référence, la plupart des photons n'interagissent pas dans les DSSSDs en raison de leur faible épaisseur et de leur faible densité. Afin d'augmenter le volume de détection dans lequel on cherche à favoriser une diffusion Compton avec des matériaux de numéro atomique faible, on ajoute à l'instrument de référence un scintillateur plastique.

L'instrument avec scintillateur plastique reprend tous les éléments de l'instrument de référence. Un détecteur utilisant un scintillateur plastique en p-Terphenyl de $51 \times 51 \times 10 \text{ mm}^3$ lu par une matrice de SiPMs similaire à celle du module calorimètre a été ajouté entre les DSSSDs et le module calorimètre. Il est modélisé par un détecteur contenant 8 voies distinctes en x et en y sans reconstruction de la profondeur d'interaction, en raison de son rendement lumineux plus faible. Les détecteurs sont là encore séparés de 7.5 mm, sauf les deux scintillateurs qui sont séparés de 3.4 mm. Un rendu 3D de cet instrument est montré sur la figure 5.2.

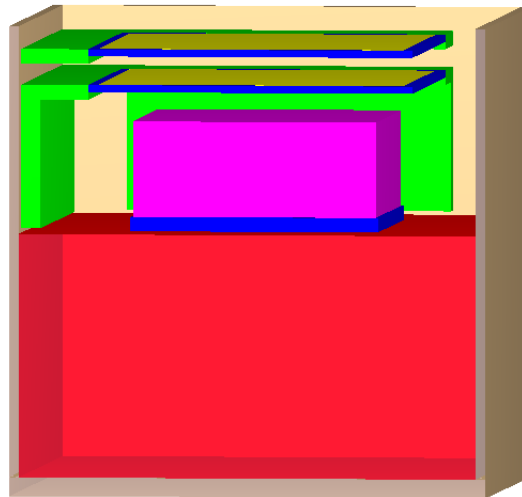


FIGURE 5.1 – Rendu 3D de l’instrument de référence. Il est composé de deux DSSSDs (en jaune), de leur électronique de lecture (en vert), et d’un calorimètre constitué d’un cristal de CeBr_3 (en magenta) lu par une matrice de SiPMs (en bleu). Le bas de l’instrument (en rouge) représente l’électronique de bord et la plate-forme du CubeSat.

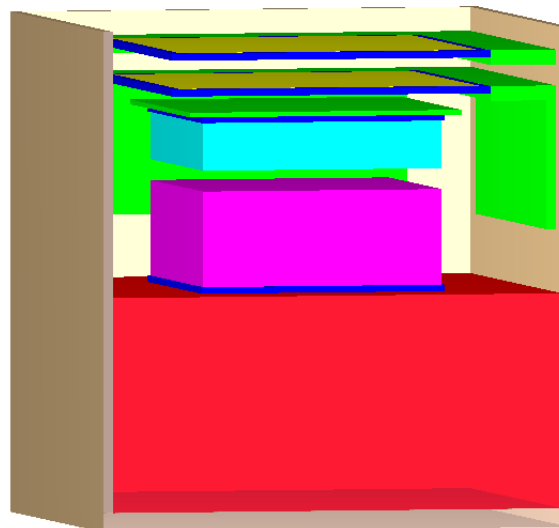


FIGURE 5.2 – Rendu 3D de l’instrument avec scintillateur plastique. Par rapport à l’instrument de référence, on a ajouté un scintillateur plastique en p-Terphenyl (bleu clair) lu par un SiPM (bleu), lui-même monté sur une carte électronique de support (verte).

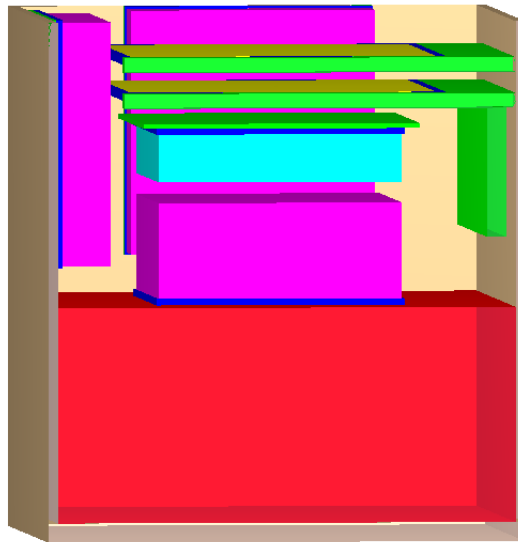


FIGURE 5.3 – Rendu 3D de l’instrument avec détecteurs latéraux. Par rapport à l’instrument avec scintillateur plastique, on a ajouté deux détecteurs latéraux en CeBr_3 (en magenta) lus par des SiPMs (bleu) montés sur des cartes électroniques de support (vertes).

Instrument avec détecteurs latéraux

Dans l’instrument avec scintillateur plastique, une partie des photons diffusés dans les DSSSDs ou le scintillateur plastique ne se propagent pas dans la direction du calorimètre. Afin de les détecter, on ajoute des détecteurs latéraux sur deux des côtés de l’instrument, les deux autres côtés étant déjà occupés par l’électronique de lecture des DSSSDs.

Par rapport à l’instrument avec scintillateur plastique, cet instrument avec détecteurs latéraux comporte deux modules calorimètres supplémentaires sur deux de ses côtés. Ces détecteurs utilisent des scintillateurs en CeBr_3 de $51 \times 51 \times 10 \text{ mm}^3$ lus par des matrices de SiPMs similaires à celle du module calorimètre. Ils sont modélisés par un détecteur contenant 16 voies distinctes en x et en y , et sensible à la profondeur d’interaction avec une incertitude de 2 mm. Un rendu 3D de cet instrument est montré sur la figure 5.3.

L’idée de ne placer des détecteurs latéraux que sur deux des côtés provient en premier lieu de la contrainte mécanique qu’impose la compatibilité avec une unité de CubeSat. Mais cela permet aussi de faire de cet instrument le quart d’un instrument de taille 4U, développé dans la section 5.1.2.

Comparaison des surfaces efficaces

La surface efficace d’un instrument est définie par le nombre de photons d’une source détectés par l’instrument divisé par la fluence de la source. On cherche dans cette section à la déterminer par la simulation pour une source monochromatique, ponctuelle et située à l’infini. On va donc simuler un certain nombre de photons $N_{\text{simulés}}$ qui se propagent dans la direction de la source vers l’instrument, de telle manière que toute la surface géométrique de l’instrument est irradiée. On appelle A_{start} l’aire de la surface géométrique de l’instrument projetée

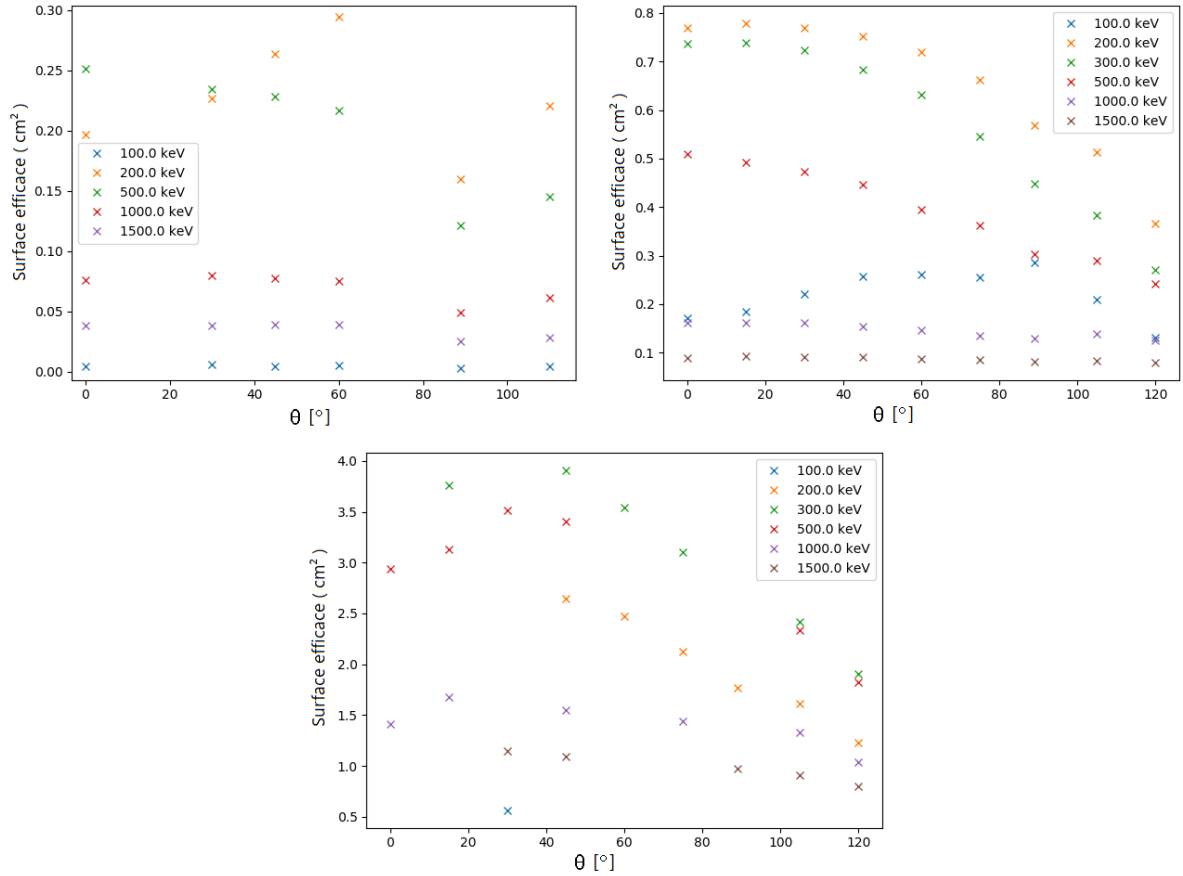


FIGURE 5.4 – Comparaison des surfaces efficaces des trois instruments de taille 1U. En haut à gauche : pour l’instrument de référence. En haut à droite : pour l’instrument avec scintillateur plastique. En bas : pour l’instrument avec détecteurs latéraux (certains points ont été retirés lorsqu’une erreur d’ajustement a été détectée).

sur le plan du front d’onde. À la fin de la simulation, on sélectionne les photons qui ont interagi au moins deux fois. On impose que ces interactions aient eu lieu dans deux détecteurs ou dans deux voies électroniques indépendantes du même détecteur, que l’énergie du photon ait été correctement reconstruite et que le cône Compton soit compatible avec la direction de la source. Leur nombre est appelé $N_{\text{détectés}}$. La surface efficace de l’instrument est ensuite calculée, pour une source donnée à une position donnée dans le champ de vue d’un instrument, comme suit :

$$A_{\text{eff}} = A_{\text{start}} \times \frac{N_{\text{détectés}}}{N_{\text{simulés}}} . \quad (5.2)$$

On peut voir sur la figure 5.4 les surfaces efficaces calculées pour ces trois instruments en fonction de l’énergie et de l’angle d’incidence des rayons gamma. On remarque que chaque ajout de détecteur augmente significativement la surface efficace.

On remarque également que la surface efficace maximale n’est pas atteinte dans les mêmes conditions pour chaque instrument. En particulier, la surface efficace maximale est atteinte à 200 keV pour l’instrument de référence et l’instrument avec scintillateur plastique, mais à 300 keV pour l’instrument avec détecteurs latéraux. On peut l’expliquer par la présence de beaucoup plus de CeBr_3 dans ce dernier instrument : En effet, la transition entre la prédomi-

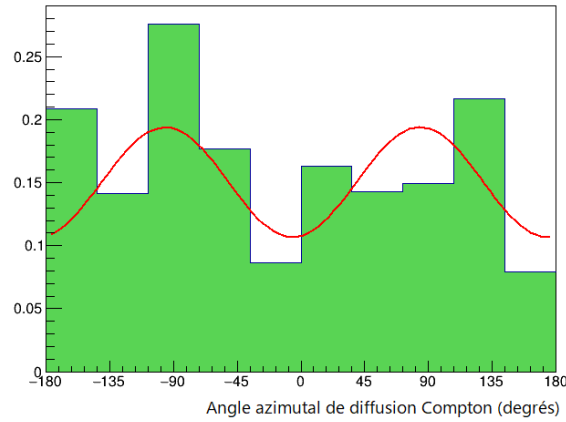


FIGURE 5.5 – Polarigramme simulé pour un sursaut gamma brillant avec un spectre de Band de paramètres ($\alpha = -1.1, \beta = -2.3, E_{\text{pic}} = 300 \text{ keV}$) et une fluence de $92.9 \text{ photons.cm}^{-2}$ vu par l'instrument avec détecteurs latéraux.

nance de l'effet photoélectrique et l'interaction Compton dans le CeBr_3 a lieu entre 200 keV et 300 keV, ce qui diminue (en proportion) le nombre d'évènements Compton de plus basse énergie.

Comparaison des facteurs de modulation

Le facteur de modulation μ_{100} est défini comme la modulation de la distribution de l'angle azimutal de diffusion Compton pour une source polarisée linéairement à 100 % (cf. section 2.3.2). Je l'ai évalué dans la bande d'énergie [200 keV, 500 keV] pour les trois instruments pour une source située à $(\theta, \varphi) = (45^\circ, 0^\circ)$ émettant un spectre de Band de paramètres $\alpha = -1.1, \beta = -2.3, E_{\text{pic}} = 300 \text{ keV}$ (spectre typique d'un sursaut gamma, voir section 1.1.2). Les valeurs sont reportées dans le tableau 5.1. Une première simulation a été réalisée avec cette source polarisée à 100 % pour chaque instrument, puis une autre simulation avec la même source polarisée à 0 % pour tenir compte des effets systématiques. La fluence de la source a été fixée à $1000 \times F_0$, où F_0 est la fluence d'un sursaut gamma brillant, de manière à limiter les incertitudes statistiques. On prendra $F_0 = 92.9 \text{ photons cm}^{-2}$, ce qui correspond à une seconde du pic principal du sursaut gamma GRB140206A, déjà mentionné dans la section 1.4.2.

On ne remarque pas de différence significative entre les différents instruments.

	Référence	Avec scintillateur plastique	Avec détecteur latéraux
μ_{100}	0.394 ± 0.037	0.400 ± 0.036	0.402 ± 0.024

TABLE 5.1 – Comparaison des facteurs de modulation μ_{100} des trois instruments de taille 1U.

Ces performances ne sont toutefois pas suffisantes pour mesurer précisément la fraction de polarisation d'un sursaut gamma brillant, comme le montre la figure 5.5 qui représente un polarigramme simulé pour un sursaut gamma avec le même spectre mais avec une fluence F_0 (et non pas $1000 \times F_0$), vu par l'instrument avec détecteurs latéraux.

Finalement l'instrument avec détecteurs latéraux est celui qui donne les meilleures performances. Dans la suite, on cherche à l'améliorer encore en s'affranchissant des limites imposées

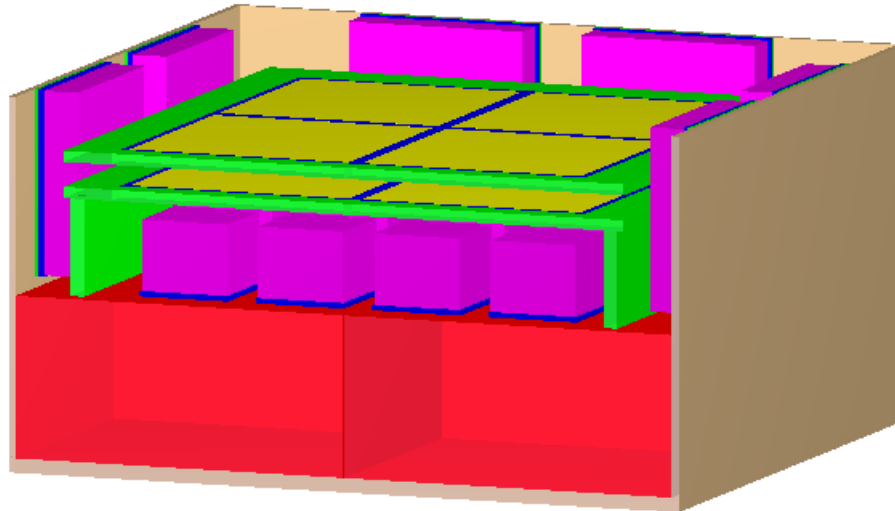


FIGURE 5.6 – Rendu 3D de l’instrument 4U. L’instrument est constitué de 2 plans de 2×2 DSSSDs (jaune) et de leur électronique de lecture (vert), de 4×4 modules calorimètres (magenta) situés en-dessous et de deux détecteurs latéraux (magenta) sur chacun des quatre côtés. Les deux détecteurs latéraux situés à l’avant de l’image ne sont pas représentés mais sont bien présents dans les simulations.

par la compatibilité avec une unité de CubeSat, mais en s’inspirant des tests effectués jusque-là, et en particulier de l’instrument avec détecteurs latéraux.

5.1.2 Instrument de taille 4U

Afin d’augmenter encore la surface efficace de l’instrument, nous simulons un instrument dont nous avons quadruplé le volume et la masse disponibles. Le télescope Compton peut désormais occuper 4 unités CubeSat contre une seule précédemment, et pourra être embarqué dans un CubeSat de format 6U, les deux unités restantes étant dédiées à la plateforme, au système de contrôle d’attitude et à l’ordinateur de bord. Cette architecture est similaire à celle du projet BurstCube [Smith, 2019], entre autres.

La charge utile est constituée de 2 plans de 2×2 DSSSDs, de 4×4 modules calorimètres situés en-dessous et de deux détecteurs latéraux sur chacun des quatre côtés. Les modules calorimètres situés sous les DSSSDs utilisent un cristal scintillant de $25 \times 25 \times 20 \text{ mm}^3$ en CeBr_3 lu par une matrice de 4×4 SiPMs. Ces détecteurs, développés à l’University College de Dublin, seront également sensibles à la position de première interaction des rayons gamma [Ulyanov et al., 2017]. Les détecteurs latéraux et les DSSSDs sont les mêmes que ceux présentés dans la section 5.1.1. La distance entre les deux couches de DSSSDs et celle entre le diffuseur trajectographe et le calorimètre sont ici de 10 mm. Un rendu 3D de cet instrument est montré sur la figure 5.6. C’est cet instrument que l’on considèrera dans la suite de ce chapitre.

Les détecteurs utilisant un scintillateur plastique ne sont plus utilisés dans cet instrument. En effet, la capacité de localisation dans des détecteurs de ce type n’a pas été quantifiée, en particulier à basse énergie ($E_{\text{déposée}} \lesssim 60 \text{ keV}$). Comme le rendement lumineux de ces scintillateurs est plus faible que celui du CeBr_3 , leur résolution spatiale sera probablement plus faible. Si l’on ajoute à cela la moins bonne résolution spectrale, on obtient une résolution angulaire (dans l’image Compton) sensiblement dégradée. La collaboration a donc décidé de ne pas utiliser ces

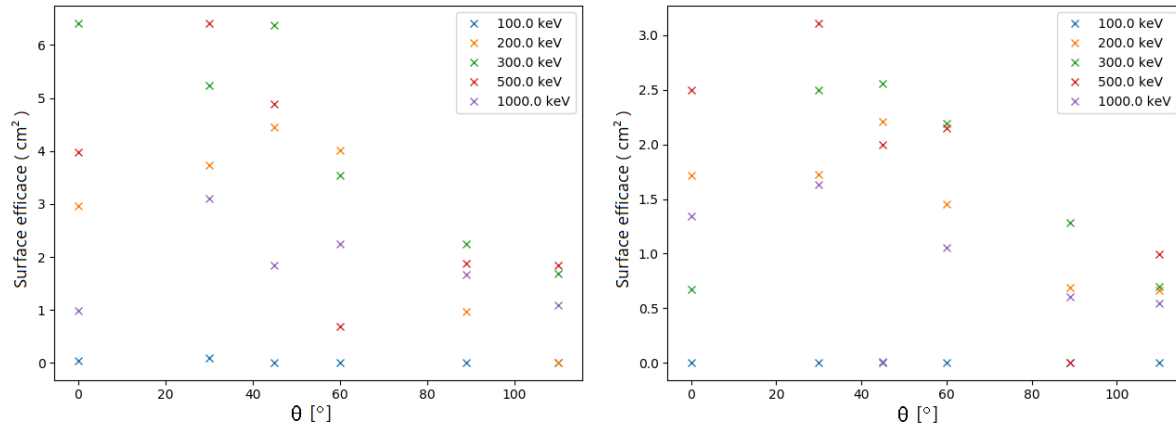


FIGURE 5.7 – Comparaison des surfaces efficaces de l’instrument 4U. À gauche : pour l’instrument tel que décrit. À droite : pour l’instrument sans ses détecteurs latéraux.

détecteurs dans l’instrument final, ce qui simplifie aussi la conformité avec les limitations de taille et de puissance électrique des CubeSats.

Les détecteurs utilisant un scintillateur ne sont plus modélisés dans la simulation comme des détecteurs à pistes avec un certain nombre de voies distinctes, mais comme des caméras d’Anger suite à la publication d’une mise à jour du logiciel MEGAlib. Cela est beaucoup plus réaliste, mais ce changement a un effet particulièrement important sur la surface efficace de l’instrument, montrée sur la figure 5.7. En effet, les deux interactions d’une partie des photons considérés comme "détectés" dans le calcul de la surface efficace jusque là pouvaient être très proches l’une de l’autre dans le même monocristal de CeBr_3 : ils étaient vus comme ayant interagit dans deux pistes distinctes. Or, on ne peut pas distinguer ces interactions en pratique, comme montré dans la section 3.3.2.4. Cela conduisait à un nombre de photons considérés "détectés" artificiellement plus élevé, et donc à une surface efficace sur-évaluée. Ce problème est résolu par la nouvelle modélisation des détecteurs.

On remarque sur la figure 5.7 que la contribution des détecteurs latéraux à la surface efficace est très importante. On voit aussi que comme attendu, la surface efficace atteint un maximum entre 300 keV et 500 keV.

Finalement, dans les mêmes conditions qu’à la section 5.1.1, on obtient un facteur de modulation $\mu_{100} = 0.417 \pm 0.046$. Le polarigramme obtenu avec la même fluence de $F_0 = 92.9 \text{ photons cm}^{-2}$, toujours polarisé à 100% avec un angle de 90° , est montré sur la figure 5.8. On obtient une fraction de polarisation $\Pi_{\text{obtenu}} = 151 \pm 40\%$ et un angle de polarisation de $79 \pm 6^\circ$.

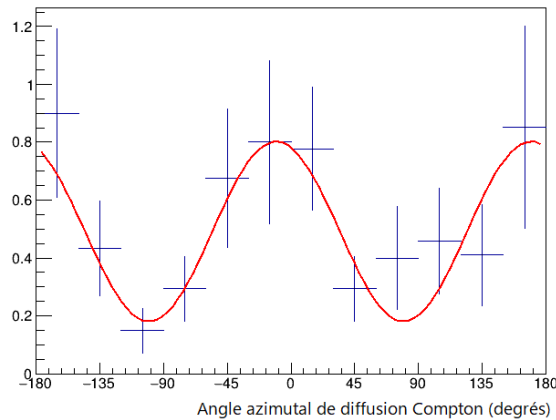


FIGURE 5.8 – Polarigramme simulé pour un sursaut gamma brillant avec un spectre de Band de paramètres ($\alpha = -1.1, \beta = -2.3, E_{\text{pic}} = 300 \text{ keV}$) et une fluence de $92.9 \text{ photons.cm}^{-2}$ vu par l'instrument 4U avec détecteurs latéraux.

5.2 Première estimations des performances de COMCUBE

Dans la suite de ce chapitre, on cherchera à quantifier les performances d'une constellation de CubeSats embarquant des instruments tels que celui décrit à la section 5.1.2. Pour cela, je commencerai par décrire les modèles utilisés pour simuler le fond de particules et rayonnements en orbite basse et ses propriétés. Je présenterai ensuite la population de sursauts gamma et les constellations de CubeSats considérées dans les simulations. Enfin, j'exposerai les résultats obtenus en termes de taux de détection, de capacité de localisation et de sensibilité à la polarisation.

5.2.1 Modélisation du fond de particules et rayonnements

En orbite basse terrestre, le fond de particules et rayonnements est constitué des rayons cosmiques suffisamment énergétiques pour traverser le champ magnétique terrestre, mais aussi de toutes les particules qui sont générées lors de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère, appelées "secondaires" par opposition aux particules "primaires" d'origine cosmique. Il contient également des rayons gamma d'origine galactique et extra-galactique, et des photons dits "d'albédo" émis par l'atmosphère. Pour ces derniers les deux composantes, la réflexion de photons extra-galactiques et l'interaction des rayons cosmiques, sont considérées. Les modèles utilisés dans la suite pour simuler le fond de particules et rayonnements en orbite basse sont décrits dans [Cumani et al., 2019]. Ils décrivent les spectres et les flux des protons et particules alphas primaires, des protons et neutrons secondaires, des électrons et positrons primaires et secondaires, et des photons galactiques, extra-galactiques et d'albédo en fonction de l'altitude et de la latitude.

Dans la suite de ce chapitre, on considérera une orbite basse équatoriale à une altitude de 550 km, puisque ce sont ces paramètres qui minimisent le flux de particules du fond de particules et rayonnements. Suivant [Řípa et al., 2019], on considérera que les photons extra-galactiques et les rayons cosmiques sont "descendants", c'est-à-dire qu'ils proviennent de l'ensemble des directions qui ne sont pas obstruées par la Terre ou son atmosphère, là où les particules secondaires neutres comme les neutrons ou les photons d'albédo sont "montants",

Composante	Nombre d'évènements par seconde					
	$n_{triggers}$	n_{DSSSD}	$n_{calorimètre}$	$n_{latéraux}$	$n_{uniques}$	$n_{Compton}$
Photons extra-galactiques	142.5	25.5	83.1	34.7	141.6	0.576
Photons d'albédo	194.4	6.60	114.0	81.5	183.3	10.2
Positrons secondaires	135.3	50.2	86.0	65.8	63.3	64.3
Total	558.6	120.9	336.2	220.0	426.6	117.2

TABLE 5.2 – Taux de déclenchements dû au fond de particules et rayonnements par type de détecteur, pour quelques composantes importantes du fond et au total. Les nombres indiqués sont en évènements par seconde. n_{DSSSD} , $n_{calorimètre}$ et $n_{latéraux}$ représentent respectivement le taux de déclenchement dans le diffuseur trajectographe, dans les modules calorimètres et dans les détecteurs latéraux. $n_{triggers}$ représente le taux de déclenchement total, $n_{uniques}$ le taux d'évènements n'ayant déclenché qu'un seul détecteur durant la fenêtre de coïncidence et $n_{Compton}$ le taux d'évènements considérés comme des évènements Compton par MEGALib.

c'est-à-dire qu'ils proviennent uniquement de l'atmosphère. Enfin, les autres particules (électrons primaires et secondaires, positrons primaires et secondaires et protons secondaires) sont simulées comme provenant de toutes les directions, avec un spectre différent pour les protons secondaires montants et descendants.

Dans la suite de ce chapitre, on ne simulera pas les rayons cosmiques de numéro atomique $Z > 2$ puisqu'ils sont très largement minoritaires. On négligera également la contribution des photons galactiques, puisqu'ils sont moins nombreux que les photons extragalactiques et d'albédo jusqu'à des énergies de plusieurs MeV. On négligera enfin les particules piégées dans les ceintures de Van Allen, puisque leur flux sont relativement faibles sur une orbite basse à faible inclinaison. On ne simulera pas non plus l'activation des matériaux du satellite par l'interaction avec le fond de particules hadronique, puisque cet effet dépend du temps passé en orbite, et est de toute façon minoritaire à basse énergie pendant les premiers mois pour une orbite équatoriale [Cumani et al., 2019].

Le tableau 5.2 donne le taux de déclenchement, en évènements par seconde, par détecteur, total et pour les principales composantes que sont les positrons secondaires et les photons extra-galactiques et d'albédo. On appellera dans la suite "évènement" l'ensemble des déclenchements étant survenus suite à l'interaction d'une particule ou d'un rayon gamma avec l'instrument.

La figure 5.9 montre le spectre total des évènements Compton dûs au fond de radiations pour une heure d'orbite basse simulée. Le pic autour de ≈ 200 keV est principalement dû aux photons cosmiques et d'albédo, et le pic à 511 keV aux positrons secondaires. La structure à ≈ 1200 keV correspond aux dépôts d'énergie des particules au minimum d'ionisation (hors particules alpha) dans les DSSSDs.

5.2.2 Population de sursauts gamma considérée

L'objectif scientifique de COMCUBE est de mesurer la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma. Mais COMCUBE détectera également un grand nombre de sursaut gamma avec une fluence trop faible pour réaliser une mesure de polarisation. Leur détection, leur courbe de lumière ou leur localisation peuvent toutefois donner des informations importantes.

Afin d'évaluer le taux de détection de sursauts gamma (avec ou sans mesure de polarisation), on considère la population de sursauts gamma du quatrième catalogue spectral de

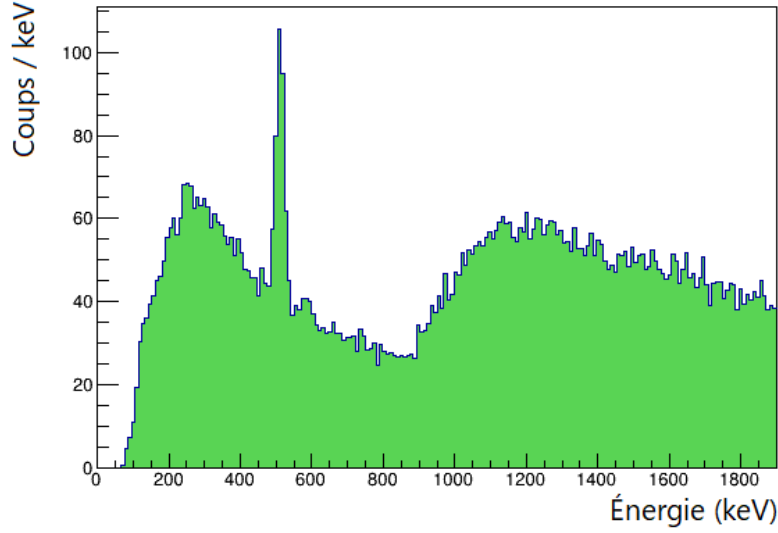


FIGURE 5.9 – Spectre du fond de radiations pour une heure d'orbite basse simulée.

l'instrument Fermi/GBM, qui contient les données des dix premières années d'opération [von Kienlin et al., 2020].

GBM (pour "Gamma-ray Burst Monitor" en anglais) est la charge utile secondaire du satellite Fermi. Il est composé de 12 détecteurs à scintillateur fins en NaI, qui observent dans la bande d'énergie entre 10 keV et 1000 keV, et de 2 détecteurs à scintillateur épais en BGO qui couvrent les énergies jusqu'à 40 MeV.

Le catalogue spectral contient 1929 sursauts gamma longs ($T_{90} > 2$ s, où T_{90} représente le temps nécessaire pour accumuler 90 % de la fluence du sursaut) et 363 sursauts gamma courts ($T_{90} \leq 2$ s). Pour chaque sursaut gamma, le catalogue contient un spectre intégré sur la totalité de la durée du sursaut et un autre sur le pic de luminosité, d'une durée de 1024 ms pour les sursauts longs et 64 ms pour les sursauts courts. Quatre modèles possibles sont ensuite ajustés à ces spectres : une loi de puissance PLAW (équation 5.3), une loi de puissance atténuée exponentiellement ("comptonisée") COMP (équation 5.4), une fonction de Band BAND (équation 5.5) ou une loi de puissance brisée avec une transition douce SBPL, pour "Smoothly Broken Power Law" en anglais (équation 5.6). Le meilleur modèle est choisi sur des arguments statistiques et en fonction de son nombre de degrés de liberté (pour le détail de la méthodologie, voir [Gruber et al., 2014], et [Poolakkil et al., 2021] pour l'application au présent catalogue).

$$N_{\text{PLAW}}(E) = A \left(\frac{E}{E_{\text{pivot}}} \right)^{\alpha}, \quad (5.3)$$

$$N_{\text{COMP}}(E) = A \left(\frac{E}{E_{\text{pivot}}} \right)^{\alpha} \exp \left[-\frac{(\alpha + 2)E}{E_{\text{pic}}} \right], \quad (5.4)$$

$$N_{\text{BAND}}(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{E_{\text{pivot}}} \right)^{\alpha} \exp \left[-\frac{(\alpha+2)E}{E_{\text{pic}}} \right] & \text{pour } E \leq \frac{(\alpha-\beta)E_{\text{pic}}}{\alpha+2}, \\ A \left(\frac{E}{E_{\text{pivot}}} \right)^{\beta} \exp(\beta - \alpha) \left[\frac{(\alpha-\beta)E_{\text{pic}}}{(\alpha+2)E_{\text{pivot}}} \right]^{\alpha-\beta} & \text{pour } E > \frac{(\alpha-\beta)E_{\text{pic}}}{\alpha+2} \end{cases} \quad (5.5)$$

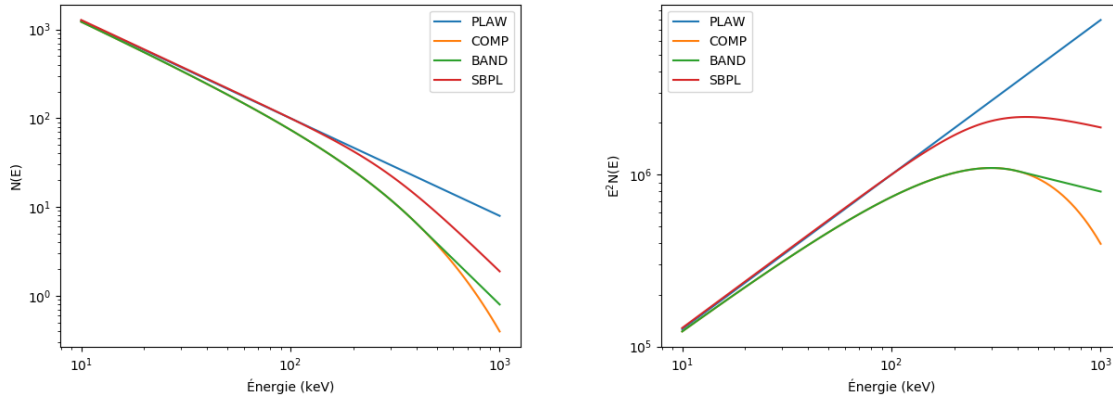


FIGURE 5.10 – Modèles de spectre de sursaut gamma utilisés dans le catalogue Fermi/GBM. Les paramètres utilisés sont $E \in [10 \text{ keV}, 1000 \text{ keV}]$, $E_{\text{pivot}} = 100 \text{ keV}$, $A = 100 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$, $\alpha = -1.1$, $\beta = -2.3$, $E_{\text{pic}} = 300 \text{ keV}$, $\Delta = 0.3$. Gauche : nombre de photons en fonction de l'énergie $N(E)$. Droite : Distribution spectrale d'énergie $E^2 N(E)$.

$$\begin{aligned}
 N_{\text{SBPL}}(E) &= A \left(\frac{E}{E_{\text{pivot}}} \right)^b 10^{a-a_{\text{pivot}}} \text{ avec} \\
 a &= m\Delta \ln(\cosh(q)) , \\
 a_{\text{pivot}} &= m\Delta \ln(\cosh(q_{\text{pivot}})) , \\
 q &= \frac{\log(E/E_{\text{pic}})}{\Delta} , \\
 q_{\text{pivot}} &= \frac{\log(E_{\text{pivot}}/E_{\text{pic}})}{\Delta} , \\
 m &= \frac{\beta - \alpha}{2} , \\
 b &= \frac{\beta + \alpha}{2} .
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Dans ces équations, A représente l'amplitude du spectre, E l'énergie des photons et α l'indice spectral à basse énergie. E_{pivot} est l'énergie pivot, fixée à 100 keV, et uniquement utilisée pour adimensionner l'énergie E pendant les ajustements de modèles. Si présent dans la formule, E_{pic} représente l'énergie du pic ou de la transition entre deux régimes, et β l'indice spectral à haute énergie. Pour le modèle SBPL, Δ représente la largeur de transition entre les basses et les hautes énergies. Il est exprimé en décades d'énergie et fixé à 0.3. On peut remarquer que les modèles PLAW, COMP, BAND et SBPL ont donc respectivement 2, 3, 4 et 4 paramètres libres (puisque Δ est fixé).

La figure 5.10 représente ces quatre modèles avec les mêmes paramètres $E \in [10 \text{ keV}, 1000 \text{ keV}]$, $E_{\text{pivot}} = 100 \text{ keV}$, $A = 100 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$, $\alpha = -1.1$, et si applicables $\beta = -2.3$, $E_{\text{pic}} = 300 \text{ keV}$, $\Delta = 0.3$.

5.2.3 Constellations de satellites considérées

L'avantage d'utiliser une constellation de petits instruments, plutôt qu'un seul instrument plus performant, est la modularité. Cela permet de former la constellation en plusieurs lancements successifs, chacun améliorant la sensibilité et les performances du tout. Cette approche permet également une meilleure fiabilité de l'ensemble, qui n'est pas menacé par un incident sur un seul instrument. En dehors de ces considérations techniques, et spécifiquement pour l'observation des sursauts gamma, les constellations d'instruments permettent une couverture

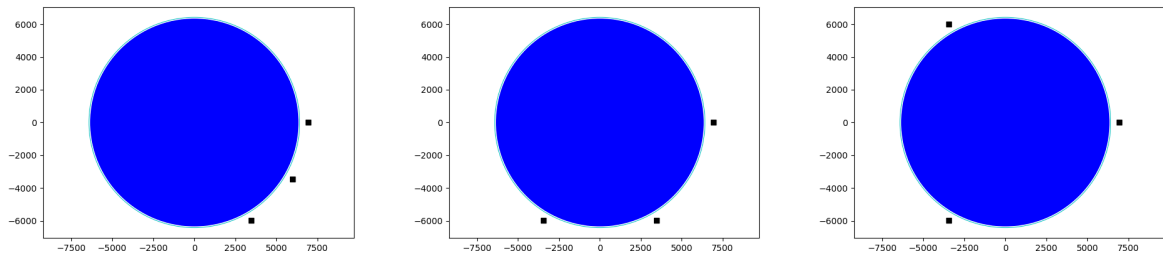


FIGURE 5.11 – Les trois constellations de COMCUBE envisagées, vues de dessus. Le cercle bleu représente la Terre, celui en bleu clair l’atmosphère, et les carrés noirs représentent les satellites. De gauche à droite : les constellations C30, C60 et C120.

en continu de tout le ciel depuis l’orbite basse, chose impossible autrement en raison de l’occultation d’une partie du ciel par la Terre.

La capacité de localisation des sursauts gamma est également une composante importante de ces missions spatiales, en particulier pour déclencher des campagnes d’observations dans l’autres longueurs d’ondes avec des télescopes à plus petit champ de vue. La méthode de localisation généralement proposée est la triangulation basée sur les temps d’arrivée, décrite brièvement dans la section 5.2.6, qui nécessitent l’observation du sursaut gamma par au moins trois satellites suffisamment distants. Espacer les instruments d’une constellation semble donc permettre à la fois une meilleure couverture du ciel et une meilleure localisation. En revanche, rapprocher les instruments permet, en principe, une meilleure sensibilité sur la partie du ciel visible par tous les instruments.

Dans la suite de ce chapitre, on calculera les performances obtenues pour un seul instrument, ainsi que pour quelques constellations de CubeSats, afin d’évaluer l’effet de la géométrie générale de la constellation sur les performances. Le but de cette section est de définir les constellations considérées.

Tous les CubeSats seront toujours placés sur la même orbite basse équatoriale à 550 km d’altitude. Trois constellations de trois CubeSats chacune sont considérées, dans lesquelles les CubeSats sont espacés les uns des autres de 30° , 60° ou 120° sur leur orbite. On appellera dans la suite ces constellations "C30", "C60" et "C120", respectivement. Ces constellations sont montrées sur la figure 5.11.

Tous les satellites sont orientés de manière à pointer au zénith, comme montré sur la figure 5.12. Plus précisément, pour chaque instrument, l’axe z est perpendiculaire au plan du diffuseur trajectographe et est orienté vers le zénith. De plus, l’instrument est orienté de telle sorte que son axe x soit parallèle au plan de l’équateur.

5.2.3.1 Évaluation du champ de vue des constellations

Pour chaque constellation, on définit la zone du ciel qui n’est pas occultée comme le "champ de vue de la constellation".

Dans le cas où l’on ne considère qu’un instrument pointant au zénith, le champ de vue est défini comme l’ensemble des positions pour lesquelles $\theta < \theta_{\text{horizon}}$, où θ est défini sur la figure 5.12 comme l’angle entre la source et l’axe z de l’instrument, et où θ_{horizon} est défini à l’équation 5.7 comme l’angle θ auquel commence l’atmosphère,

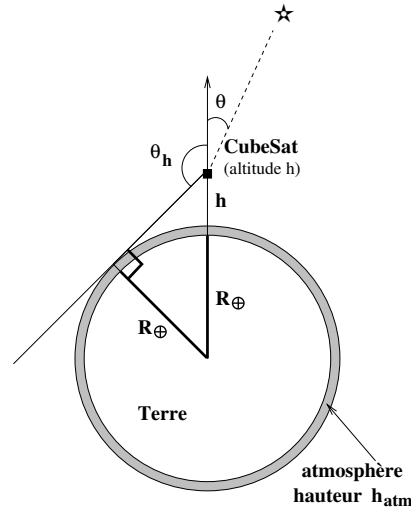


FIGURE 5.12 – Définition de l'angle d'incidence θ , l'angle entre le zénith de l'instrument et la direction de la source, et de θ_{horizon} , l'angle entre le zénith de l'instrument et l'horizon.

Constellation	$\Omega_c(0)$	$\Omega_c(1)$	$\Omega_c(2)$	$\Omega_c(3)$
Un seul satellite	31.3 %	68.7 %	0 %	0 %
C30	15.9 %	15.2 %	15.5 %	53.4 %
C60	2.1 %	27.5 %	32.2 %	38.2 %
C120	0 %	6.3 %	81.0 %	12.7 %

TABLE 5.3 – Fraction de ciel vue par différentes constellations de satellites. $\Omega_c(n)$ représente la fraction de ciel vue par *exactement* n satellites de la constellation c ($\Omega_c(1)$ représente la fraction de ciel vue par un, et un seul, satellite).

$$\theta_{\text{horizon}} = 90^\circ + \arccos\left(\frac{R_\oplus + h_{\text{atm}}}{R_\oplus + h}\right), \quad (5.7)$$

où $R_\oplus = 6371$ km est le rayon de la Terre, $h_{\text{atm}} = 40$ km est la hauteur de l'atmosphère et h l'altitude du satellite. À 550 km d'altitude on a $\theta_{\text{horizon}} = 112^\circ$. Le champ de vue correspondant, exprimé en fraction de ciel, est obtenu de manière analytique : $\Omega = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_{\text{horizon}}) \approx 68.7\%$ de 4π sr.

Pour évaluer le champ de vue d'une constellation, on quadrille tout le ciel en ascension droite et en déclinaison avec un pas de 1° , et pour chaque position on calcule combien de satellites ont ces coordonnées dans leur champ de vue. On peut savoir si un satellite donné voit une source à une position donnée en calculant l'angle θ entre l'axe z de ce satellite et la direction de la source, et en évaluant la condition $\theta < \theta_{\text{horizon}}$. Ces données sont montrées sur la figure 5.13.

Pour calculer la fraction du ciel vue par un certain nombre n de satellites, il suffit de sommer les angles solides de chaque pixel du quadrillage qui est vu par n satellites. Les champs de vue par nombre de satellites sont résumés dans le tableau 5.3.

On constate, sans surprise, que la constellation C30 est celle avec la fraction de ciel couverte par 3 satellites la plus importante, avec $\Omega_{C30}(3) = 53.4\%$, et que la constellation C120 minimise la fraction de ciel non couverte avec $\Omega_{C120}(0) = 0\%$. Le champ de vue pour chaque constellation c est défini par $\Omega = 1 - \Omega_c(0)$.

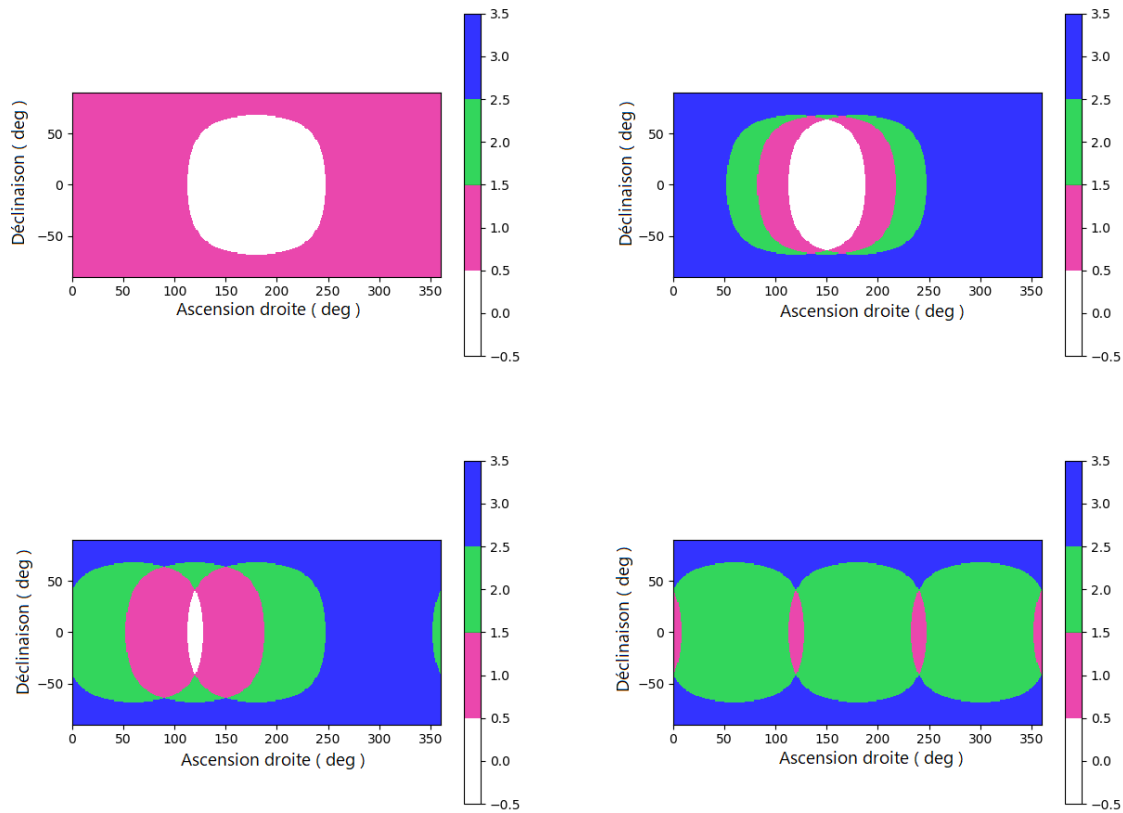


FIGURE 5.13 – Champ de vue d’un seul satellite (en haut à gauche) et des trois constellations de COMCUBE C30, C60 et C120 (en haut à droite, en bas à gauche et en bas à droite respectivement). L’échelle de couleur indique le nombre de satellites qui sont susceptibles de voir une source à chaque position : blanc pour 0, rose pour 1, vert pour 2 et bleu pour 3.

5.2.4 Taux de détection de sursauts gamma

Dans cette partie, on va déterminer le taux de détection de sursauts gamma, c’est-à-dire le nombre de sursauts gamma qui seront détectés par COMCUBE chaque année. Ce taux de détection est indépendant du taux de sursauts gamma dont la polarisation est mesurable, qui est calculé dans la section 5.2.5.

Pour obtenir le taux de détection de sursauts gamma, on va déterminer pour chaque sursaut gamma du catalogue la probabilité de détection avec COMCUBE. Pour cela, on tire au hasard les coordonnées d’un certain nombre de positions réparties de manière uniforme dans le ciel. À chacune de ces positions, on simule le pic de luminosité du sursaut gamma si la position en question est dans le champ de vue d’au moins un instrument. Le flux utilisé est le flux au pic donné par le catalogue de Fermi/GBM, et le spectre utilisé est également issu du catalogue et correspond au meilleur modèle ajusté sur le pic de luminosité.

5.2.4.1 Détection simple

Dans cette partie, on adopte un critère de détection basé sur la courbe de lumière du sursaut gamma. On cherche à déterminer s’il est détectable ou assimilable à du bruit de fond.

On simule donc le pic du sursaut gamma et le fond de particules et rayonnements pour la durée du pic (1024 ms pour les sursauts longs et 64 ms pour les sursauts courts), afin d'évaluer le rapport signal sur bruit SNR pour chaque simulation

$$\text{SNR} = \frac{S - B}{\sqrt{B}}, \quad (5.8)$$

où S est le nombre d'évènements total de la simulation et B est le nombre d'évènements attendus pour le fond de particules et rayonnements pendant la durée de la simulation.

Si le sursaut gamma est dans le champ de vue de n instruments, $n > 0$, on calcule S avec

$$S = \sum_{i=1}^n S_i, \quad (5.9)$$

où S_i est le nombre d'évènements Compton détecté par le satellite i , et B avec

$$B = n \times B_0, \quad (5.10)$$

où B_0 est le nombre d'évènements attribués au fond pour un satellite pour la durée de la simulation.

Le sursaut gamma sera considéré comme détecté si le rapport signal sur bruit est supérieur à une certaine valeur, ici 5. Pour chaque sursaut gamma, le rapport du nombre de sursauts détectés sur le nombre de sursauts simulés donne la probabilité de détection de ce sursaut gamma.

Dans un premier temps, afin de déterminer le nombre de simulations à effectuer pour chaque sursaut gamma, ainsi que les différences de rapport signal sur bruit pour les différents types d'évènements, trois sursauts gamma longs ont été considérés : GRB080714086, GRB080715950 et GRB080723557. Ces sursauts ont été choisis pour représenter une gamme de flux au pic suffisamment large. Leurs flux au pic sont montrés sur la figure 5.14 avec la distribution des flux au pic de tous sursauts longs du catalogue.

Toujours dans un premier temps, on ne considère qu'un CubeSat. Pour ces trois sursauts gamma, 1000 positions (couple de coordonnées) ont été tirées au hasard, dont ≈ 700 étaient dans le champ de vue du satellite. La figure 5.15 montre les distributions de rapport signal sur bruit pour les trois sursauts gamma considérés, pour chaque type de détecteur et d'évènement. On constate qu'utiliser les évènements dits "uniques", ceux n'ayant qu'un seul déclenchement par fenêtre de coïncidence, donnent les meilleurs rapports signal sur bruit. Pour ces évènements, la surface efficace est beaucoup plus importante que pour les évènements Compton. En revanche, la localisation de la source ne peut pas se faire par imagerie Compton, et est discutée dans la partie 5.2.6.

La figure 5.16 montre la répartition des sursauts gamma de type GRB080714086 (le moins lumineux, en jaune dans la figure 5.14) simulés et les rapports signal sur bruit calculés. On distingue clairement trois zones du ciel : Dans la partie haute de l'image (latitude supérieure à environ 30° dans le référentiel du satellite, soit pour un angle zénithal $\theta < 60^\circ$), la zone de sensibilité maximale, au milieu de l'image une zone de sensibilité intermédiaire et dans la partie basse de l'image la partie du ciel occultée par la Terre.

Enfin, ces premiers tests ont permis de fixer pour la suite le nombre de positions tirées au sort par sursaut gamma à 50, car ce nombre est suffisamment faible pour permettre de simuler la totalité du catalogue en un temps raisonnable (de l'ordre de la journée) tout en maintenant un niveau d'incertitude sur la probabilité de détection raisonnable ($< 10\%$).

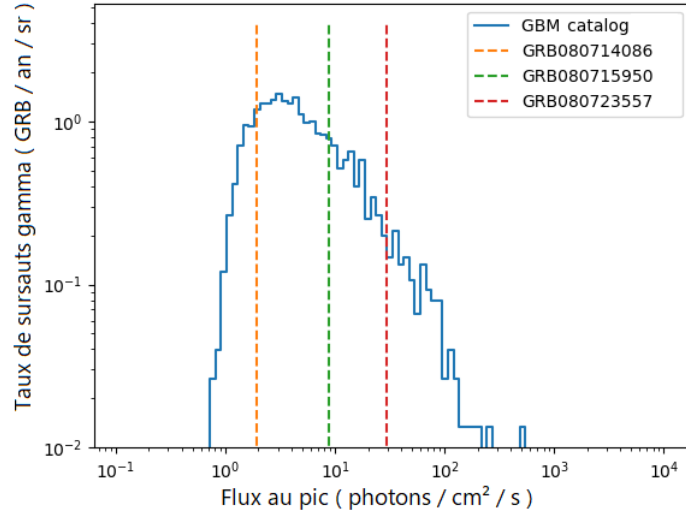


FIGURE 5.14 – Distribution des flux au pic de tous les sursauts longs du catalogue Fermi/GBM utilisé (bleu), et flux au pic des trois sursauts gamma longs utilisés dans la suite (en jaune, vert et rouge) pour déterminer le nombre de simulations à effectuer pour chaque sursaut gamma.

Pour chaque constellation considérée, j’ai donc tiré au sort 50 positions pour chaque sursaut gamma du catalogue Fermi/GBM et simulé son pic de luminosité pour évaluer sa probabilité de détection avec l’équation suivante

$$P_{\text{GRB}i} = \frac{N_{\text{SNR}>5}^{\text{GRB}i}}{N_{\text{FoV}}^{\text{GRB}i}}, \quad (5.11)$$

où la probabilité de détecter les sursauts de type $\text{GRB}i$, $P_{\text{GRB}i}$ est définie comme le nombre de sursauts simulés détectés avec un rapport signal sur bruit supérieur à 5, $N_{\text{SNR}>5}^{\text{GRB}i}$ divisé par le nombre de sursauts simulés dans le champ de vue de la constellation $N_{\text{FoV}}^{\text{GRB}i}$.

On peut noter que cette probabilité de détection correspond à la probabilité que le sursaut gamma soit significativement plus brillant que le bruit de fond pendant un intervalle de temps donné. Ce type d’algorithme est en général implémenté dans l’ordinateur de bord des satellites parce qu’il est relativement simple, mais des méthodes de détection plus fines peuvent être envisagées, comme rechercher sur plusieurs intervalles de temps et plusieurs fenêtres en énergie, ou bien chercher un excès d’évènements provenant d’une partie du ciel. Cela améliorerait les taux de détection [Stern et al., 2001] [Antier-Farfar, 2016].

Afin d’assurer la cohérence des observations, lorsque la position d’un sursaut gamma dans le ciel est tirée au hasard, les coordonnées correspondantes sont calculées dans le référentiel de chaque instrument. Le détail des calculs est présenté dans l’annexe B. Cela permet de simuler le sursaut indépendamment pour chaque satellite.

La figure 5.17 montre la probabilité de détection de chaque type de sursaut gamma en fonction de son flux au pic.

Pour un seul instrument, la limite de sensibilité se trouve donc à $\approx 0.7 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour les sursauts gamma longs et $\approx 3 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour les sursauts gamma courts. Les intervalles de flux au pic qui ont une probabilité 0 au-delà de $30 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour les sursauts gamma courts et $100 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour les sursauts longs sont dus à l’absence de sursauts gamma dans le catalogue pour ces intervalles de flux au pic.

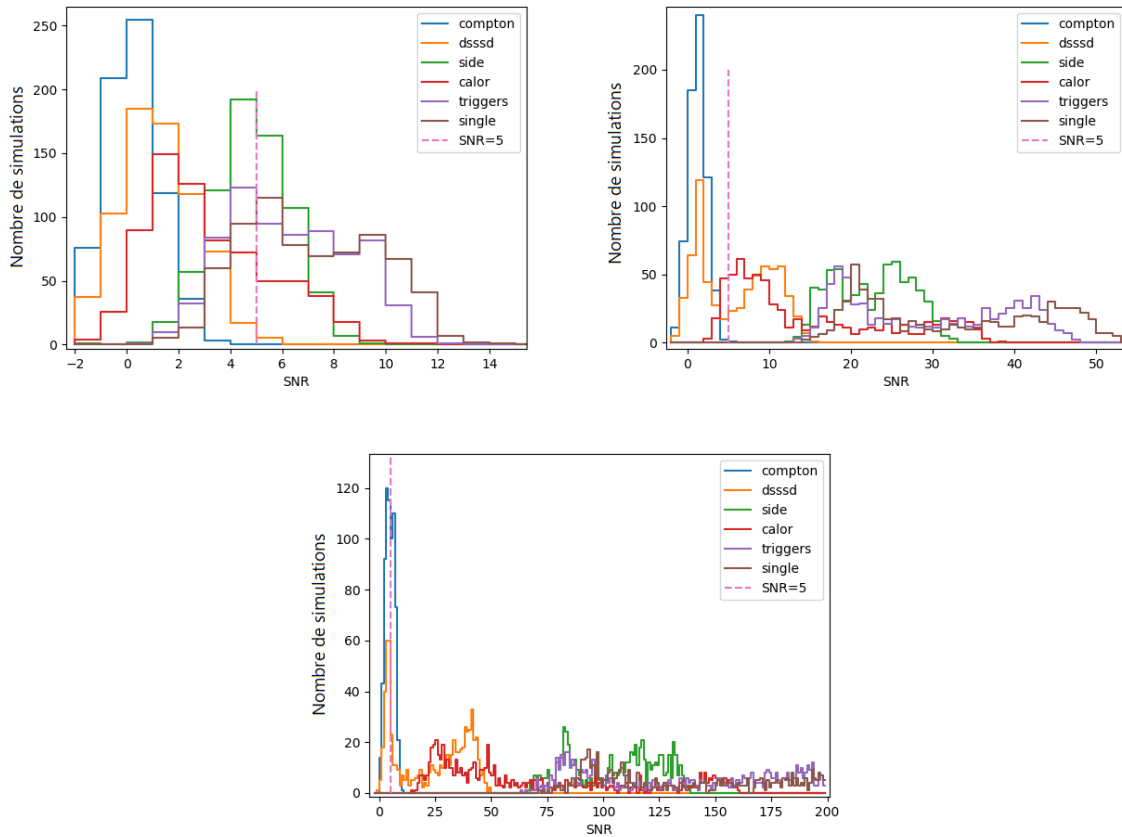


FIGURE 5.15 – Distribution des rapports signal sur bruit (SNR) pour ≈ 700 sursauts gamma de chaque type (GRB080714086 en haut à gauche, GRB080715950 en haut à droite et GRB080723557 en bas), pour chaque type de détecteur et d'évènement. Le diffuseur trajectographe, les détecteurs latéraux et les modules calorimètres sont représentés en jaune, vert et rouge respectivement. Les déclenchements totaux sont représentés en violet, les évènements Compton en bleu et les évènements uniques en marron.

La constellation C120 est plus sensible que les deux autres pour les sursauts gamma longs ayant un flux au pic compris entre $1 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $3 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et pour les sursauts courts entre $4 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $10 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Cela peut être expliqué par la meilleure sensibilité de l'instrument pour les sursauts gamma vus sous un angle $\theta < 60^\circ$, montrée sur la figure 5.16. Dans la constellation C120, puisque les CubeSats sont espacés de 120° les uns des autres, presque tout le ciel (en dehors des zones polaires) est vu par un instrument sous un angle $\theta < 60^\circ$.

On constate que les sursauts gamma courts ont une probabilité de détection inférieure ou égale aux sursauts gamma longs pour un flux au pic donné entre $\approx 1 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $\approx 10 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Cela est largement dû à leur durée, qui est beaucoup plus courte. De ce fait, les sursauts gamma courts les moins brillants ont plus de chances d'être confondus avec une variation du fond de particules et rayonnements que les sursauts gamma longs.

Avec ces données, on peut estimer le taux de détection de sursauts gamma pour COMCUBE :

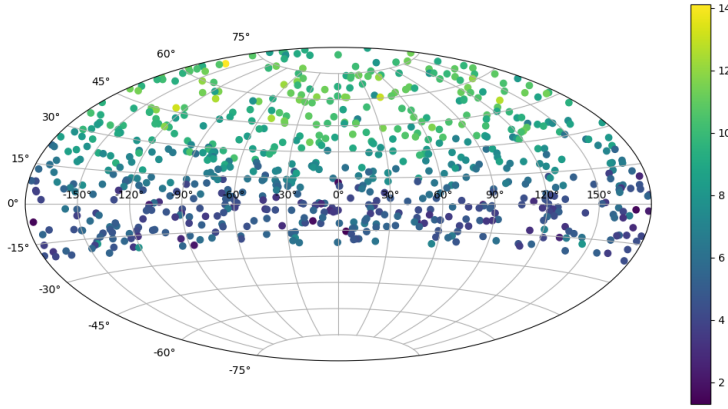


FIGURE 5.16 – Distribution des sursauts gamma GRB080714086 simulés. L'échelle de couleur représente le rapport signal sur bruit calculé pour les évènements uniques avec l'équation 5.8. Les positions sont représentées dans le référentiel de l'instrument, le haut de la figure représente le zénith de l'instrument et le bas le nadir occulté par la Terre.

$$R_{\text{COMCUBE}}^m = \frac{R_{\text{GBM}}^m}{\Omega_{\text{GBM}} f_{\text{GBM}}} \times \Omega_{\text{COMCUBE}} f_{\text{COMCUBE}} \times P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE}), \quad (5.12)$$

où R_d^m représente le taux de sursauts gamma détectés par an par l'instrument d , Ω_d représente le champ de vue de l'instrument ou de la constellation d (exprimé comme une fraction de l'ensemble du ciel), f_d la fraction de temps utile de l'instrument d , et $P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE})$ la probabilité qu'un sursaut gamma vu par GBM soit détecté par COMCUBE, défini à l'équation 5.13,

$$P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE}) = \frac{1}{N_{\text{GBM}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{GBM}}} P_{\text{GRB}i} \quad (5.13)$$

où N_{GBM} est le nombre de sursauts gamma détectés par GBM sur une période de temps donnée (ici dix ans), et $P_{\text{GRB}i}$ est la probabilité de détecter les sursauts gamma de type $\text{GRB}i$, définie à l'équation 5.11.

On estime que $\Omega_{\text{GBM}} f_{\text{GBM}} = 0.6$ par comparaison avec le catalogue de CGRO/BATSE [Alexei Ulyanov, communication privée]. Ce nombre est compatible avec l'étude de la trajectoire de Fermi/GBM, qui donne $\Omega_{\text{GBM}} = 0.69$ et $f_{\text{GBM}} = 0.85$, soit $\Omega_{\text{GBM}} f_{\text{GBM}} = 0.59$ [Adam Goldstein, communication privée]. On supposera dans la suite $f_{\text{COMCUBE}} = 1$. Le champ de vue de chaque constellation considérée est calculé dans la section 5.2.3.1.

Pour un seul instrument, on a $P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE}) = 0.87$ pour les sursauts gamma longs et $P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE}) = 0.76$ pour les sursauts gamma courts, en utilisant les évènements uniques, ce qui donne un taux de détection de 192 sursauts gamma longs et 32 sursauts gamma courts par an. Les taux de détection pour chaque type de constellation sont calculés de la même manière et résumés dans le tableau 5.4.

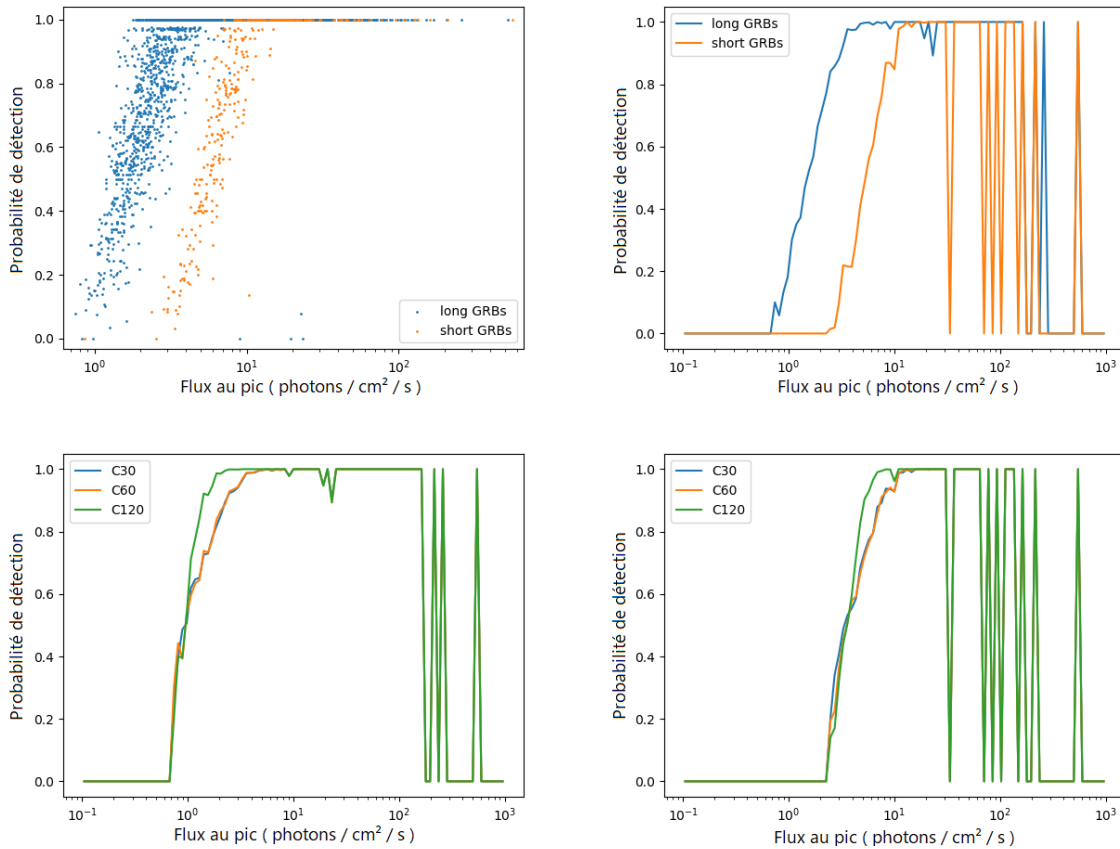


FIGURE 5.17 – Probabilité de détection d’un sursaut gamma par une constellation de satellites avec $\text{SNR} > 5$ pour les évènements uniques en fonction de son flux au pic. En haut à gauche : nuage de points où chaque point représente un sursaut gamma, pour un seul instrument. En haut à droite : données moyennées pour chaque intervalle de flux au pic, pour un seul instrument. En bas à gauche : données moyennées pour chaque intervalle de flux au pic pour les sursauts gamma longs, pour les trois constellations définies. En bas à droite : idem pour les sursauts gamma courts.

5.2.4.2 Détection avec imagerie

On peut reproduire cette démarche pour estimer le nombre de sursauts gamma dont COMCUBE pourra faire une image. Des tests préliminaires ont montré que ≈ 50 évènements Compton sont suffisants pour localiser un sursaut gamma par imagerie Compton. Il est difficile d’estimer le nombre de sursauts gamma courts dont COMCUBE pourra faire une image puisque leur courbe de lumière est intrinsèquement plus variable et que leur fluence est plus faible : on se concentrera donc ici sur les sursauts gamma longs. On considèrera donc qu’on peut détecter et localiser un sursaut gamma long par imagerie Compton si le nombre d’évènements Compton $S_{\text{Compton}} \geq 50$ dans la bande d’énergie entre 100 keV et 460 keV pendant la durée du pic du sursaut gamma, soit 1024 ms. Cette limite est prudente dans la mesure où la durée d’un sursaut gamma long est $T_{90} > 2$ s. Cette fenêtre en énergie a été choisie car des tests préliminaires ont montré qu’elle permet de maximiser le rapport signal sur fond.

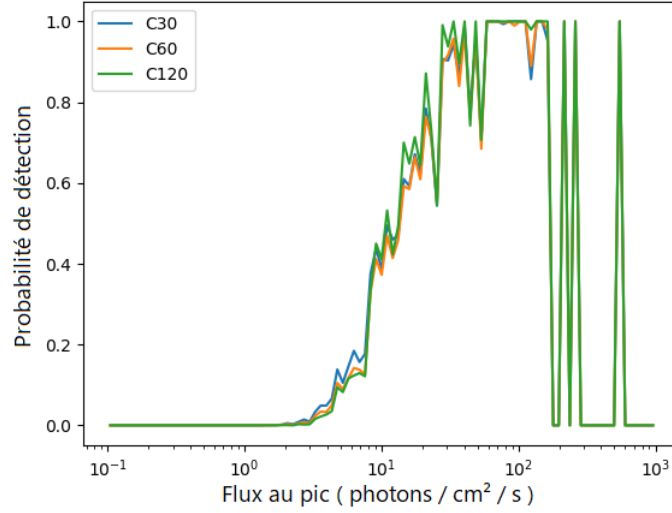


FIGURE 5.18 – Probabilité de faire une image Compton d’un sursaut gamma long avec une constellation de satellites en fonction de son flux au pic.

On utilise donc l’équation 5.14 pour calculer P_{GRBi} .

$$P_{GRBi} = \frac{N_{S_{Compton} \geq 50}^{GRBi}}{N_{\theta < \theta_{horizon}}^{GRBi}} \quad (5.14)$$

On obtient avec ce nouveau critère, pour un seul instrument, $P_{GBM}(COMCUBE) = 6.2\%$. On peut donc en déduire, en utilisant à nouveau l’équation 5.12 et sous les mêmes hypothèses, qu’un seul satellite de COMCUBE pourra détecter et localiser par imagerie Compton 14 sursauts gamma longs par an.

Pour les constellations, si $n > 1$ CubeSats ont un sursaut gamma dans leur champ de vue, on utilise la condition $S_{Compton} \geq 50$, avec $S_{Compton} = \sum_{i=1}^n S_{Compton,i}$, où $S_{Compton,i}$ est le nombre d’évènements Compton détectés par le CubeSat i , pour calculer la probabilité de faire une image avec l’équation 5.14. Cette probabilité de détection est représentée en fonction du flux au pic du sursaut gamma sur la figure 5.18.

Finalement, en appliquant l’équation 5.12 à l’ensemble de chaque constellation, et en supposant toujours $f_{COMCUBE} = 1$, on obtient les taux de détection de sursauts gamma donnés dans le tableau 5.4. On en déduit, par exemple, que la constellation C120 pourra localiser par imagerie Compton 60 sursauts gamma longs par an. Dans ce cas, on peut estimer que les sursauts gamma pourront être localisés avec une incertitude, décroissante avec la fluence du sursaut, et de l’ordre de la résolution angulaire de l’instrument pour les plus faibles, comme décrit dans [Kippen et al., 1998].

5.2.5 Taux de sursauts gamma dont la polarisation est mesurable

L’objectif scientifique principal de COMCUBE est la mesure de la polarisation de l’émission prompt des sursauts gamma. La sensibilité à la polarisation d’une source s’exprime en terme de polarisation minimum détectable MDP, définie de manière générale à la section 2.3.2 et avec un niveau de confiance de 99 % à l’équation 5.1.

Constellation	Un seul satellite	C30	C60	C120
Champ de vue	68.7 %	84.1 %	97.9 %	100 %
Sursauts gamma longs $P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE})$	192 GRB.yr ⁻¹ 87 %	251 GRB.yr ⁻¹ 93 %	293 GRB.yr ⁻¹ 93 %	315 GRB.yr ⁻¹ 98 %
Sursauts gamma courts $P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE})$	32 GRB.yr ⁻¹ 76 %	44 GRB.yr ⁻¹ 86 %	51 GRB.yr ⁻¹ 86 %	56 GRB.yr ⁻¹ 93 %
Sursauts gamma longs avec image Compton $P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE})$	14 GRB.yr ⁻¹ 6.2 %	52 GRB.yr ⁻¹ 19 %	56 GRB.yr ⁻¹ 18 %	60 GRB.yr ⁻¹ 19 %

TABLE 5.4 – Champs de vue et taux de détection de sursauts gamma pour un satellite et pour les trois constellations de COMCUBE caractérisées. Les probabilités de détection moyennes $P_{\text{GBM}}(\text{COMCUBE})$ sont également renseignées.

Dans cette section, on va déterminer la distribution des niveaux de polarisation minimum détectable pour une population de sursauts gamma. Les mesures de polarisation sont possibles uniquement sur les sursauts gamma les plus lumineux en raison du grand nombre de photons nécessaires pour obtenir une polarisation minimum détectable suffisamment faible. Dans la suite, on considérera donc uniquement les sursauts gamma avec une fluence supérieure à 2×10^{-5} erg.cm⁻² du quatrième catalogue de Fermi/GBM, qui sont au nombre de 264.

5.2.5.1 Évaluation du facteur de modulation μ_{100} pour une constellation

Comme évoqué à la section 2.3.2, pour un instrument ou une constellation donnée, μ_{100} dépend du spectre de la source et de sa position dans le champ de vue de l'instrument. Afin d'estimer au mieux le facteur de modulation, je simule chaque sursaut gamma pendant 500 s en utilisant son modèle spectral ajusté sur la totalité de sa durée et son flux moyen, fournis par le catalogue de sursauts gamma de Fermi/GBM (voir section 5.2.2). Une première simulation est réalisée avec une source 100 % polarisée, puis une deuxième avec une source non polarisée, afin de tenir compte des effets systématiques mentionnés dans la section 2.3.2. La durée de 500 s a été choisie car elle est supérieure à la durée T_{90} de la plupart des sursauts gamma du catalogue, ce qui permet de limiter l'erreur statistique sur l'évaluation du μ_{100} .

Pour chaque sursaut gamma dans la population considérée, je tire au hasard dix positions dans le ciel. Pour chacune, je calcule la position dans le référentiel de chaque CubeSat de la constellation considérée. Si la position est dans le champ de vue d'un satellite, les deux simulations (source polarisée et source non polarisée) sont lancées. Lorsqu'une source est polarisée, son vecteur de polarisation est fixé dans le référentiel terrestre, perpendiculaire à la direction de la source et compris dans le plan engendré par la direction de la source et l'axe des pôles, comme montré sur la figure 5.19. De ce fait, l'angle de polarisation mesuré par les différents CubeSats ne sera pas nécessairement le même.

En pratique, l'angle de polarisation est mesuré dans le référentiel du satellite, et dépend donc de l'attitude du satellite, c'est-à-dire de son orientation dans le référentiel terrestre. On définit trois angles de rotation pour quantifier l'attitude du satellite : θ , φ et ψ , montrés dans la figure 5.20.

θ est défini comme l'angle entre la direction de la source et l'axe z du satellite, et φ comme l'angle entre l'axe x du satellite et la projection de la ligne de vue sur le plan xy du satellite. De cette manière, θ et φ représentent également la position de la source dans le champ de vue de l'instrument. ψ quantifie la rotation de l'instrument autour de la direction de la source. Il

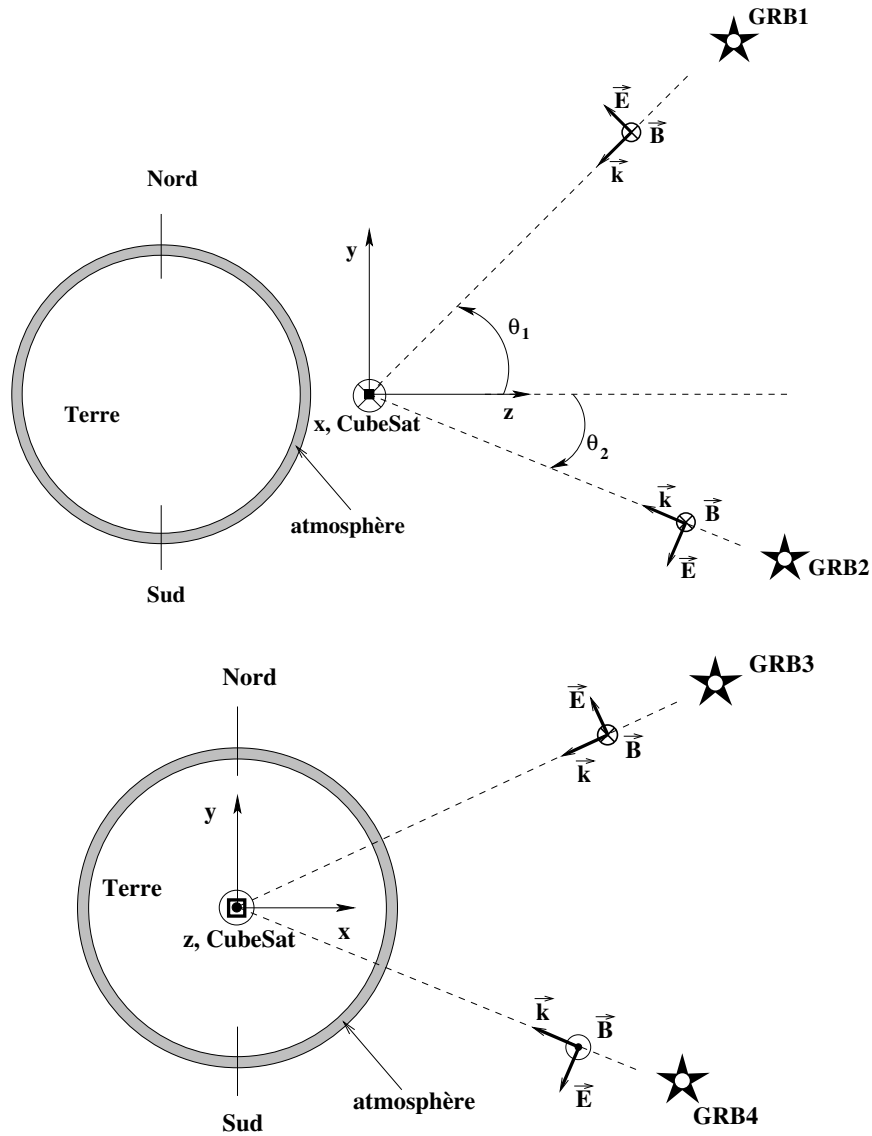


FIGURE 5.19 – Schéma représentant l'orientation des vecteurs de polarisation des sursauts gamma simulés. Les vecteurs de polarisation \vec{E} sont situés dans le plan du schéma.

est défini comme l'angle entre la projection de l'axe y sur le plan perpendiculaire à la direction de la source et le vecteur de polarisation $\vec{P} \equiv \vec{E}$ de la source, moins 90° . De cette manière, il est analogue à l'angle de polarisation tel que défini dans `cosima`, l'outil de simulation de MEGALib que j'ai utilisé.

La détermination de l'angle azimutal de diffusion Compton se fait dans MEGALib en appliquant au vecteur représentant la direction du rayon gamma diffusé $\vec{\gamma}'$ une rotation d'un angle $-\varphi$ autour de l'axe z du satellite, afin de placer la direction de la source dans le plan xz , puis une rotation d'un angle $-\theta$ autour de l'axe y pour placer la direction de la source selon l'axe z . De cette manière, l'angle azimutal de diffusion Compton η est l'angle entre l'axe x du satellite et la projection du vecteur $\vec{\gamma}'$ sur le plan xy . Les étapes de cet algorithme sont représentées de manière schématique sur la figure 5.21.

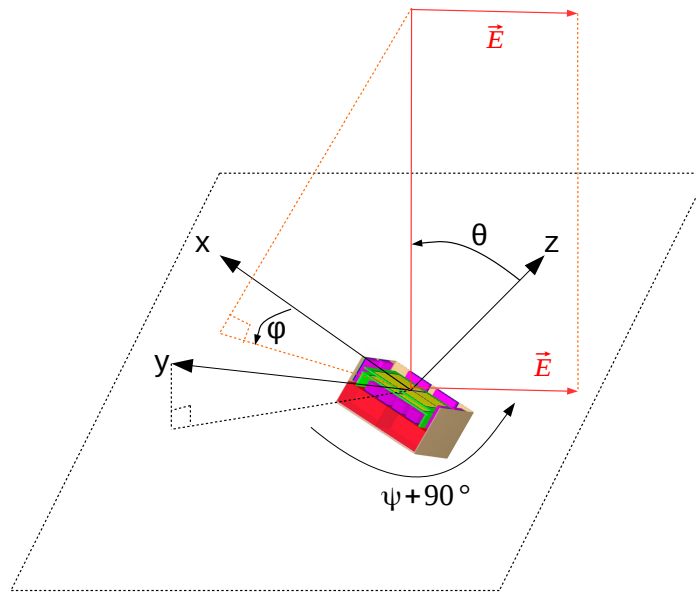


FIGURE 5.20 – Définition des paramètres d’attitude θ , φ et ψ d’un satellite. Ici les flèches noires indiquées x , y et z représentent les axes x , y et z du satellite, θ et φ la position de la source dans le champ de vue de l’instrument et ψ un angle de rotation autour de la direction de la source. Les pointillés noirs représentent le plan perpendiculaire à la direction de la source passant par l’origine du repère xyz . Les flèches rouges indiquées \vec{E} représente le vecteur de polarisation de la source, perpendiculaire à la ligne de vue représentée en rouge.

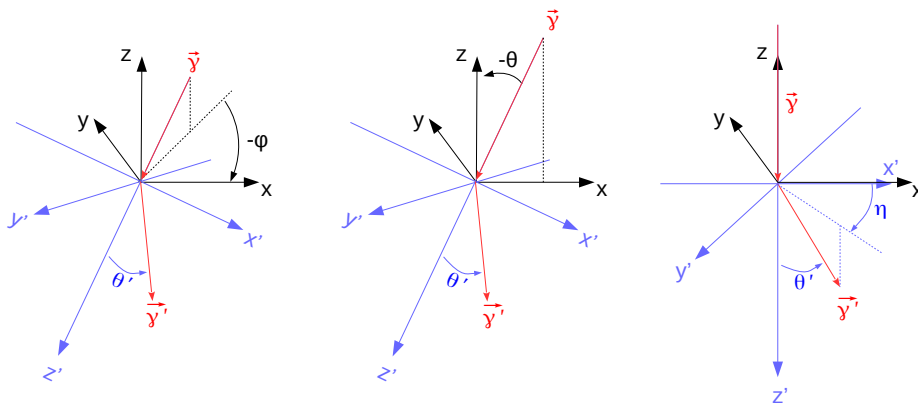


FIGURE 5.21 – Schéma de l’algorithme de calcul de l’angle azimuthal de diffusion Compton. Le photon incident est représenté par le vecteur $\vec{\gamma}$ et le photon diffusé par $\vec{\gamma}'$. θ' représente l’angle de diffusion Compton. À gauche : état initial. Au centre : Après la rotation d’un angle $-\varphi$ autour de l’axe z . À droite : après la rotation d’un angle $-\theta$ autour de l’axe y . L’angle η est défini entre l’axe x du satellite et la projection du vecteur $\vec{\gamma}'$ sur le plan xy après les deux rotations.

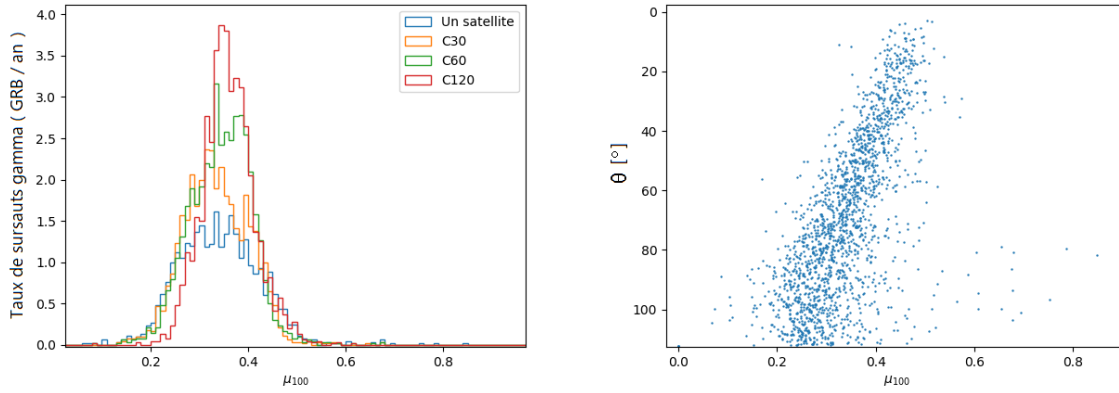


FIGURE 5.22 – Gauche : distribution des facteurs de modulation μ_{100} pour les trois constellations C30 (en jaune), C60 (en vert) et C120 (en rouge), ainsi que pour un seul satellite (en bleu). Droite : angles d’incidence θ en fonction du facteur de modulation μ_{100} pour un satellite.

Si on applique cet algorithme au vecteur de polarisation d’une source, l’angle de polarisation mesuré est η^{corr} (le détail du calcul est donné en annexe B.2) :

$$\eta^{\text{corr}} = -\arctan(\cos \theta \tan \varphi) - \psi. \quad (5.15)$$

L’analyse des données simulées est faite avec un programme dédié en Python qui reprend l’algorithme de MEGALib pour calculer les angles azimutaux de diffusion Compton des événements ayant interagit au moins deux fois. On considère uniquement les événements Compton dans la fenêtre d’énergie entre 100 keV et 460 keV car des tests préliminaires ont montré que cette fenêtre permet de maximiser le rapport signal sur fond. Elle correspond aussi approximativement au maximum de la surface efficace Compton de l’instrument. On peut enfin noter que c’est à basse énergie que le μ_{100} maximum théorique est le plus élevé, ce qui améliore la sensibilité à la polarisation.

Dans la suite, pour aligner les angles de polarisation mesurés par différents instruments, on soustraira à chaque angle azimutal de diffusion Compton mesuré pour chaque événement Compton la valeur de η^{corr} . De cette manière, tous les angles azimutaux de diffusion Compton, après correction de l’attitude de chaque instrument, sont mesurés par rapport à une direction commune à toute la constellation.

On peut donc soustraire, pour chaque événement Compton, la contribution de l’attitude du satellite l’ayant détecté à l’angle de diffusion azimutal mesuré pour cet événement. On applique cette correction à tous les événements des jeux de données polarisés et non-polarisés, afin de pouvoir ensuite évaluer le facteur de modulation μ_{100} en ajustant une sinusoïde à la distribution des angles azimutaux de diffusion Compton corrigée des effets géométriques. La distribution des facteurs de modulation obtenus est montrée sur la figure 5.22 à gauche. On remarque que la constellation C120 a des facteurs de modulation μ_{100} légèrement plus élevés que les deux autres constellations. Cela peut s’expliquer par la corrélation entre l’angle d’incidence et le facteur de modulation, montrée sur la figure 5.22 à droite : les facteurs de modulation sont sensiblement plus faibles à fort angle d’incidence θ . En effet, pour la constellation C120, la proportion de ciel tel que la source est vue à un grand angle d’incidence par tous les satellites est limitée aux zones proches des pôles, donc beaucoup plus faible que pour les autres constellations.

On note ici que puisque tous les vecteurs de polarisation sont dans le plan généré par la direction de la source et l'axe des pôles et puisque l'axe y de l'instrument est parallèle à l'axe des pôles, on a $\psi = 90^\circ$ pour toutes les simulations. En revanche, les angles de polarisation mesurés $\eta_0^{\text{mesuré}}$ sont répartis entre 0° et 180° . Ils sont représentés avant et après alignement pour les différents instruments sur la figure 5.23. On peut voir qu'ils s'alignent tous à 0° , 180° ou 360° après la correction de l'attitude des CubeSats, ce qui est équivalent à un angle de polarisation de 0° ¹. On peut aussi voir la dispersion des valeurs de $\eta_0^{\text{mesuré}} - \eta^{\text{corr}}$ sur le graphique du bas de la figure 5.23, qui représente directement la dispersion des angles de polarisation mesurés $\eta^{\text{mesuré}}$ par un seul satellite, dans la mesure où l'angle η^{corr} est entièrement donné par les paramètres d'attitude du satellite, supposés parfaitement connus. Cette dispersion est plus importante pour des sources à fort angle d'incidence θ , comme on peut le voir sur le graphique en haut à droite de la figure 5.23.

Finalement, on peut voir sur la figure 5.24 la distribution des angles de polarisation après correction. Celle-ci présente une dispersion un peu réduite pour les constellations de CubeSats par rapport à la distribution pour un seul satellite.

5.2.5.2 Évaluation des fractions de polarisation minimum détectables

La fraction de polarisation minimum détectable est donnée par l'équation 5.1,

Le facteur de modulation a été évalué à dix positions dans le ciel pour chacun des 264 sursauts gamma du catalogue de Fermi/GBM qui ont une fluence supérieure à 2×10^{-5} erg.cm⁻² dans la section 5.2.5.1. On peut calculer la polarisation minimum détectable pour chacune de ces valeurs, en évaluant simplement S et B . Pour les sursauts gamma vus par n satellites, $n > 0$, on calculera B à l'aide de l'équation

$$B = T_{90} \times b_{\text{Compton}} \times n, \quad (5.16)$$

où T_{90} est la valeur de la durée nécessaire pour accumuler 90 % de la fluence du sursaut gamma, durée donnée par le catalogue de sursauts gamma de Fermi/GBM, et b_{Compton} est le taux d'évènements Compton attendus du fond. On a dans la fenêtre en énergie considérée (entre 100 keV et 460 keV) $b_{\text{Compton}} = 5.24$ cps.s⁻¹. On calculera S à l'aide de l'équation

$$S = \sum_{i=1}^n S_i \times \frac{T_{90}}{T_{\text{Simulation}}}, \quad (5.17)$$

où S_i est le nombre d'évènements Compton détecté par le satellite i pendant la durée $T_{\text{Simulation}}$, ici 500 s.

La figure 5.25 montre quatre polarigrammes obtenus en simulant l'observation par cet instrument du sursaut gamma GRB130606497 aux coordonnées $(\theta, \varphi) = (34^\circ, 265^\circ)$. Quatre fractions de polarisations ont été envisagées : 0 %, 30 %, 50 % et 100 %. Ce sursaut gamma et ces coordonnées ont été extraites des données obtenues car on obtient $\text{MDP}_{99\%} = 29.6\%$ dans ces conditions. On distingue clairement les différents niveaux de polarisation envisagés. Les fractions et angles de polarisation obtenus sont résumés dans le tableau 5.5.

La distribution cumulative des polarisations minimum détectables obtenue est montrée sur la figure 5.26. On constate que la constellation C120 semble légèrement moins sensible que les deux autres pour une $\text{MDP}_{99\%}$ comprise entre $\approx 20\%$ et $\approx 45\%$, malgré de meilleurs facteurs

1. Un angle de polarisation à 180° est équivalent à 0° à une demi-phase de l'onde électro-magnétique près puisque le champ électrique est sinusoïdal.

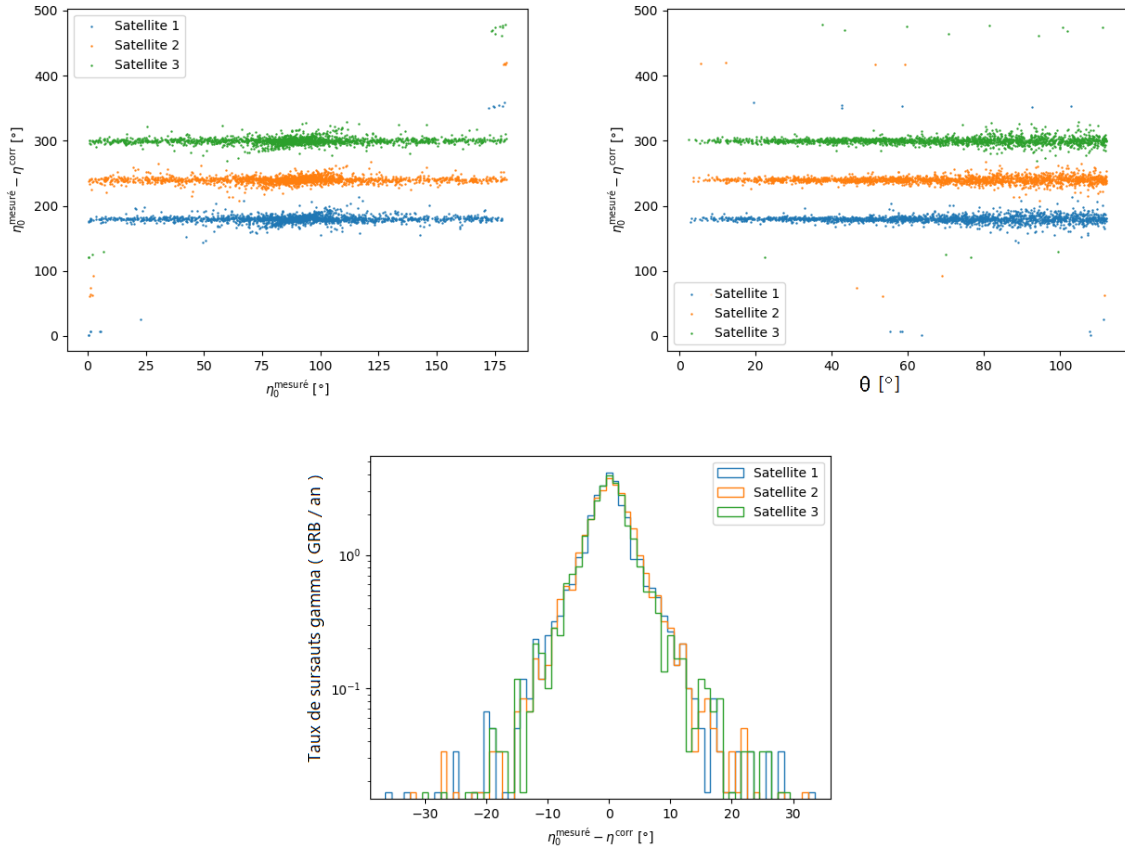


FIGURE 5.23 – Angles de polarisation mesurés par trois satellites avant et après alignement des angles de polarisation. Les satellites considérés pour ces graphiques sont ceux de la constellation C60, mais les graphiques seraient similaires pour toutes les constellations, puisque les données sont traitées individuellement pour chaque satellite. En haut à gauche : angles de polarisation mesurés par trois satellites avant (abscisses) et après (ordonnées) alignement des angles de polarisation. En haut à droite : angles de polarisation mesurés par trois satellites après correction en fonction de l’angle d’incidence. Les points des satellites 2 et 3 sont décalés en ordonnée de 60° et 120° respectivement, pour une meilleure compréhension des graphiques. En bas : distribution des angles de polarisation mesurés corrigés de l’attitude de leur satellite (ou : projection des graphiques montrés en haut, à gauche ou à droite, sur leur ordonnée).

de modulation, ce qui peut s’expliquer par un moins grand nombre de photons gamma détectés en moyenne, puisque la fraction du ciel couverte par les trois satellites est très réduite.

Finalement, on pourra observer 2 sursauts gamma par an avec une polarisation minimum détectable $\text{MDP}_{99\%} < 40\%$ avec un seul instrument. La constellation C30 est celle qui présente la meilleure sensibilité, permettant d’observer 4 sursauts gamma par an avec une polarisation minimum détectable $\text{MDP}_{99\%} < 30\%$, et on pourra observer environ 12 sursauts gamma par an avec une polarisation minimum détectable $\text{MDP}_{99\%} < 50\%$ avec la constellation C120.

5.2.6 Précision de localisation des sursauts gamma par triangulation

La méthode de localisation des sursauts gamma envisagée pour des projets de constellations tels que HERMES [Cinelli et al., 2021] ou CAMELOT [Werner et al., 2018] utilise les dif-

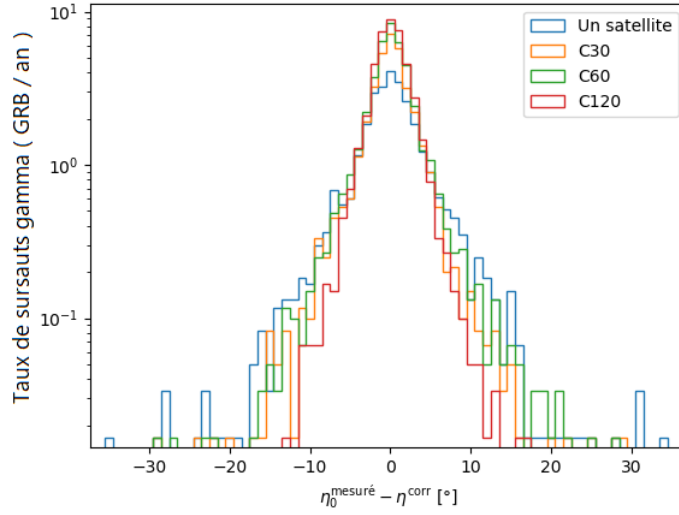


FIGURE 5.24 – Distribution des angles de polarisation mesurés pour les trois constellations C30 (en jaune), C60 (en vert) et C120 (en rouge), ainsi que pour un seul satellite (en bleu).

$\Pi_{\text{simulé}}$	Π_{obtenu}	$PA_{\text{simulé}}$	PA_{obtenu}
100 %	$100 \pm 15 \%$	90°	$91.9 \pm 3.9^\circ$
50 %	$58 \pm 15 \%$	90°	$108 \pm 7^\circ$
30 %	$28 \pm 14 \%$	90°	$78 \pm 15^\circ$
0 %	$10 \pm 15 \%$	90°	$9 \pm 38^\circ$

TABLE 5.5 – Fractions de polarisation Π et angles de polarisation PA obtenus pour différentes fractions de polarisation du GRB130606497 observé aux coordonnées $(\theta, \varphi) = (34^\circ, 265^\circ)$ par l'instrument 4U.

férences de temps d'arrivée d'un sursaut gamma pour trianguler sa position. L'idée générale, schématisée sur la figure 5.27, est que si un sursaut gamma est détecté par deux satellites i et j , la différence de temps d'arrivée permet de contraindre sa position dans le ciel à un cône de révolution qui a pour axe de révolution la droite $(d)_{ij}$ passant par les deux satellites i et j et pour angle d'ouverture θ_C défini par l'équation

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{c\Delta t}{b}\right), \quad (5.18)$$

où c est la vitesse de la lumière, Δt est la différence de temps d'arrivée et b la distance entre les deux satellites. Cette méthode de localisation a déjà été utilisée par un réseau de sondes interplanétaires appelé IPN (pour "Inter Planetary Network"), décrit entre autres par [Hurley et al., 2011].

L'équation 5.19 donne l'incertitude sur la localisation $\delta\theta_C$ dans le cas où l'incertitude sur la différence de temps d'arrivée $\delta\Delta t$ est dominante.

$$\delta\theta_C = \frac{c \delta\Delta t}{b} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{c\Delta t}{b}\right)^2}} = \frac{c \delta\Delta t}{b \sin \theta_C}, \quad (5.19)$$

où $b \sin \theta_C = b'$ est la distance entre les deux satellites projetée sur le plan du front d'onde.

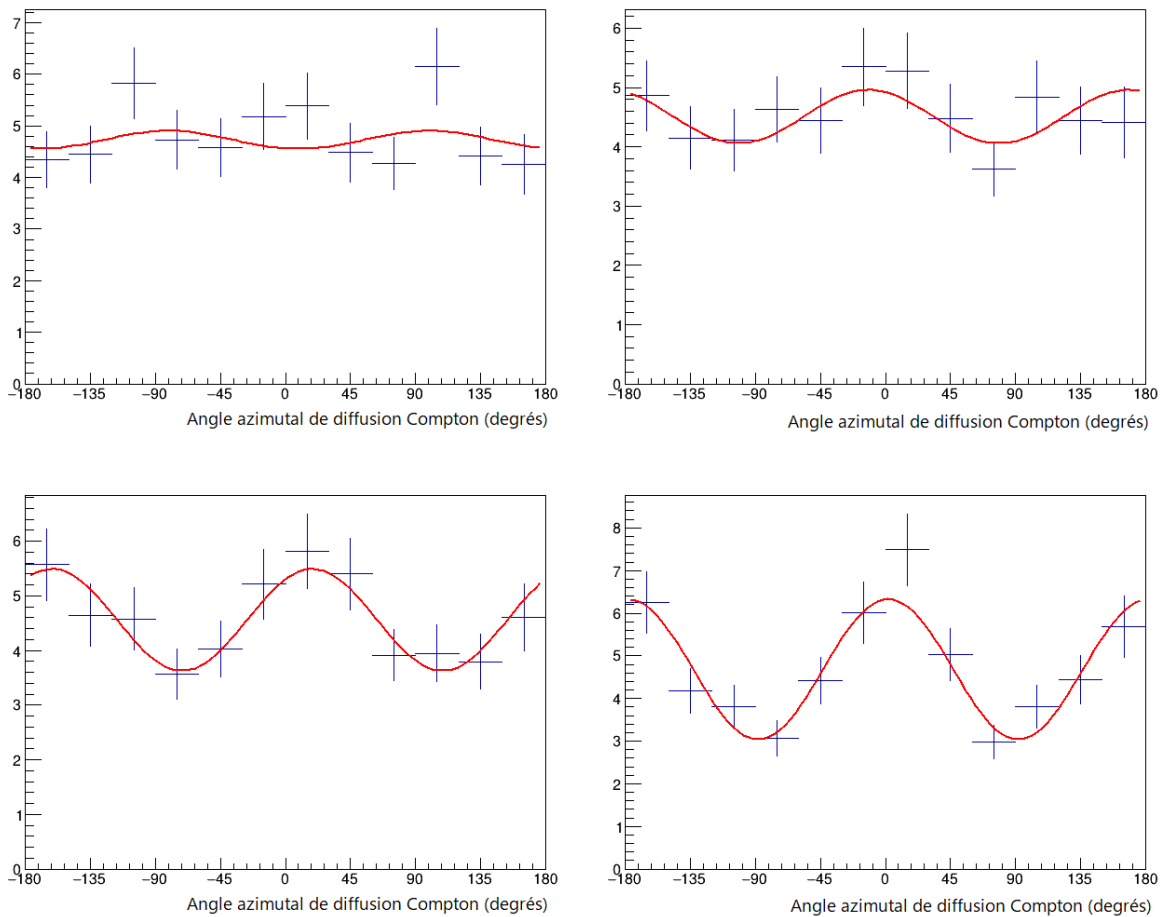


FIGURE 5.25 – Simulation du sursaut gamma GRB130606497 vu aux coordonnées $(\theta, \varphi) = (34^\circ, 265^\circ)$ par l’instrument 4U avec différents niveaux de polarisation : 0 % en haut à gauche, 30 % en haut à droite, 50 % en bas à gauche et 100 % en bas à droite. Ce sursaut gamma est modélisé par un spectre de Band de paramètres $\alpha = -1.1$, $\beta = -2.1$, $E_{\text{pic}} = 432$ keV. Il a une durée $T_{90} = 52$ s et un flux moyen de 14.1 photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Dans une constellation de n satellites, ce processus peut être répété pour les $n(n-1)/2$ paires de satellites qui ont détecté le sursaut gamma. Cependant, on peut noter qu’il faut donc au moins 4 satellites pour totalement localiser un sursaut gamma. Dans le cas considéré ici $n = 3$, on aura donc un cône si deux satellites voient un sursaut et trois cônes si les trois satellites voient un sursaut, comme montré sur la figure 5.28. Dans les autres cas, on n’aura pas de capacité de localisation par triangulation.

On peut noter ici que les trois cônes de la figure 5.28 à droite donnent deux positions possibles pour le sursaut gamma, symétriques par rapport au plan de la constellation, ici le plan de l’équateur. Afin de lever cette incertitude, il faudrait rajouter un satellite qui ne soit pas sur une orbite équatoriale.

On peut aussi remarquer que le nombre de satellites détectant un sursaut gamma dépend de sa position dans le ciel, comme montré sur la figure 5.13.

Pour finir, on va déterminer la fraction de ciel ω couverte par la zone d’intersection de tous les cônes. On l’évalue en quadrillant le ciel avec un pas de 0.2° et en additionnant tous les pixels qui sont dans le cône s’il n’y en a qu’un et dans l’intersection des trois cônes s’il y en a

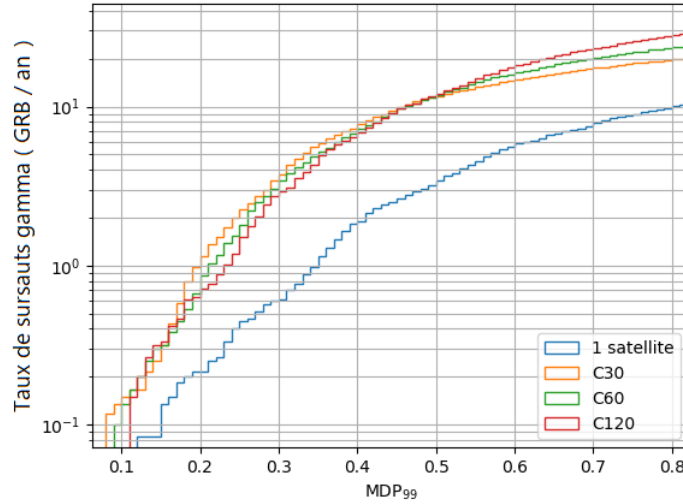


FIGURE 5.26 – Nombre de sursauts gamma détectés par an en fonction de leur polarisation minimum détectable.

trois (c'est-à-dire la fraction de ciel représentée en bleu dans la figure 5.29).

Puisque la largeur des cônes dépend aussi de la position de la source dans le ciel, j'ai répété cette procédure en plaçant des sources de manière à quadriller tout le ciel avec un pas de 5° en ascension droite et en déclinaison, et en calculant pour chaque position la fraction de ciel ω couverte par la zone d'intersection de tous les cônes. La carte des résultats est montrée sur la figure 5.30 pour la constellation C60 en supposant une incertitude sur la différence des temps d'arrivée $\delta\Delta t = 10^{-4}$ s, soit 100 μ s, l'ordre de grandeur donné par [Ohno et al., 2018] pour le projet de mission CubeSat CAMELOT. On distingue quatre zones avec des précisions de localisation différentes : en violet foncé, la zone vue par trois satellites avec $\omega < 0.7\% \approx 289 \text{ deg}^2$. En vert les deux petites zones couvertes par les deux satellites les plus éloignés (espacés de 120°) avec $\omega \approx 3\% \approx 1238 \text{ deg}^2$. En jaune, les zones couvertes par deux satellites proches (espacés de 60°) avec $\omega > 5\% \approx 2063 \text{ deg}^2$. La précision de localisation est ici moins bonne que dans la zone verte car la distance entre les satellites est moindre. En blanc, la zone qui est couverte par moins de deux satellites et ne permet donc pas de localisation par triangulation.

Pour référence, la précision de localisation de Fermi/GBM est de l'ordre de quelques degrés, soit $\omega_{\text{Fermi/GBM}} \approx 10^{-4}$, ce qui est du même ordre de grandeur que la précision de localisation par imagerie Compton pour COMCUBE pour les sursauts gamma les plus brillants, si l'on détecte un nombre d'événements Compton S_{Compton} supérieur à quelques centaines. SVOM/MXT, le télescope qui cherchera les émissions rémanentes des sursauts gamma en rayons X mous sur la mission franco-chinoise SVOM [Wei et al., 2016] a un champ de vue de $64 \times 64 \text{ arcmin}^2$ soit $\Omega_{\text{SVOM/MXT}} \approx 2 \times 10^{-5}$, ce qui est beaucoup plus faible que les précisions de localisation calculées ici.

Finalement, la figure 5.31 représente ces cartes de précision de localisation pour les trois constellations C30, C60 et C120 et pour quatre résolutions temporelles $\delta\Delta t = 10^{-3}$ s, $\delta\Delta t = 5 \times 10^{-4}$ s, $\delta\Delta t = 10^{-4}$ s et $\delta\Delta t = 5 \times 10^{-5}$ s.

On constate que cette technique de localisation demande une très bonne résolution en temps $\delta\Delta t$. Elle demande aussi une surface efficace assez importante pour que les variations de la courbe de lumière sur des échelles de temps de l'ordre de la milliseconde soient détectées

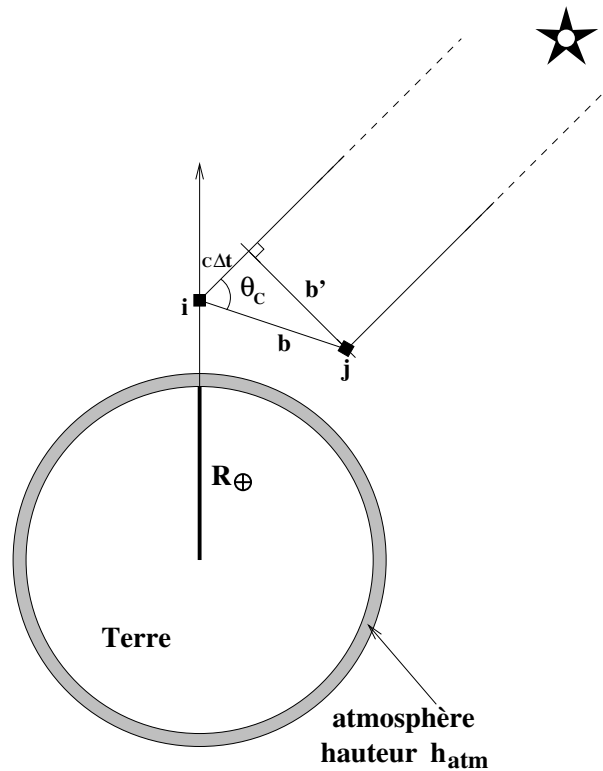


FIGURE 5.27 – Schéma représentant la méthode de localisation utilisant les différences de temps d'arrivée Δt

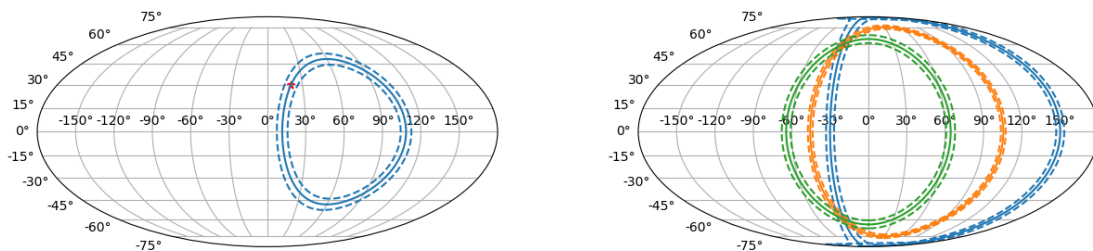


FIGURE 5.28 – Exemple de localisation par triangulation. À gauche, deux satellites permettent de générer un cône de localisation (dont l'intersection avec le ciel est le cercle en bleu). À droite, trois satellites permettent de générer trois cônes de localisation. Pour chaque cône, la ligne continue représente les coordonnées situées à un angle θ_C de la droite $(d)_{ij}$ passant par les deux satellites i et j , et les lignes pointillées les coordonnées situées à $\theta_C - d\theta_C$ et $\theta_C + d\theta_C$ de la droite $(d)_{ij}$. Une petite étoile rouge située en $(AD, Dec) = (20^\circ, 30^\circ)$ à gauche et $(AD, Dec) = (-30^\circ, 60^\circ)$ à droite représente la position du sursaut gamma dans le ciel. La constellation utilisée est C60 avec une incertitude sur la différence des temps d'arrivée $\delta\Delta t = 10^{-4}$ s.

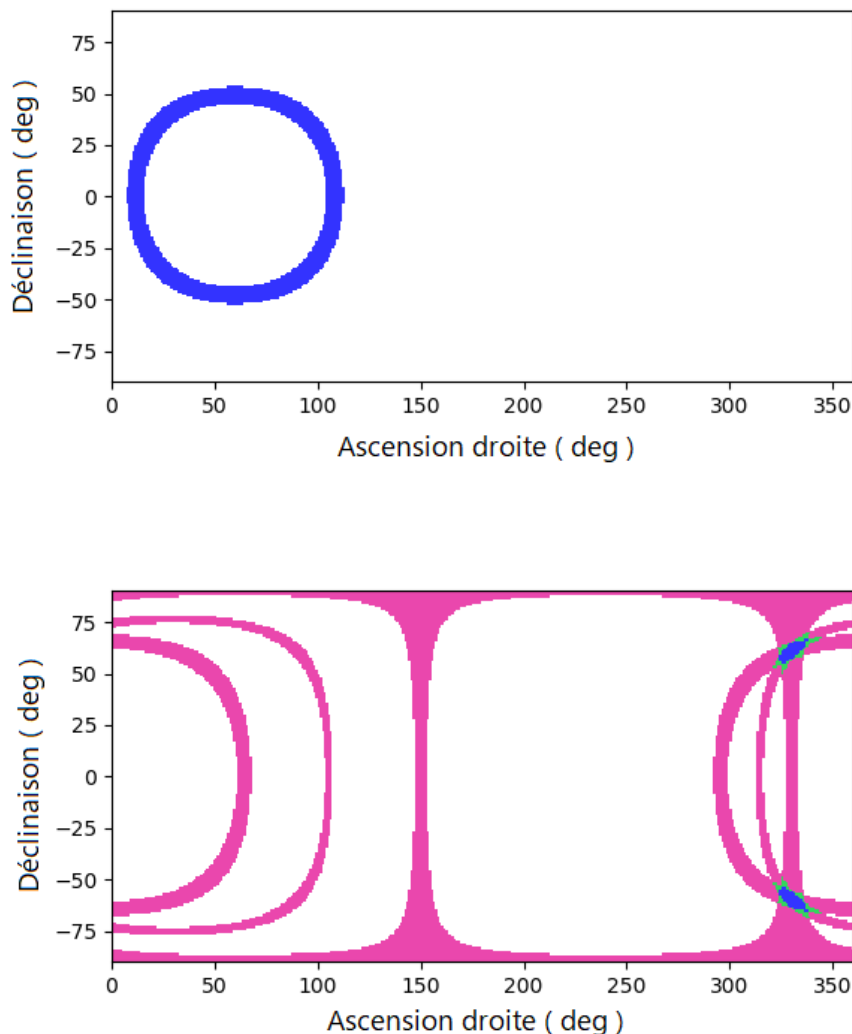


FIGURE 5.29 – Exemple de localisation par triangulation. En haut, deux satellites permettent de générer un cône (en bleu) couvrant une fraction de ciel $\omega > 5\% \approx 2063 \text{ deg}^2$. En bas, trois satellites permettent de générer trois cônes, représentés en rose. L'intersection des trois cônes, correspondant à la position de la source, est représentée en bleu et couvre une fraction de ciel $\omega < 0.7\% \approx 289 \text{ deg}^2$. La source est située en $(AD, Dec) = (20^\circ, 30^\circ)$ en haut et $(AD, Dec) = (-30^\circ, 60^\circ) = (330^\circ, 60^\circ)$ en bas (comme sur la figure 5.28).

de manière statistiquement significative afin d'être utilisées dans la détermination de Δt , de manière à obtenir $\delta\Delta t \ll 10^{-3} \text{ s}$.

Enfin, on peut envisager de combiner la triangulation et l'imagerie Compton pour des sur-sauts gamma suffisamment brillants, comme le montre la figure 5.32 où les cônes de triangulation ont été superposés à l'image Compton. Cela pourrait permettre de préciser la position de la source à l'intérieur de la zone d'intersection des cônes, ou dans ce cas permettre de lever l'incertitude entre les deux positions possibles à colatitude = $45^\circ = 0.78 \text{ rad}$ et colatitude = $135^\circ = 2.36 \text{ rad}$.

Pour conclure cette section, on peut remarquer qu'il y aura probablement dans le futur un

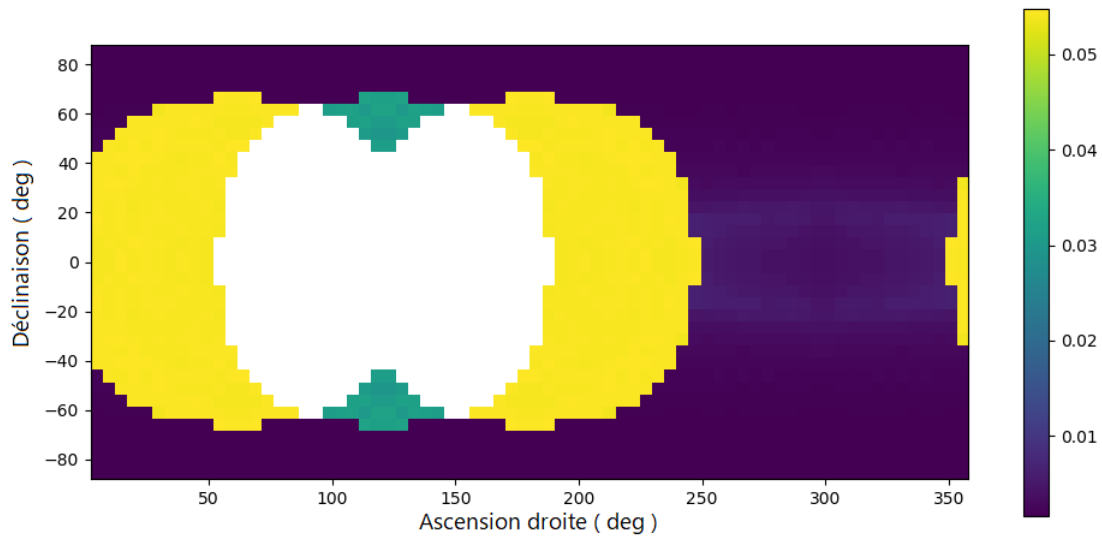


FIGURE 5.30 – Précision de localisation en fonction de la position du sursaut gamma dans le ciel pour la constellation C60 et $\delta\Delta t = 10^{-4}$ s. L'échelle de couleur représente la fraction de ciel ω couverte par la zone d'intersection de tous les cônes (une zone plus sombre correspond à une meilleure localisation, la zone blanche correspond à une zone sans localisation par triangulation).

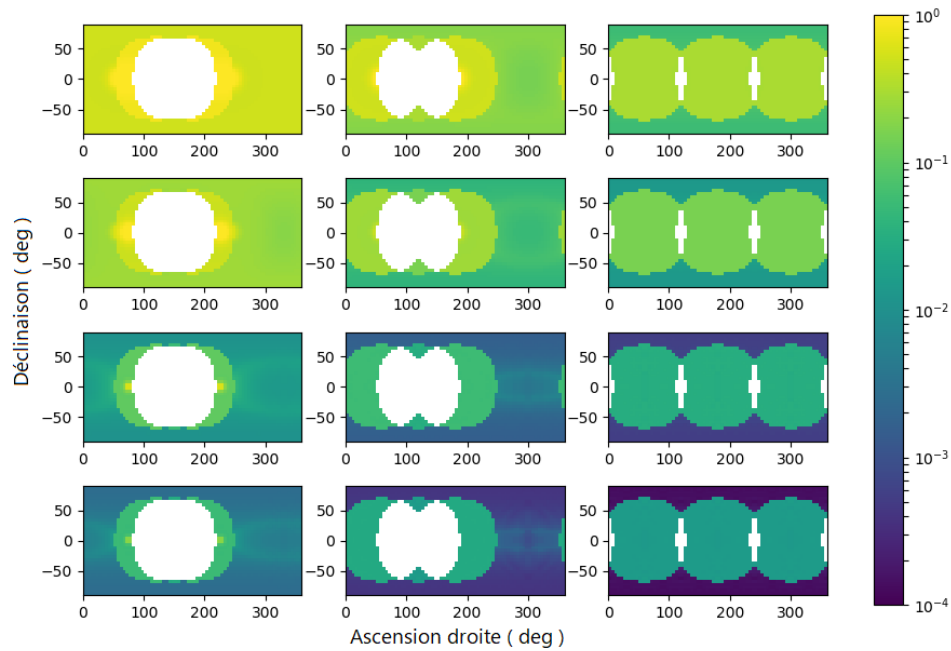


FIGURE 5.31 – Précision de localisation en fonction de la constellation et de la résolution temporelle. L'échelle de couleur représente la fraction de ciel ω couverte par la zone d'intersection de tous les cônes (une zone plus sombre correspond à une meilleure localisation). De haut en bas : $\delta\Delta t = 10^{-3}$ s, $\delta\Delta t = 5 \times 10^{-4}$ s, $\delta\Delta t = 10^{-4}$ s et $\delta\Delta t = 5 \times 10^{-5}$ s. De gauche à droite : C30, C60 et C120.

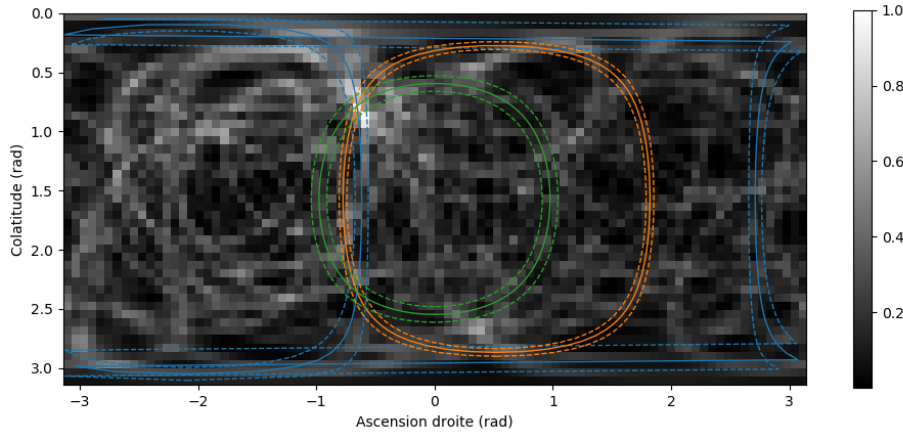


FIGURE 5.32 – Superposition des cônes de triangulation sur l’image Compton pour le sursaut gamma long GRB080723557. La constellation utilisée est C60 avec $\delta\Delta t = 10^{-4}$ s et l’image Compton est reconstruite avec 72 photons d’énergie inférieure à 460 keV. L’échelle de couleur représente l’intensité de l’image Compton en unités arbitraires.

certain nombre de mission CubeSats embarquant des détecteurs de rayons gamma avec pour objectif scientifique l’observation des sursauts gamma. Si c’est le cas, on pourra combiner les signaux des différentes missions, ce qui devrait naturellement améliorer la précision de localisation σ_{PL} , qui peut être approximée pour un grand nombre n de satellites par l’équation [Cinelli et al., 2021]

$$\sigma_{PL} \sim \frac{\sqrt{\sigma_{\text{délai}}^2 + \sigma_{\text{temps}}^2 + \sigma_{\text{pos}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2}}{\bar{b}\sqrt{n-3}}, \quad (5.20)$$

où $\sigma_{\text{délai}} = \frac{\delta\Delta t}{\Delta t}$, σ_{temps} est l’incertitude relative sur le temps absolu, σ_{pos} l’incertitude relative sur la position des satellites, σ_{sys} une incertitude systématique et \bar{b} la distance moyenne entre deux satellites.

On peut aussi remarquer que pour les contreparties électromagnétiques d’évènements ayant émis des ondes gravitationnelles, comme pour la détection conjointe de GW170817 et GRB170817A [Abbott et al., 2017], la détection d’ondes gravitationnelles permet de contraindre légèrement la position de la source.

Conclusion

COMCUBE est un projet de mission spatiale visant à mettre en orbite basse une constellation de CubeSats pour mesurer la polarisation de l’émission prompte des sursauts gamma. Chaque CubeSat d’une dimension de 6U embarquera une charge utile de 4U, un télescope Compton composé de deux couches de 2×2 détecteur en silicium à pistes, de 16 modules calorimètres et de huit détecteurs latéraux utilisant des scintillateurs en CeBr_3 couplés à des matrices de SiPM.

Dans ce chapitre, j’ai étudié les performances de trois constellations de CubeSats en termes de taux de détection de sursauts gamma, de sensibilité à la polarisation et de précision de localisation par triangulation. Les trois constellations, C30, C60 et C120 sont constituées de

Constellation	Un seul satellite	C30	C60	C120
Champ de vue	68.7 %	84.1 %	97.9 %	100 %
Sursauts gamma longs	192 GRB.yr ⁻¹	251 GRB.yr ⁻¹	293 GRB.yr ⁻¹	315 GRB.yr ⁻¹
Sursauts gamma courts	32 GRB.yr ⁻¹	44 GRB.yr ⁻¹	51 GRB.yr ⁻¹	56 GRB.yr ⁻¹
Sursauts gamma longs avec image Compton	14 GRB.yr ⁻¹	52 GRB.yr ⁻¹	56 GRB.yr ⁻¹	60 GRB.yr ⁻¹
MDP _{99%} < 30 %	0.6 GRB.yr ⁻¹	3.8 GRB.yr ⁻¹	3.5 GRB.yr ⁻¹	3 GRB.yr ⁻¹
MDP _{99%} < 50 %	3.3 GRB.yr ⁻¹	11.5 GRB.yr ⁻¹	11.6 GRB.yr ⁻¹	12 GRB.yr ⁻¹
Précision de localisation avec trois satellites		713 deg ²	130 deg ²	25.2 deg ²
Fraction de ciel couverte avec trois satellites		53.4 %	38.2 %	12.7 %

TABLE 5.6 – Résumé des principaux résultats du chapitre. Les précisions de localisations sont données en degrés carrés, moyennées sur la fraction de ciel vue par trois satellites, sous l’hypothèse $\delta\Delta t = 10^{-4}$ s.

trois CubeSats chacune espacés de 30° , 60° et 120° respectivement. L’idée générale est que quand les instruments sont plus proches, la fraction de ciel couverte par au moins l’un d’entre eux est plus faible, mais la fraction de ciel couverte par tous, là où la sensibilité est la meilleure, est plus importante. Les principaux résultats sont résumés dans le tableau 5.6.

La comparaison des performances d’un seul instrument à celles d’une constellation permet de mieux comprendre l’intérêt d’envoyer plusieurs instruments, là où la comparaison des constellations en fonction de l’éloignement des CubeSats qui la composent donne une première compréhension des compromis possibles entre couverture du ciel et sensibilité.

Le taux de détection de sursauts gamma, avec ou sans localisation par imagerie Compton, augmente avec l’éloignement des CubeSats, ce qui signifie que le facteur limitant est prioritairement la couverture du ciel. On peut toutefois noter que cet effet est peut-être accentué par la population de sursauts gamma choisie comme source de ces simulations : le quatrième catalogue de Fermi/GBM. En effet, cette population ne peut pas contenir des sursauts gamma dont le flux au pic est situé en-dessous de la sensibilité de l’instrument (≈ 1 photons.cm⁻².s⁻¹), mais qui ont été observés par CGRO/BATSE, par exemple (jusqu’à ≈ 0.1 photons.cm⁻².s⁻¹). La courbe de sensibilité de Fermi/GBM est montrée sur la gauche de la figure 5.33, pour des simulations de 1024 ms pour les sursauts longs et 64 ms pour les sursauts courts dans la bande d’énergie entre 50 et 300 keV [Adam Goldstein, communication privée]. Elle n’est donc pas directement comparable aux courbes calculées dans ce chapitre (figure 5.17). Par ailleurs, elle ne donne qu’une estimation prudente puisque GBM cherche des sursauts gamma dans différentes bandes d’énergie et sur différentes échelle de temps, là où cette courbe n’évalue qu’une fenêtre en énergie et une échelle de temps par type de sursaut gamma.

On constate que si la courbe de sensibilité d’un seul CubeSat de COMCUBE semble se situer entièrement au-dessus de la limite de sensibilité de Fermi/GBM, la zone de transition entre la détection et la non-détection d’un sursaut gamma par les constellations considérées ici se trouve dans cette gamme de flux au pic, et est donc potentiellement affectée. En effet, on peut voir sur la droite de la figure 5.33 que le quatrième catalogue de Fermi/GBM, tel qu’utilisé dans ce chapitre, ne permet pas d’estimer des taux de détection supérieurs à $\Omega_{\text{COMCUBE}} f_{\text{COMCUBE}} \times 320$ GRB.yr⁻¹ pour les sursauts gamma longs et $\Omega_{\text{COMCUBE}} f_{\text{COMCUBE}} \times 60$ GRB.yr⁻¹ pour les sursauts courts, ce qui est très proche des nombres calculés en particulier pour la constellation C120. Si cet effet est confirmé, la forme de la transition de la courbe de sensibilité pourrait changer et les taux de détection de sursauts gamma rapportés ici pour ces constellations seraient sous-estimés. À titre indicatif, si l’on approxime la courbe de sensibilité de COMCUBE par la fonction $P(f) = H(f - 0.4)$ où f est le flux au pic dans la bande d’énergie entre 50 keV et

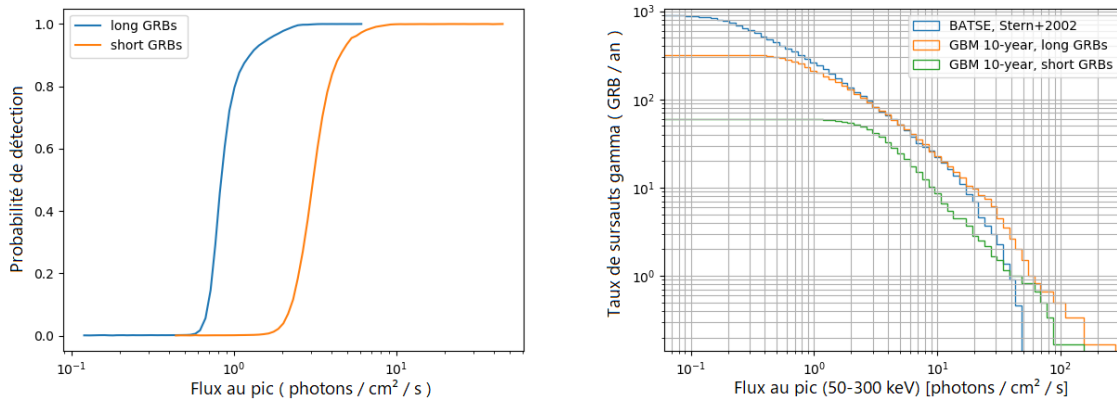


FIGURE 5.33 – Gauche : courbe de sensibilité de Fermi/GBM obtenue en simulant des sursauts gamma de 1024 ms pour les sursauts longs et 64 ms pour les sursauts courts avec un spectre modélisé par les fonctions COMP et BAND dans la bande d'énergie entre 50 et 300 keV [Adam Goldstein, communication privée] Droite : distribution cumulative (dite Log P - Log N) des flux au pic des sursauts gamma longs et courts du catalogue de Fermi/GBM, ainsi que de ceux issus de l'analyse hors-ligne des données de CGRO/BATSE par [Stern et al., 2001].

300 keV et $H(x)$ la fonction de Heaviside (c'est-à-dire en considérant qu'on détecte tous les sursauts gamma au-dessus de $0.4 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et aucun en-dessous), on estime le taux de détection de COMCUBE à $\Omega_{\text{COMCUBE}} f_{\text{COMCUBE}} \times 315 \text{ GRB.yr}^{-1}$ pour les sursauts gamma longs en utilisant le quatrième catalogue de Fermi/GBM et $\Omega_{\text{COMCUBE}} f_{\text{COMCUBE}} \times 525 \text{ GRB.yr}^{-1}$ en utilisant le catalogue issu de l'analyse hors-ligne des données de CGRO/BATSE par [Stern et al., 2001]. Ce dernier nombre doit être vu comme une limite supérieure, dans la mesure où l'on a considéré la même sensibilité pour les sursauts gamma longs et courts, ce qui sur-estime les taux de détection.

Comme le taux de détection, la localisation des sursauts gamma par triangulation bénéficie d'un grand éloignement entre les instruments, mais nécessite avant tout, pour être utilisable en orbite basse, l'observation statistiquement significative de variations très rapides dans la courbe de lumière du sursaut gamma à localiser.

On peut toutefois remarquer que le taux de détection, en particulier avec imagerie Compton, augmente bien plus que la fraction de ciel couverte par chaque constellation (Voir table 5.6). Cela montre clairement l'apport d'une augmentation de la sensibilité sur une fraction de ciel réduite.

Enfin, la mesure de la polarisation de l'émission prompt, en tout cas avec une polarisation minimum détectable faible, puisqu'elle demande un nombre d'évènements beaucoup plus élevé, bénéficie clairement d'une concentration des instruments. Cela démontre la difficulté de cette observation, qui nécessite de grandes surfaces efficaces parce que la fluence de l'objet est limitée par sa durée. On peut noter que ces estimations des taux de sursaut gamma dont la polarisation est mesurable se concentrent sur l'effet de la variation du facteur de modulation en fonction de la constellation choisie. Une piste d'amélioration possible serait de considérer la forme de la courbe de lumière des sursauts gamma. En effet, pour certains sursauts gamma la fluence est concentrée dans quelques pics de luminosité, et le calcul présenté ici considère un sursaut gamma de flux constant. En sélectionnant les pics les plus intenses, on pourrait améliorer le rapport signal sur fond.

Finalement, des trois constellations considérées, C60 présente une sensibilité à la polarisa-

tion proche de celle de C30 tout en couvrant 98 % du ciel avec au moins un instrument. Cela fait de cette constellation un bon compromis entre observation de tout le ciel en continu et localisation rapide des sursauts gamma d'une part, et sensibilité à la polarisation d'autre part. Toutefois, beaucoup d'autres configurations de constellations pourraient être envisagées, par exemple en incluant plus de CubeSats, ou des instruments sur des orbites non-équatoriales.

Conclusion

Les sursauts gamma sont les événements les plus lumineux de l'univers. Il s'agit de flashes très intenses de rayonnement gamma, d'une durée typique de quelques secondes, se produisant à des distances cosmologiques. Ils sont émis lors de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive, ou lors de la fusion d'un système binaire d'étoiles à neutrons, ces deux événements produisant des jets ultra-relativistes. Mais le mécanisme exact d'émission des rayons gamma dans le jet est encore largement débattu. Mesurer la polarisation des sursauts gamma permettrait d'apporter de nouvelles contraintes observationnelles aux modèles.

Cette polarisation peut être mesurée à l'aide d'un télescope Compton. Cet instrument reconstruit les diffusions Compton subies par les rayons gamma incidents pour mesurer la direction de provenance et l'énergie d'un rayonnement gamma, ainsi que sa fraction de polarisation linéaire. Pour ce faire, il nécessite de mesurer la position et l'énergie déposée par les rayons gamma incidents lors de leur diffusion Compton et lors de leur absorption.

Un nouveau détecteur a été développé pour mesurer l'énergie et la position d'interaction lors de l'absorption du rayon gamma. Il utilise un cristal scintillant monolithique en CeBr_3 de $51 \times 51 \times 10 \text{ mm}^3$ couplé à un détecteur de lumière pixelisé. La position d'interaction d'un rayon gamma dans le cristal peut être reconstruite en trois dimensions, à partir de la distribution de la lumière de scintillation mesurée, avec deux réseaux de neurones artificiels. La résolution en position obtenue est de 1.8 mm dans le plan des pixels et de 2 mm selon l'autre dimension. La résolution spectrale est de 4.7 % à 662 keV.

Ce détecteur a été utilisé dans un prototype de télescope Compton utilisant également un détecteur en silicium à pistes double-face (DSSSD). Les performances de ces détecteurs ont permis d'obtenir un instrument compact, avec une résolution angulaire intrinsèque modeste (7.5° à 662 keV), mais une bonne résolution spectrale (6.5 % à 662 keV) et une excellente sensibilité à la polarisation ($\mu_{100} = 0.42$ à 356 keV).

Ces développements instrumentaux ont servi de base à la conception par la simulation de la charge utile de COMCUBE. Il s'agit d'un projet de mission spatiale visant à mettre en orbite basse une constellation de CubeSats pour mesurer la polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma. Chaque CubeSat, d'une dimension de 6U, embarquera une charge utile de 4U : un télescope Compton composé de deux couches de 2×2 détecteurs en silicium à pistes, de 16 modules calorimètres et de huit détecteurs latéraux utilisant des scintillateurs en CeBr_3 couplés à des matrices de SiPMs.

Un seul de ces satellites, placé en orbite basse équatoriale à 550 km d'altitude, pourra détecter 192 sursauts gamma longs et 32 sursauts gamma courts par an, et en localiser environ 14 par imagerie Compton. Il pourra également mesurer la polarisation de l'émission prompte de 2 sursauts gamma par an avec une polarisation minimum détectable inférieure à 40 %.

Trois constellations de trois satellites ont été considérées dans une première phase d'estimation des performances. Dans ces trois cas, les trois satellites sont sur la même orbite basse équatoriale.

toriale à 550 km d'altitude, et séparés de 30° , 60° et 120° respectivement. Ces trois constellations permettraient de détecter jusqu'à 315 sursauts gamma longs et 56 sursauts gamma courts par an, et d'en localiser plus que 50 par imagerie Compton. Par ailleurs, les sursauts gamma les plus variables pourraient être localisés par triangulation en utilisant leurs différences de temps d'arrivée. Finalement, ces trois constellations permettraient de mesurer la polarisation de l'émission prompte de 3 à 4 sursauts gamma par an avec une polarisation minimum détectable inférieure à 30 %, ce qui présente une contribution importante à la recherche d'une compréhension statistique des jets ultra-relativistes des sursauts gamma.

Des travaux futurs pourraient améliorer l'estimation du nombre de sursauts gamma dont on peut mesurer la polarisation, par exemple en prenant en compte la variabilité de la courbe de lumière afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. On pourrait aussi quantifier la diminution des performances attendues si l'on utilise des orbites moins favorables, et l'intérêt d'utiliser plus que trois satellites.

Des améliorations des détecteurs et des programmes d'analyse de données sont également envisagées, comme une reconstruction plus fine des événements dans le DSSSD, ou l'utilisation de réseaux de neurones convolutifs pour le module calorimètre. Ce dernier est actuellement en cours de tests dans une version utilisant des SiPMs au lieu d'un tube photomultiplicateur multi-anodes, et les résultats de ces tests viendront enrichir les performances simulées de ce détecteur. Enfin, un changement de scintillateur pour du GAGG:Ce (pour "Cerium-doped Gadolinium Aluminium Gallium Garnet", ou $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$), un scintillateur céramique non-hygroscopique, est également envisagé. Ces changements permettraient une plus grande simplicité mécanique et une plus grande robustesse du module calorimètre.

Finalement, un vol sous ballon stratosphérique est envisagé à l'été 2023 pour tester un prototype compatible avec une unité de CubeSat. Cela permettra de tester un prototype dans des conditions proches de celles du spatial.

Table des figures

1.1	Premier sursaut gamma détecté par Vela 4A	12
1.2	Exemples de courbe de lumière de sursauts gamma	13
1.3	Exemple de pic avec montée rapide et décroissance exponentielle	14
1.4	Distribution des T90 des sursauts gamma de BATSE	14
1.5	Répartition des sursauts gamma en coordonnées célestes	15
1.6	Méthode de séparation statistique des modèles de sursaut gamma	19
1.7	Résumé des mesures de polarisation de l'émission prompte des sursauts gamma	21
2.1	Schéma de COMPTEL	27
2.2	Section efficace d'interaction par effet photoélectrique	29
2.3	Section efficace de production de paires	29
2.4	Schéma d'une diffusion Compton	30
2.5	Énergie relative du rayon gamma diffusé en fonction de l'angle de diffusion Compton	31
2.6	Section efficace de diffusion Compton en fonction de l'angle de diffusion Compton	31
2.7	Section efficace d'interaction rayonnement-matière et ses trois principales composantes à haute énergie	32
2.8	Schéma de spectre gamma	32
2.9	Cas particuliers de diffusion Compton	33
2.10	Évolution du front Compton et pic de rétro-diffusion avec l'énergie du photon incident	34
2.11	Principe de fonctionnement de l'imagerie Compton	35
2.12	Exemples d'images Compton	36
2.13	Définition des angles de diffusion Compton	37
2.14	μ_{100} maximal théorique en fonction de θ et de l'énergie	38
2.15	Exemple de polarigramme	38
2.16	Exemple de distribution d'angles azimutaux de diffusion Compton pour une source non polarisée (effets géométriques)	39
3.1	Photographie d'un module calorimètre	44

3.2	Schéma du principe de fonctionnement du module calorimètre	45
3.3	Exemple d'évènement détecté par un module calorimètre	45
3.4	Photographie du banc de scan automatisé	46
3.5	Reconstruction de la position des rayons gamma qui ne sont pas absorbés par les cales en acier	47
3.6	Carte de la transparence du détecteur	48
3.7	Spectre initial d'une source de ^{137}Cs émettant des rayons gamma de 662 keV.	50
3.8	Zoom sur la raie à 662 keV d'une source de ^{137}Cs	50
3.9	Spectres de la raie à 662 keV à différentes positions	51
3.10	Réponse spectrale relative du détecteur	52
3.11	Gain relatif des anodes du MAPMT utilisé	52
3.12	Résolution spectrale du détecteur en fonction de la position	53
3.13	Spectres avant et après correction de la réponse du détecteur	55
3.14	Schéma de principe d'un des réseaux de neurones utilisés	57
3.15	Illustration du sur-apprentissage	58
3.16	σ_{XY} , σ_{XY}^j et σ_{XY}^p pour une reconstruction de la position utilisant un calcul de barycentre	60
3.17	σ_{XY}^j en fonction de la position mécanique pour un réseau de neurones avec aucune couche cachée.	61
3.18	Nombre d'évènements sélectionnés par la coupure en énergie	61
3.19	Résultats d'une série d'entraînements de réseaux de neurones	63
3.20	Exemples de fonctions d'activation	64
3.21	Résultats de la même série d'entraînements, montrant σ_{XY}^j et σ_{XY}^p	64
3.22	Reconstruction par deux réseaux de neurones d'un même jeu de données	64
3.23	Trois évènements montrant les différences de morphologie à 662 keV	65
3.24	Exemple de traitement d'un évènement par la procédure de sélection morphologique	66
3.25	Nombre d'évènements du pic de pleine énergie à 662 keV sélectionnés pour différents paramètres de la procédure de sélection morphologique.	67
3.26	Évènement du pic de pleine énergie à 59.5 keV de la source de ^{241}Am	67
3.27	Positions reconstruites par le réseau de neurones artificiels	69
3.28	Histogramme des coordonnées x et y reconstruites montrant l'effet de la coupure morphologique et de la radioactivité ambiante	70
3.29	Histogrammes des différences entre les coordonnées x et y des positions mécaniques et reconstruites	71
3.30	$\sigma_{XY,p}$ en fonction de la position mécanique	71
3.31	Histogrammes des différences entre les coordonnées x et y des positions mécaniques et reconstruites pour les évènements qui ne passent pas la sélection morphologique	72

3.32	Spectre représentant les trois fenêtres en énergie utilisées pour la reconstruction en z	74
3.33	Moyenne et écart-type des dispersions locales calculées pour les évènements associés aux positions mécaniques $y_p = 0$ mm dans les trois fenêtres en énergie, en fonction de z_p	74
3.34	Histogramme des profondeurs d'interaction reconstruites à 662 keV pour trois positions d'irradiation	76
3.35	Erreur sur la reconstruction de la profondeur d'interaction représentée dans le plan yz	77
3.36	σ_Z en fonction de l'énergie du rayon gamma incident pour différentes méthodes de reconstruction	78
4.1	Photographie d'un DSSSD et de son électronique de lecture.	82
4.2	Diagramme de corrélation avant-arrière pour un DSSSD avant et après sélection des évènements physiques.	83
4.3	Spectre en temps après synchronisation des détecteurs.	84
4.4	Diagramme du flux des données lors de l'analyse.	85
4.5	Spectres en temps en fonction de l'énergie déposée dans le DSSSD.	86
4.6	Photographie du télescope Compton utilisant un DSSSD.	87
4.7	Schéma du télescope Compton utilisant un DSSSD.	87
4.8	Définition de l'ARM	88
4.9	Nuage de points énergie calorimètre - énergie DSSSD pour les évènements en coïncidence.	89
4.10	Premières images réalisées avec le télescope Compton.	90
4.11	Spectre et distribution des ARM obtenus avec le télescope Compton et la source à $z = 14$ cm.	90
4.12	Spectres des deux acquisitions avec source à l'infini	91
4.13	Distribution des angles de diffusion Compton.	91
4.14	Images obtenues avec la source à l'infini	92
4.15	Comparaison du spectre en coïncidences avec la simulation.	94
4.16	Comparaison des distributions d'ARM avec la simulation.	94
4.17	Diagramme de corrélation avant-arrière pour un DSSSD avec différentes fenêtres en énergie.	96
4.18	Comparaison des spectres acquis et simulés pour les évènements détectés par le calorimètre seul	96
4.19	Comparaison des spectres acquis et simulés pour les évènements détectés par le diffuseur trajectographe seul, sans déclenchement dans le calorimètre.	97
4.20	Principe de fonctionnement de la source de rayonnement gamma polarisé	99
4.21	Définition des paramètres de Stokes	99

4.22	Photographie de la source de rayonnement gamma polarisé	100
4.23	Photographie légendée du dispositif expérimental pour la mesure de polarisation	101
4.24	Distribution des angles azimutaux de diffusion Compton pour deux sources non-polarisées	102
4.25	Comparaison de la mesure de polarisation à la simulation	103
5.1	Instrument de référence	107
5.2	Instrument avec scintillateur plastique	107
5.3	Instrument avec détecteurs latéraux	108
5.4	Comparaison des surfaces efficaces des trois instruments de taille 1U	109
5.5	Polarigramme simulé pour un sursaut gamma brillant vu par un instrument de taille 1U	110
5.6	Instrument 4U	111
5.7	Comparaison des surfaces efficaces de l'instrument 4U avec et sans détecteurs latéraux.	112
5.8	Polarigramme simulé pour un sursaut gamma brillant vu par l'instrument de taille 4U	113
5.9	Spectre du fond de radiations.	115
5.10	Modèles de spectre de sursaut gamma utilisés dans le catalogue Fermi/GBM . .	116
5.11	Les trois constellations de COMCUBE caractérisées.	117
5.12	Définition de θ_{horizon}	118
5.13	Champ de vue d'un seul satellite et des trois constellations de COMCUBE.	119
5.14	Distribution des flux au pic de tous les sursauts longs du catalogue Fermi/GBM utilisé.	121
5.15	Distribution des rapports signal sur bruit pour trois types de sursauts gamma. .	122
5.16	Distribution des sursauts gamma de type GRB080714086 simulés (dans le référentiel du satellite) et rapports signal sur bruit.	123
5.17	Probabilité de détection d'un sursaut gamma par une constellation de satellites en fonction de son flux au pic.	124
5.18	Probabilité de faire une image Compton d'un sursaut gamma long avec une constellation de satellites en fonction de son flux au pic.	125
5.19	Schéma représentant l'orientation des vecteurs de polarisation des sursauts gamma simulés	127
5.20	Définition des paramètres d'attitude d'un satellite.	128
5.21	Schéma de l'algorithme de calcul de l'angle azimuthal de diffusion Compton . .	128
5.22	Distribution des facteurs de modulation pour les trois constellations.	129
5.23	Angles de polarisation mesurés par trois satellites avant et après alignement des angles de polarisation.	131
5.24	Distribution des angles de polarisation mesurés par différentes constellations. . .	132

5.25	Simulation du sursaut gamma GRB130606497 vu par l'instrument 4U avec différents niveaux de polarisation	133
5.26	Nombre de sursauts gamma détectés par an en fonction de leur polarisation minimum détectable.	134
5.27	Schéma représentant la méthode de localisation utilisant les différences de temps d'arrivée	135
5.28	Exemple de cônes de localisation par triangulation.	135
5.29	Fractions de ciel couverte par des cônes de localisation par triangulation.	136
5.30	Précision de localisation en fonction de la position du sursaut gamma dans le ciel.	137
5.31	Précision de localisation en fonction de la constellation et de la résolution temporelle.	137
5.32	Superposition des cônes de triangulation sur l'image Compton pour un sursaut gamma.	138
5.33	Courbe de sensibilité de Fermi/GBM et distribution des flux au pic	140
A.1	Diagramme complet du flux des données lors de l'analyse.	172
A.2	Spectre en temps après synchronisation des détecteurs.	174
A.3	Diagramme du flux des données lors de l'analyse.	174
A.4	Spectres en temps en fonction de l'énergie déposée dans le DSSSD.	175
A.5	Diagramme du flux des données lors de l'analyse.	176
A.6	Photographie du dispositif utilisé pour les premiers tests de coïncidences.	177
A.7	Spectre en temps obtenus lors des tests de coïncidence <i>a posteriori</i>	177
A.8	Image Compton obtenue lors des premiers tests de coïncidences.	178
A.9	Spectre et ARM obtenus lors des premiers tests de coïncidences.	178
A.10	Photographie du premier prototype de télescope Compton utilisant deux modules calorimètres.	179
A.11	Schéma du premier prototype de télescope Compton utilisant deux modules calorimètres.	180
A.12	Spectres obtenus avec le premier prototype de télescope Compton.	181
A.13	Première image Compton obtenue avec le premier prototype.	181
A.14	ARM du premier prototype de télescope Compton.	182
A.15	Deuxième image Compton obtenue avec le premier prototype.	182
A.16	Spectre obtenu avec le premier prototype de télescope Compton et deux sources.	183
A.17	Images reconstruites avec le premier prototype de télescope Compton et deux sources.	183

Liste des tableaux

1.1	Résumé des modèles d'émission prompte	18
3.1	Liste des collimateurs disponibles pour la source de ^{137}Cs	47
3.2	Listes des sources radioactives disponibles.	48
3.3	Résolutions spectrales obtenues après correction.	54
3.4	Comparaison des performances entre un calcul de barycentre et un réseau de neurones	60
3.5	Performances du réseau de neurones en fonction des données d'entraînement et de reconstruction.	68
3.6	Performances du réseau de neurones avant et après soustraction du fond de radioactivité ambiante et avant et après sélection morphologique.	70
3.7	Résumé des résultats obtenus pour la reconstruction de la position	79
4.1	Comparaison de la résolution spectrale et de la largeur à mi-hauteur de la distribution des ARM du télescope Compton à la simulation.	93
4.2	Comparaison de la surface efficace du télescope Compton à la simulation.	97
4.3	Résumé des acquisitions de données utilisées pour la mesure de polarisation	101
4.4	Récapitulatif des résultats obtenus comparés à la simulation	103
5.1	Comparaison des facteurs de modulation des trois instruments de taille 1U	110
5.2	Taux de déclenchements dû au fond de particules et rayonnements par détecteur.	114
5.3	Fraction de ciel vue par différentes constellations	118
5.4	Champs de vue et taux de détection de sursauts gamma pour un satellite et pour différentes constellations de COMCUBE.	126
5.5	Fractions et angles de polarisation obtenus pour différentes fractions de polarisation du GRB130606497	132
5.6	Résumé des principaux résultats du chapitre	139

Bibliographie

[Abbott et al., 2017] Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., Afrough, M., Agarwal, B., Agathos, M., Agatsuma, K., Aggarwal, N., Aguiar, O. D., Aiello, L., Ain, A., Ajith, P., Allen, B., Allen, G., Allocca, A., Aloy, M. A., Altin, P. A., Amato, A., Ananyeva, A., Anderson, S. B., Anderson, W. G., Angelova, S. V., Antier, S., Appert, S., Arai, K., Araya, M. C., Areeda, J. S., Arnaud, N., Arun, K. G., Ascenzi, S., Ashton, G., Ast, M., Aston, S. M., Astone, P., Atallah, D. V., Aufmuth, P., Aulbert, C., AultONeal, K., Austin, C., Avila-Alvarez, A., Babak, S., Bacon, P., Bader, M. K. M., Bae, S., Baker, P. T., Baldaccini, F., Ballardin, G., Ballmer, S. W., Banagiri, S., Barayoga, J. C., Barclay, S. E., Barish, B. C., Barker, D., Barkett, K., Barone, F., Barr, B., Barsotti, L., Barsuglia, M., Barta, D., Bartlett, J., Bartos, I., Bassiri, R., Basti, A., Batch, J. C., Bawaj, M., Bayley, J. C., Bazzan, M., Bécsy, B., Beer, C., Bejger, M., Belahcene, I., Bell, A. S., Berger, B. K., Bergmann, G., Bero, J. J., Berry, C. P. L., Bersanetti, D., Bertolini, A., Betzwieser, J., Bhagwat, S., Bhandare, R., Bilenko, I. A., Billingsley, G., Billman, C. R., Birch, J., Birney, R., Birnholtz, O., Biscans, S., Biscoveanu, S., Bisht, A., Bitossi, M., Biwer, C., Bizouard, M. A., Blackburn, J. K., Blackman, J., Blair, C. D., Blair, D. G., Blair, R. M., Bloemen, S., Bock, O., Bode, N., Boer, M., Bogaert, G., Bohe, A., Bondu, F., Bonilla, E., Bonnand, R., Boom, B. A., Bork, R., Boschi, V., Bose, S., Bossie, K., Bouffanais, Y., Bozzi, A., Bradaschia, C., Brady, P. R., Branchesi, M., Brau, J. E., Briant, T., Brilliet, A., Brinkmann, M., Brisson, V., Brockill, P., Broida, J. E., Brooks, A. F., Brown, D. A., Brown, D. D., Brunett, S., Buchanan, C. C., Buikema, A., Bulik, T., Bulten, H. J., Buonanno, A., Buskulic, D., Buy, C., Byer, R. L., Cabero, M., Cadonati, L., Cagnoli, G., Cahillane, C., Calderón Bustillo, J., Callister, T. A., Calloni, E., Camp, J. B., Canepa, M., Canizares, P., Cannon, K. C., Cao, H., Cao, J., Capano, C. D., Capocasa, E., Carbognani, F., Caride, S., Carney, M. F., Casanueva Diaz, J., Casentini, C., Caudill, S., Cavaglià, M., Cavalier, F., Cavalieri, R., Cella, G., Cepeda, C. B., Cerdá-Durán, P., Cerretani, G., Cesarini, E., Chamberlin, S. J., Chan, M., Chao, S., Charlton, P., Chase, E., Chassande-Mottin, E., Chatterjee, D., Chatziioannou, K., Cheeseboro, B. D., Chen, H. Y., Chen, X., Chen, Y., Cheng, H. P., Chia, H., Chincarini, A., Chiummo, A., Chmiel, T., Cho, H. S., Cho, M., Chow, J. H., Christensen, N., Chu, Q., Chua, A. J. K., Chua, S., Chung, A. K. W., Chung, S., Ciani, G., Ciolfi, R., Cirelli, C. E., Cirone, A., Clara, F., Clark, J. A., Clearwater, P., Cleva, F., Cocchieri, C., Coccia, E., Cohadon, P. F., Cohen, D., Colla, A., Collette, C. G., Cominsky, L. R., Constanicio, M. J., Conti, L., Cooper, S. J., Corban, P., Corbitt, T. R., Cordero-Carrión, I., Corley, K. R., Cornish, N., Corsi, A., Cortese, S., Costa, C. A., Coughlin, M. W., Coughlin, S. B., Coulon, J. P., Countryman, S. T., Couvares, P., Covas, P. B., Cowan, E. E., Coward, D. M., Cowart, M. J., Coyne, D. C., Coyne, R., Creighton, J. D. E., Creighton, T. D., Cripe, J., Crowder, S. G., Cullen, T. J., Cumming, A., Cunningham, L., Cuoco, E., Dal Canton, T., Dálya, G., Danilishin, S. L., D'Antonio, S., Danzmann, K., Dasgupta, A., Da Silva Costa, C. F., Dattilo, V., Dave, I., Davier, M., Davis, D., Daw, E. J., Day, B., De, S., DeBra, D., Degallaix, J., De Laurentis, M., Deléglise, S., Del Pozzo, W., Demos, N., Denker, T., Dent, T., De Pietri, R., Dergachev, V., De Rosa, R., DeRosa, R. T., De Rossi, C., DeSalvo, R., de Varona, O., Devenson, J., Dhurand-

har, S., Díaz, M. C., Di Fiore, L., Di Giovanni, M., Di Girolamo, T., Di Lieto, A., Di Pace, S., Di Palma, I., Di Renzo, F., Doctor, Z., Dolique, V., Donovan, F., Dooley, K. L., Doravari, S., Dorrington, I., Douglas, R., Dovale Álvarez, M., Downes, T. P., Drago, M., Dreissigacker, C., Driggers, J. C., Du, Z., Ducrot, M., Dupej, P., Dwyer, S. E., Edo, T. B., Edwards, M. C., Effler, A., Eggenstein, H. B., Ehrens, P., Eichholz, J., Eikenberry, S. S., Eisenstein, R. A., Essick, R. C., Estevez, D., Etienne, Z. B., Etzel, T., Evans, M., Evans, T. M., Factourovich, M., Fafone, V., Fair, H., Fairhurst, S., Fan, X., Farinon, S., Farr, B., Farr, W. M., Fauchon-Jones, E. J., Favata, M., Fays, M., Fee, C., Fehrmann, H., Feicht, J., Fejer, M. M., Fernandez-Galiana, A., Ferrante, I., Ferreira, E. C., Ferrini, F., Fidecaro, F., Finstad, D., Fiori, I., Fiorucci, D., Fishbach, M., Fisher, R. P., Fitz-Axen, M., Flaminio, R., Fletcher, M., Fong, H., Font, J. A., Forsyth, P. W. F., Forsyth, S. S., Fournier, J. D., Frasca, S., Frasconi, F., Frei, Z., Freise, A., Frey, R., Frey, V., Fries, E. M., Fritschel, P., Frolov, V. V., Fulda, P., Fyffe, M., Gabbard, H., Gadre, B. U., Gaebel, S. M., Gair, J. R., Gammaitoni, L., Ganija, M. R., Gaonkar, S. G., Garcia-Quiros, C., Garufi, F., Gateley, B., Gaudio, S., Gaur, G., Gayathri, V., Gehrels, N., Gemme, G., Genin, E., Gennai, A., George, D., George, J., Gergely, L., Germain, V., Ghonge, S., Ghosh, A., Ghosh, A., Ghosh, S., Giaime, J. A., Giardina, K. D., Giazotto, A., Gill, K., Glover, L., Goetz, E., Goetz, R., Gomes, S., Goncharov, B., González, G., Gonzalez Castro, J. M., Gopakumar, A., Gorodetsky, M. L., Gossan, S. E., Gosselin, M., Gouaty, R., Grado, A., Graef, C., Granata, M., Grant, A., Gras, S., Gray, C., Greco, G., Green, A. C., Gretarsson, E. M., Groot, P., Grote, H., Grunewald, S., Gruning, P., Guidi, G. M., Guo, X., Gupta, A., Gupta, M. K., Gushwa, K. E., Gustafson, E. K., Gustafson, R., Halim, O., Hall, B. R., Hall, E. D., Hamilton, E. Z., Hammond, G., Haney, M., Hanke, M. M., Hanks, J., Hanna, C., Hannam, M. D., Hannuksela, O. A., Hanson, J., Hardwick, T., Harms, J., Harry, G. M., Harry, I. W., Hart, M. J., Haster, C. J., Haughian, K., Healy, J., Heidmann, A., Heintze, M. C., Heitmann, H., Hello, P., Hemming, G., Hendry, M., Heng, I. S., Hennig, J., Heptonstall, A. W., Heurs, M., Hild, S., Hinderer, T., Hoak, D., Hofman, D., Holt, K., Holz, D. E., Hopkins, P., Horst, C., Hough, J., Houston, E. A., Howell, E. J., Hreibi, A., Hu, Y. M., Huerta, E. A., Huet, D., Hughey, B., Husa, S., Huttner, S. H., Huynh-Dinh, T., Indik, N., Inta, R., Intini, G., Isa, H. N., Isac, J. M., Isi, M., Iyer, B. R., Izumi, K., Jacqmin, T., Jani, K., Jaranowski, P., Jawahar, S., Jiménez-Forteza, F., Johnson, W. W., Johnson-McDaniel, N. K., Jones, D. I., Jones, R., Jonker, R. J. G., Ju, L., Junker, J., Kalaghatgi, C. V., Kalogera, V., Kamai, B., Kandhasamy, S., Kang, G., Kanner, J. B., Kapadia, S. J., Karki, S., Karvinen, K. S., Kasprzack, M., Kastaun, W., Katolik, M., Katsavounidis, E., Katzman, W., Kaufer, S., Kawabe, K., Kéfélian, F., Keitel, D., Kembell, A. J., Kennedy, R., Kent, C., Key, J. S., Khalili, F. Y., Khan, I., Khan, S., Khan, Z., Khazanov, E. A., Kijbunchoo, N., Kim, C., Kim, J. C., Kim, K., Kim, W., Kim, W. S., Kim, Y. M., Kimbrell, S. J., King, E. J., King, P. J., Kinley-Hanlon, M., Kirchhoff, R., Kissel, J. S., Kleybolte, L., Klimenko, S., Knowles, T. D., Koch, P., Koehlenbeck, S. M., Koley, S., Kondrashov, V., Kontos, A., Korobko, M., Korth, W. Z., Kowalska, I., Kozak, D. B., Krämer, C., Kringel, V., Krishnan, B., Królak, A., Kuehn, G., Kumar, P., Kumar, R., Kumar, S., Kuo, L., Kutynia, A., Kwang, S., Lackey, B. D., Lai, K. H., Landry, M., Lang, R. N., Lange, J., Lantz, B., Lanza, R. K., Lartaux-Vollard, A., Lasky, P. D., Laxen, M., Lazzarini, A., Lazzaro, C., Leaci, P., Leavey, S., Lee, C. H., Lee, H. K., Lee, H. M., Lee, H. W., Lee, K., Lehmann, J., Lenon, A., Leonardi, M., Leroy, N., Letendre, N., Levin, Y., Li, T. G. F., Linker, S. D., Littenberg, T. B., Liu, J., Lo, R. K. L., Lockerbie, N. A., London, L. T., Lord, J. E., Lorenzini, M., Lorette, V., Lormand, M., Losurdo, G., Lough, J. D., Lousto, C. O., Lovelace, G., Lück, H., Lumaca, D., Lundgren, A. P., Lynch, R., Ma, Y., Macas, R., Macfoy, S., Machenschalk, B., MacInnis, M., Macleod, D. M., Magaña Hernandez, I., Magaña-Sandoval, F., Magaña Zertuche, L., Magee, R. M., Majorana, E., Maksimovic, I., Man, N., Mandic, V., Mangano, V., Mansell, G. L., Manske, M., Mantovani, M., Marchesoni, F., Marion, F., Márka, S., Márka, Z., Markakis, C., Markosyan, A. S., Markowitz, A., Maros, E., Marquina, A., Martelli, F., Martellini, L., Martin, I. W., Martin, R. M., Martynov, D. V., Mason, K., Massera, E.,

Masserot, A., Massinger, T. J., Masso-Reid, M., Mastrogiovanni, S., Matas, A., Matichard, F., Matone, L., Mavalvala, N., Mazumder, N., McCarthy, R., McClelland, D. E., McCormick, S., McCuller, L., McGuire, S. C., McIntyre, G., McIver, J., McManus, D. J., McNeill, L., McRae, T., McWilliams, S. T., Meacher, D., Meadors, G. D., Mehmet, M., Meidam, J., Mejuto-Villa, E., Melatos, A., Mendell, G., Mercer, R. A., Merilh, E. L., Merzougui, M., Meshkov, S., Messenger, C., Messick, C., Metzdorff, R., Meyers, P. M., Miao, H., Michel, C., Middleton, H., Mikhailov, E. E., Milano, L., Miller, A. L., Miller, B. B., Miller, J., Millhouse, M., Milovich-Goff, M. C., Minazzoli, O., Minenkov, Y., Ming, J., Mishra, C., Mitra, S., Mitrofanov, V. P., Mitselmakher, G., Mittleman, R., Moffa, D., Moggi, A., Mogushi, K., Mohan, M., Mohapatra, S. R. P., Montani, M., Moore, C. J., Moraru, D., Moreno, G., Morriss, S. R., Mours, B., Mow-Lowry, C. M., Mueller, G., Muir, A. W., Mukherjee, A., Mukherjee, D., Mukherjee, S., Mukund, N., Mullavey, A., Munch, J., Muñiz, E. A., Muratore, M., Murray, P. G., Napier, K., Nardecchia, I., Naticchioni, L., Nayak, R. K., Neilson, J., Nelemans, G., Nelson, T. J. N., Nery, M., Neunzert, A., Nevin, L., Newport, J. M., Newton, G., Ng, K. K. Y., Nguyen, T. T., Nichols, D., Nielsen, A. B., Nissanke, S., Nitz, A., Noack, A., Nocera, F., Nolting, D., North, C., Nuttall, L. K., Oberling, J., O'Dea, G. D., Ogini, G. H., Oh, J. J., Oh, S. H., Ohme, F., Okada, M. A., Oliver, M., Oppermann, P., Oram, R. J., O'Reilly, B., Ormiston, R., Ortega, L. F., O'Shaughnessy, R., Ossokine, S., Ottaway, D. J., Overmier, H., Owen, B. J., Pace, A. E., Page, J., Page, M. A., Pai, A., Pai, S. A., Palamos, J. R., Palashov, O., Palomba, C., Pal-Singh, A., Pan, H., Pan, H.-W., Pang, B., Pang, P. T. H., Pankow, C., Pannarale, F., Pant, B. C., Paoletti, F., Paoli, A., Papa, M. A., Parida, A., Parker, W., Pascucci, D., Pasqualetti, A., Passaquieti, R., Passuello, D., Patil, M., Patricelli, B., Pearlstone, B. L., Pedraza, M., Pedurand, R., Pekowsky, L., Pele, A., Penn, S., Perez, C. J., Perreca, A., Perri, L. M., Pfeiffer, H. P., Phelps, M., Piccinni, O. J., Pichot, M., Piergiovanni, F., Pierro, V., Pillant, G., Pinard, L., Pinto, I. M., Pirello, M., Pitkin, M., Poe, M., Poggiani, R., Popolizio, P., Porter, E. K., Post, A., Powell, J., Prasad, J., Pratt, J. W. W., Pratten, G., Predoi, V., Prestegard, T., Prijatelj, M., Principe, M., Privitera, S., Prodi, G. A., Prokhorov, L. G., Puncken, O., Punturo, M., Puppo, P., Pürerer, M., Qi, H., Quetschke, V., Quintero, E. A., Quitzow-James, R., Raab, F. J., Rabeling, D. S., Radkins, H., Raffai, P., Raja, S., Rajan, C., Rajbhandari, B., Rakhmanov, M., Ramirez, K. E., Ramos-Buades, A., Rapagnani, P., Raymond, V., Razzano, M., Read, J., Regimbau, T., Rei, L., Reid, S., Reitze, D. H., Ren, W., Reyes, S. D., Ricci, F., Ricker, P. M., Rieger, S., Riles, K., Rizzo, M., Robertson, N. A., Robie, R., Robinet, F., Rocchi, A., Rolland, L., Rollins, J. G., Roma, V. J., Romano, R., Romel, C. L., Romie, J. H., Rosińska, D., Ross, M. P., Rowan, S., Rüdiger, A., Ruggi, P., Rutins, G., Ryan, K., Sachdev, S., Sadecki, T., Sadeghian, L., Sakellariadou, M., Salconi, L., Saleem, M., Salemi, F., Samajdar, A., Sammut, L., Sampson, L. M., Sanchez, E. J., Sanchez, L. E., Sanchis-Gual, N., Sandberg, V., Sanders, J. R., Sassolas, B., Sathyaprakash, B. S., Saulson, P. R., Sauter, O., Savage, R. L., Sawadsky, A., Schale, P., Scheel, M., Scheuer, J., Schmidt, J., Schmidt, P., Schnabel, R., Schofield, R. M. S., Schönbeck, A., Schreiber, E., Schuette, D., Schulte, B. W., Schutz, B. F., Schwalbe, S. G., Scott, J., Scott, S. M., Seidel, E., Sellers, D., Sengupta, A. S., Sentenac, D., Sequino, V., Sergeev, A., Shaddock, D. A., Shaffer, T. J., Shah, A. A., Shahriar, M. S., Shaner, M. B., Shao, L., Shapiro, B., Shawhan, P., Sheperd, A., Shoemaker, D. H., Shoemaker, D. M., Siellez, K., Siemens, X., Sieniawska, M., Sigg, D., Silva, A. D., Singer, L. P., Singh, A., Singhal, A., Sintes, A. M., Slagmolen, B. J. J., Smith, B., Smith, J. R., Smith, R. J. E., Somala, S., Son, E. J., Sonnenberg, J. A., Sorazu, B., Sorrentino, F., Souradeep, T., Spencer, A. P., Srivastava, A. K., Staats, K., Staley, A., Steinke, M., Steinlechner, J., Steinlechner, S., Steinmeyer, D., Stevenson, S. P., Stone, R., Stops, D. J., Strain, K. A., Stratta, G., Strigin, S. E., Strunk, A., Sturani, R., Stuver, A. L., Summerscales, T. Z., Sun, L., Sunil, S., Suresh, J., Sutton, P. J., Swinkels, B. L., Szczepańczyk, M. J., Tacca, M., Tait, S. C., Talbot, C., Talukder, D., Tanner, D. B., Tápai, M., Taracchini, A., Tasson, J. D., Taylor, J. A., Taylor, R., Tewari, S. V., Theeg, T., Thies, F., Thomas, E. G., Thomas, M., Thomas, P., Thorne, K. A., Thorne, K. S., Thrane, E., Tiwari, S., Tiwari, V.,

- Tokmakov, K. V., Toland, K., Tonelli, M., Tornasi, Z., Torres-Forné, A., Torrie, C. I., Töyrä, D., Travasso, F., Traylor, G., Trinastic, J., Tringali, M. C., Trozzo, L., Tsang, K. W., Tse, M., Tso, R., Tsukada, L., Tsuna, D., Tuyenbayev, D., Ueno, K., Ugolini, D., Unnikrishnan, C. S., Urban, A. L., Usman, S. A., Vahlbruch, H., Vajente, G., Valdes, G., van Bakel, N., van Beuzekom, M., van den Brand, J. F. J., Van Den Broeck, C., Vander-Hyde, D. C., van der Schaaf, L., van Heijningen, J. V., van Veggel, A. A., Vardaro, M., Varma, V., Vass, S., Vasúth, M., Vecchio, A., Vedovato, G., Veitch, J., Veitch, P. J., Venkateswara, K., Venugopalan, G., Verkindt, D., Vetrano, F., Viceré, A., Viets, A. D., Vinciguerra, S., Vine, D. J., Vinet, J. Y., Vitale, S., Vo, T., Vocca, H., Vorvick, C., Vyatchanin, S. P., Wade, A. R., Wade, L. E., Wade, M., Walet, R., Walker, M., Wallace, L., Walsh, S., Wang, G., Wang, H., Wang, J. Z., Wang, W. H., Wang, Y. F., Ward, R. L., Warner, J., Was, M., Watchi, J., Weaver, B., Wei, L. W., Weinert, M., Weinstein, A. J., Weiss, R., Wen, L., Wessel, E. K., Weßels, P., Westerweck, J., Westphal, T., Wette, K., Whelan, J. T., Whitchcomb, S. E., Whiting, B. F., Whittle, C., Wilken, D., Williams, D., Williams, R. D., Williamson, A. R., Willis, J. L., Willke, B., Wimmer, M. H., Winkler, W., Wipf, C. C., Wittel, H., Woan, G., Woehler, J., Wofford, J., Wong, K. W. K., Worden, J., Wright, J. L., Wu, D. S., Wysocki, D. M., Xiao, S., Yamamoto, H., Yancey, C. C., Yang, L., Yap, M. J., Yazback, M., Yu, H., Yu, H., Yvert, M., Zadrożny, A., Zanolin, M., Zelenova, T., Zendri, J. P., Zevin, M., Zhang, L., Zhang, M., Zhang, T., Zhang, Y. H., Zhao, C., Zhou, M., Zhou, Z., Zhu, S. J., Zhu, X. J., Zimmerman, A. B., Zucker, M. E., Zweizig, J., (LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration, Burns, E., Veres, P., Kocevski, D., Racusin, J., Goldstein, A., Connaughton, V., Briggs, M. S., Blackburn, L., Hamburg, R., Hui, C. M., von Kienlin, A., McEnery, J., Preece, R. D., Wilson-Hodge, C. A., Bissaldi, E., Cleveland, W. H., Gibby, M. H., Giles, M. M., Kippen, R. M., McBreen, S., Meegan, C. A., Paciasas, W. S., Poolakkil, S., Roberts, O. J., Stanbro, M., Gamma-ray Burst Monitor, F., Savchenko, V., Ferrigno, C., Kuulkers, E., Bazzano, A., Bozzo, E., Brandt, S., Chenevez, J., Courvoisier, T. J. L., Diehl, R., Domingo, A., Hanlon, L., Jourdain, E., Laurent, P., Lebrun, F., Lutovinov, A., Mereghetti, S., Natalucci, L., Rodi, J., Roques, J. P., Sunyaev, R., Ubertini, P., and (INTEGRAL (2017). Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger : GW170817 and GRB 170817A. *ApJ*, 848(2) :L13.
- [Abdalla et al., 2019] Abdalla, H., Adam, R., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., Angüner, E. O., Arakawa, M., Arcaro, C., Armand, C., Ashkar, H., Backes, M., Barbosa Martins, V., Barnard, M., Becherini, Y., Berge, D., Bernlöhr, K., Bissaldi, E., Blackwell, R., Böttcher, M., Boisson, C., Bolmont, J., Bonnefoy, S., Bregeon, J., Breuhaus, M., Brun, F., Brun, P., Bryan, M., Büchele, M., Bulik, T., Bylund, T., Capasso, M., Caroff, S., Carosi, A., Casanova, S., Cerruti, M., Chand, T., Chandra, S., Chen, A., Colafrancesco, S., Curyło, M., Davids, I. D., Deil, C., Devin, J., deWilt, P., Dirson, L., Djannati-Ataï, A., Dmytriiev, A., Donath, A., Doroshenko, V., Dyks, J., Egberts, K., Emery, G., Ernenwein, J. P., Eschbach, S., Feijen, K., Fegan, S., Fiasson, A., Fontaine, G., Funk, S., Füßling, M., Gabici, S., Gallant, Y. A., Gaté, F., Giavitto, G., Giunti, L., Glawion, D., Glicenstein, J. F., Gottschall, D., Grondin, M. H., Hahn, J., Haupt, M., Heinzlmann, G., Henri, G., Hermann, G., Hinton, J. A., Hofmann, W., Hoischen, C., Holch, T. L., Holler, M., Horns, D., Huber, D., Iwasaki, H., Jamrozy, M., Jankowsky, D., Jankowsky, F., Jardin-Blicq, A., Jung-Richardt, I., Kastendieck, M. A., Katarzyński, K., Katsuragawa, M., Katz, U., Khangulyan, D., Khélifi, B., King, J., Klepser, S., Kluźniak, W., Komin, N., Kosack, K., Kostunin, D., Kreter, M., Lamanna, G., Lemièrre, A., Lemoine-Goumard, M., Lenain, J. P., Leser, E., Levy, C., Lohse, T., Lypova, I., Mackey, J., Majumdar, J., Malyshev, D., Marandon, V., Marcowith, A., Mares, A., Mariaud, C., Martí-Devesa, G., Marx, R., Maurin, G., Meintjes, P. J., Mitchell, A. M. W., Moderski, R., Mohamed, M., Mohrmann, L., Moore, C., Moulin, E., Muller, J., Murach, T., Nakashima, S., de Naurois, M., Ndiyavala, H., Niederwanger, F., Niemiec, J., Oakes, L., O'Brien, P., Odaka, H., Ohm, S., de Ona Wilhelmi, E., Ostrowski, M., Oya, I., Panter, M., Parsons, R. D., Perennes, C., Petrucci, P. O., Peyaud, B., Piel, Q., Pita, S., Poireau, V., Priyana Noel, A., Prokhorov, D. A., Prokoph, H., Pühlhofer, G., Punch, M., Quirrenbach, A., Raab,

- S., Rauth, R., Reimer, A., Reimer, O., Remy, Q., Renaud, M., Rieger, F., Rinchioso, L., Romoli, C., Rowell, G., Rudak, B., Ruiz-Velasco, E., Sahakian, V., Sailer, S., Saito, S., Sanchez, D. A., Santangelo, A., Sasaki, M., Schlickeiser, R., Schüssler, F., Schulz, A., Schutte, H. M., Schwanke, U., Schwemmer, S., Seglar-Arroyo, M., Senniappan, M., Seyffert, A. S., Shafi, N., Shiningayamwe, K., Simoni, R., Sinha, A., Sol, H., Specovius, A., Spir-Jacob, M., Stawarz, Ł., Steenkamp, R., Stegmann, C., Steppa, C., Takahashi, T., Tavernier, T., Taylor, A. M., Terrier, R., Tiziani, D., Tluczykont, M., Trichard, C., Tsirou, M., Tsuji, N., Tuffs, R., Uchiyama, Y., van der Walt, D. J., van Eldik, C., van Rensburg, C., van Soelen, B., Vasileiadis, G., Veh, J., Venter, C., Vincent, P., Vink, J., Völk, H. J., Vuillaume, T., Wadiasingh, Z., Wagner, S. J., White, R., Wierzcholska, A., Yang, R., Yoneda, H., Zacharias, M., Zanin, R., Zdziarski, A. A., Zech, A., Ziegler, A., Zorn, J., Żywucka, N., de Palma, F., Axelsson, M., and Roberts, O. J. (2019). A very-high-energy component deep in the γ -ray burst afterglow. *Nature*, 575(7783) :464–467.
- [Agostinelli et al., 2003] Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., Asai, M., Axen, D., Banerjee, S., Barrand, G., Behner, F., Bellagamba, L., Boudreau, J., Broglia, L., Brunengo, A., Burkhardt, H., Chauvie, S., Chuma, J., Chytráček, R., Cooperman, G., Cosmo, G., Degtyarenko, P., Dell’Acqua, A., Depaola, G., Dietrich, D., Enami, R., Feliciello, A., Ferguson, C., Fesefeldt, H., Folger, G., Foppiano, F., Forti, A., Garelli, S., Giani, S., Giantrapani, R., Gibin, D., Gómez Cadenas, J. J., González, I., Gracia Abril, G., Greeniaus, G., Greiner, W., Grichine, V., Grossheim, A., Guatelli, S., Gumplinger, P., Hamatsu, R., Hashimoto, K., Hasui, H., Heikkinen, A., Howard, A., Ivanchenko, V., Johnson, A., Jones, F. W., Kallenbach, J., Kanaya, N., Kawabata, M., Kawabata, Y., Kawaguti, M., Kelner, S., Kent, P., Kimura, A., Kodama, T., Kokoulin, R., Kossov, M., Kurashige, H., Lamanna, E., Lampén, T., Lara, V., Lefebvre, V., Lei, F., Liendl, M., Lockman, W., Longo, F., Magni, S., Maire, M., Medernach, E., Minamimoto, K., Mora de Freitas, P., Morita, Y., Murakami, K., Nagamatu, M., Nartallo, R., Nieminen, P., Nishimura, T., Ohtsubo, K., Okamura, M., O’Neale, S., Oohata, Y., Paech, K., Perl, J., Pfeiffer, A., Pia, M. G., Ranjard, F., Rybin, A., Sadilov, S., Di Salvo, E., Santin, G., Sasaki, T., Savvas, N., Sawada, Y., Scherer, S., Sei, S., Sirotenko, V., Smith, D., Starikov, N., Stoecker, H., Sulkimo, J., Takahata, M., Tanaka, S., Tcherniaev, E., Safai Tehrani, E., Tropeano, M., Truscott, P., Uno, H., Urban, L., Urban, P., Verderi, M., Walkden, A., Wander, W., Weber, H., Wellisch, J. P., Wenaus, T., Williams, D. C., Wright, D., Yamada, T., Yoshida, H., Zschesche, D., and G EANT4 Collaboration (2003). G EANT4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506(3) :250–303.
- [Ajello et al., 2020] Ajello, M., Arimoto, M., Axelsson, M., Baldini, L., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bellazzini, R., Berretta, A., Bissaldi, E., Blandford, R. D., Bonino, R., Bottacini, E., Bregeon, J., Bruel, P., Buehler, R., Burns, E., Buson, S., Cameron, R. A., Caputo, R., Caraveo, P. A., Cavazzuti, E., Chen, S., Chiaro, G., Ciprini, S., Cohen-Tanugi, J., Costantin, D., Cutini, S., D’Ammando, F., DeKlotz, M., de la Torre Luque, P., de Palma, F., Desai, A., Di Lalla, N., Di Venere, L., Fana Dirirsa, F., Fegan, S. J., Franckowiak, A., Fukazawa, Y., Funk, S., Fusco, P., Gargano, F., Gasparrini, D., Giglietto, N., Gill, R., Giordano, F., Giroletti, M., Granot, J., Green, D., Grenier, I. A., Grondin, M. H., Guiriec, S., Hays, E., Horan, D., Jóhannesson, G., Kocevski, D., Kovac’evic’, M., Kuss, M., Larsson, S., Latronico, L., Lemoine-Goumard, M., Li, J., Liodakis, I., Longo, F., Loparco, F., Lovellette, M. N., Lubrano, P., Maldera, S., Malyshch, D., Manfreda, A., Martí-Devesa, G., Mazziotta, M. N., McEnery, J. E., Mereu, I., Meyer, M., Michelson, P. F., Mitthumsiri, W., Mizuno, T., Monzani, M. E., Moretti, E., Morselli, A., Moskalenko, I. V., Negro, M., Nuss, E., Omodei, N., Orienti, M., Orlando, E., Palatiello, M., Paliya, V. S., Paneque, D., Pei, Z., Persic, M., Pesce-Rollins, M., Petrosian, V., Piron, F., Poon, H., Porter, T. A., Principe, G., Racusin, J. L., Rainò, S., Rando, R., Rani, B., Razzano, M., Razaque, S., Reimer, A., Reimer, O., Ryde, F., Saz Parkinson, P. M., Serini, D., Sgrò, C., Siskind, E. J., Spandre, G., Spinelli, P., Tajima, H., Takagi, K., Takahashi, M. N., Tak, D., Thayer, J. B., Thompson, D. J., Torres, D. F., Troja, E., Valverde, J., Van Klaveren, B., Wood, K., Yassine, M.,

- Zaharijas, G., Mailyan, B., Bhat, P. N., Briggs, M. S., Cleveland, W., Giles, M., Goldstein, A., Hui, M., Malacaria, C., Preece, R., Roberts, O. J., Veres, P., Wilson-Hodge, C., Kienlin, A. v., Cenko, S. B., O'Brien, P., Beardmore, A. P., Lien, A., Osborne, J. P., Tohuvavohu, A., D'Elia, V., D'Ai, A., Perri, M., Gropp, J., Klingler, N., Capalbi, M., Tagliaferri, G., Stamatikos, M., and De Pasquale, M. (2020). Fermi and Swift Observations of GRB 190114C : Tracing the Evolution of High-energy Emission from Prompt to Afterglow. *ApJ*, 890(1) :9.
- [Antier-Farfar, 2016] Antier-Farfar, S. (2016). *La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM*. PhD thesis, -.
- [Babiano et al., 2019] Babiano, V., Caballero, L., Calvo, D., Ladarescu, I., Ollerros, P., and Domingo-Pardo, C. (2019). γ -Ray position reconstruction in large monolithic $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ crystals with SiPM readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 931 :1–22.
- [Ball and Brunner, 2010] Ball, N. M. and Brunner, R. J. (2010). Data Mining and Machine Learning in Astronomy. *International Journal of Modern Physics D*, 19(7) :1049–1106.
- [Band et al., 1993] Band, D., Matteson, J., Ford, L., Schaefer, B., Palmer, D., Teegarden, B., Cline, T., Briggs, M., Paciesas, W., Pendleton, G., Fishman, G., Kouveliotou, C., Meegan, C., Wilson, R., and Lestrade, P. (1993). BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral Diversity. *ApJ*, 413 :281.
- [Beloborodov and Mészáros, 2017] Beloborodov, A. M. and Mészáros, P. (2017). Photospheric Emission of Gamma-Ray Bursts. *Space Sci. Rev.*, 207(1-4) :87–110.
- [Berger et al., 2010] Berger, M., Hubbell, J., Seltzer, S., Chang, J., Coursey, J., Sukumar, R., Zucker, D., and Olsen, K. (2010). Xcom : Photon cross section database (version 1.5). <http://physics.nist.gov/xcom>. [Online] Available : <http://physics.nist.gov/xcom> [2020, February 12].
- [Bouchet et al., 2011] Bouchet, L., Strong, A. W., Porter, T. A., Moskalenko, I. V., Jourdain, E., and Roques, J.-P. (2011). Diffuse Emission Measurement with the SPectrometer on INTEGRAL as an Indirect Probe of Cosmic-Ray Electrons and Positrons. *ApJ*, 739(1) :29.
- [Burns et al., 2021] Burns, E., Svinkin, D., Hurley, K., Wadiasingh, Z., Negro, M., Younes, G., Hamburg, R., Ridnaia, A., Cook, D., Cenko, S. B., Aloisi, R., Ashton, G., Baring, M., Briggs, M. S., Christensen, N., Frederiks, D., Goldstein, A., Hui, C. M., Kaplan, D. L., Kasliwal, M. M., Kocevski, D., Roberts, O. J., Savchenko, V., Tohuvavohu, A., Veres, P., and Wilson-Hodge, C. A. (2021). Identification of a Local Sample of Gamma-Ray Bursts Consistent with a Magnetar Giant Flare Origin. *ApJ*, 907(2) :L28.
- [Chand et al., 2019] Chand, V., Chattopadhyay, T., Oganessian, G., Rao, A. R., Vadawale, S. V., Bhattacharya, D., Bhalerao, V. B., and Misra, K. (2019). AstroSat-CZTI Detection of Variable Prompt Emission Polarization in GRB 171010A. *ApJ*, 874(1) :70.
- [Chattopadhyay et al., 2019] Chattopadhyay, T., Vadawale, S. V., Aarthy, E., Mithun, N. P. S., Chand, V., Ratheesh, A., Basak, R., Rao, A. R., Bhalerao, V., Mate, S., Arvind, B., Sharma, V., and Bhattacharya, D. (2019). Prompt Emission Polarimetry of Gamma-Ray Bursts with the AstroSat CZT Imager. *ApJ*, 884(2) :123.
- [Chollet et al., 2015] Chollet, F. et al. (2015). Keras. <https://keras.io>.
- [Cinelli et al., 2021] Cinelli, M., Puccetti, S., Lavagna, M., Lunghi, P., and Pucacco, G. (2021). High Energy Modular Ensemble of Satellites Mission : Towards the final Full Constellation. *Acta Astronautica*, 189 :129–142.
- [Coburn and Boggs, 2003] Coburn, W. and Boggs, S. E. (2003). Polarization of the prompt γ -ray emission from the γ -ray burst of 6 December 2002. *Nature*, 423(6938) :415–417.

- [Costa et al., 1997] Costa, E., Frontera, F., Heise, J., Feroci, M., in't Zand, J., Fiore, F., Cinti, M. N., Dal Fiume, D., Nicastro, L., Orlandini, M., Palazzi, E., Rapisarda, M., Zavattini, G., Jager, R., Parmar, A., Owens, A., Molendi, S., Cusumano, G., Maccarone, M. C., Giarrusso, S., Colletta, A., Antonelli, L. A., Giommi, P., Muller, J. M., Piro, L., and Butler, R. C. (1997). Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ -ray burst of 28 February 1997. *Nature*, 387(6635) :783–785.
- [Covino and Gotz, 2016] Covino, S. and Gotz, D. (2016). Polarization of prompt and afterglow emission of Gamma-Ray Bursts. *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 29(2) :205–244.
- [Crider et al., 1999] Crider, A., Liang, E. P., Preece, R. D., Briggs, M. S., Pendleton, G. N., Paciesas, W. S., Band, D. L., and Matteson, J. L. (1999). Spectral Hardness Decay with Respect to Fluence in BATSE Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 519(1) :206–213.
- [Cumani et al., 2019] Cumani, P., Hernanz, M., Kiener, J., Tatischeff, V., and Zoglauer, A. (2019). Background for a gamma-ray satellite on a low-Earth orbit. *Experimental Astronomy*, 47(3) :273–302.
- [Daigne and Mochkovitch, 1998] Daigne, F. and Mochkovitch, R. (1998). Gamma-ray bursts from internal shocks in a relativistic wind : temporal and spectral properties. *MNRAS*, 296(2) :275–286.
- [Daigne and Mochkovitch, 2003] Daigne, F. and Mochkovitch, R. (2003). The physics of pulses in gamma-ray bursts : emission processes, temporal profiles and time-lags. *MNRAS*, 342(2) :587–592.
- [de Angelis et al., 2018] de Angelis, A., Tatischeff, V., Grenier, I. A., McEnery, J., Mallamaci, M., Tavani, M., Oberlack, U., Hanlon, L., Walter, R., Argan, A., von Ballmoos, P., Bulgarelli, A., Bykov, A., Hernanz, M., Kanbach, G., Kuvvetli, I., Pearce, M., Zdziarski, A., Conrad, J., Ghisellini, G., Harding, A., Isern, J., Leising, M., Longo, F., Madejski, G., Martinez, M., Mazziotta, M. N., Paredes, J. M., Pohl, M., Rando, R., Razzano, M., Aboudan, A., Ackermann, M., Addazi, A., Ajello, M., Albertus, C., Álvarez, J. M., Ambrosi, G., Antón, S., Antonelli, L. A., Babic, A., Baibussinov, B., Balbo, M., Baldini, L., Balman, S., Bambi, C., Barres de Almeida, U., Barrio, J. A., Bartels, R., Bastieri, D., Bednarek, W., Bernard, D., Bernardini, E., Bernasconi, T., Bertucci, B., Biland, A., Bissaldi, E., Boettcher, M., Bonvicini, V., Bosch-Ramon, V., Bottacini, E., Bozhilov, V., Bretz, T., Branchesi, M., Brdar, V., Bringmann, T., Brogna, A., Budtz Jørgensen, C., Busetto, G., Buson, S., Busso, M., Caccianiga, A., Camera, S., Campana, R., Caraveo, P., Cardillo, M., Carlson, P., Celestin, S., Cermeño, M., Chen, A., Cheung, C. C., Churazov, E., Ciprini, S., Coc, A., Colafrancesco, S., Coleiro, A., Collmar, W., Coppi, P., Curado da Silva, R., Cutini, S., D'Ammando, F., de Lotto, B., de Martino, D., De Rosa, A., Del Santo, M., Delgado, L., Diehl, R., Dietrich, S., Dolgov, A. D., Domínguez, A., Dominis Prester, D., Donnarumma, I., Dorner, D., Doró, M., Dutra, M., Elsaesser, D., Fabrizio, M., Fernández-Barral, A., Fioretti, V., Foffano, L., Formato, V., Fornengo, N., Foschini, L., Franceschini, A., Franckowiak, A., Funk, S., Fuschino, F., Gaggero, D., Galanti, G., Gargano, F., Gasparrini, D., Gehrz, R., Giammaria, P., Giglietto, N., Giommi, P., Giordano, F., Giroletti, M., Ghirlanda, G., Godinovic, N., Gouiffés, C., Grove, J. E., Hamadache, C., Hartmann, D. H., Hayashida, M., Hryczuk, A., Jean, P., Johnson, T., José, J., Kaufmann, S., Khelifi, B., Kiener, J., Knödlse-der, J., Kole, M., Kopp, J., Kozhuharov, V., Labanti, C., Lalkovski, S., Laurent, P., Limousin, O., Linares, M., Lindfors, E., Lindner, M., Liu, J., Lombardi, S., Loparco, F., López-Coto, R., López Moya, M., Lott, B., Lubrano, P., Malyshev, D., Mankuzhiyil, N., Mannheim, K., Marchã, M. J., Marcianò, A., Marcote, B., Mariotti, M., Marisaldi, M., McBreen, S., Mereghetti, S., Merle, A., Mignani, R., Minervini, G., Moiseev, A., Morselli, A., Moura, F., Nakazawa, K., Nava, L., Nieto, D., Orienti, M., Orío, M., Orlando, E., Orleanski, P., Paiano, S., Paoletti, R., Papitto, A., Pasquato, M., Patricelli, B., Pérez-García, M. Á., Persic, M., Piano, G., Pichel, A., Pimenta, M., Pittori, C., Porter, T., Poutanen, J., Prandini, E., Prantzos, N., Produit, N.,

- Profumo, S., Queiroz, F. S., Rainó, S., Raklev, A., Regis, M., Reichardt, I., Rephaeli, Y., Rico, J., Rodejohann, W., Rodriguez Fernandez, G., Roncadelli, M., Roso, L., Rovero, A., Ruffini, R., Sala, G., Sánchez-Conde, M. A., Santangelo, A., Saz Parkinson, P., Sbarrato, T., Shearer, A., Shellard, R., Short, K., Siegert, T., Siqueira, C., Spinelli, P., Stamerra, A., Starrfield, S., Strong, A., Strümke, I., Tavecchio, F., Taverna, R., Terzić, T., Thompson, D. J., Tibolla, O., Torres, D. F., Turolla, R., Ulyanov, A., Ursi, A., Vacchi, A., van den Abeele, J., Vankova-Kirilovai, G., Venter, C., Verrecchia, F., Vincent, P., Wang, X., Weniger, C., Wu, X., Zaharijaš, G., Zampieri, L., Zane, S., Zimmer, S., Zoglauer, A., and E-Astrogam Collaboration (2018). Science with e-ASTROGAM. A space mission for MeV-GeV gamma-ray astrophysics. *Journal of High Energy Astrophysics*, 19 :1–106.
- [De Angelis et al., 2017] De Angelis, A., Tatischeff, V., Tavani, M., Oberlack, U., Grenier, I., Hanlon, L., Walter, R., Argan, A., von Ballmoos, P., Bulgarelli, A., Donnarumma, I., Hernanz, M., Kuvvetli, I., Pearce, M., Zdziarski, A., Aboudan, A., Ajello, M., Ambrosi, G., Bernard, D., Bernardini, E., Bonvicini, V., Brogna, A., Branchesi, M., Budtz-Jorgensen, C., Bykov, A., Campana, R., Cardillo, M., Coppi, P., De Martino, D., Diehl, R., Doro, M., Fioretti, V., Funk, S., Ghisellini, G., Grove, E., Hamadache, C., Hartmann, D. H., Hayashida, M., Isern, J., Kanbach, G., Kiener, J., Knödlseeder, J., Labanti, C., Laurent, P., Limousin, O., Longo, F., Mannheim, K., Marisaldi, M., Martinez, M., Mazziotta, M. N., McEnery, J., Mereghetti, S., Minervini, G., Moiseev, A., Morselli, A., Nakazawa, K., Orleanski, P., Paredes, J. M., Patricelli, B., Peyré, J., Piano, G., Pohl, M., Ramarijaona, H., Rando, R., Reichardt, I., Roncadelli, M., Silva, R., Tavecchio, F., Thompson, D. J., Turolla, R., Ulyanov, A., Vacchi, A., Wu, X., and Zoglauer, A. (2017). The e-ASTROGAM mission. Exploring the extreme Universe with gamma rays in the MeV - GeV range. *Experimental Astronomy*, 44(1) :25–82.
- [Diehl et al., 2006a] Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Lichti, G. G., Schönfelder, V., Strong, A. W., von Kienlin, A., Wang, W., Jean, P., Knödlseeder, J., Roques, J.-P., Weidenspointner, G., Schanne, S., Hartmann, D. H., Winkler, C., and Wunderer, C. (2006a). Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy. *Nature*, 439(7072) :45–47.
- [Diehl et al., 2006b] Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Strong, A. W., Wang, W., Jean, P., Lichti, G. G., Knödlseeder, J., Roques, J. P., Schanne, S., Schönfelder, V., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., Winkler, C., and Wunderer, C. (2006b). ^{26}Al in the inner Galaxy. Large-scale spectral characteristics derived with SPI/INTEGRAL. *A&A*, 449(3) :1025–1031.
- [Diehl et al., 2015] Diehl, R., Siegert, T., Hillebrandt, W., Krause, M., Greiner, J., Maeda, K., Röpke, F. K., Sim, S. A., Wang, W., and Zhang, X. (2015). SN2014J gamma rays from the ^{56}Ni decay chain. *A&A*, 574 :A72.
- [Fenimore et al., 1995] Fenimore, E. E., in 't Zand, J. J. M., Norris, J. P., Bonnell, J. T., and Nemirosso, R. J. (1995). Gamma-Ray Burst Peak Duration as a Function of Energy. *ApJ*, 448 :L101.
- [Fuschino et al., 2019] Fuschino, F., Campana, R., Labanti, C., Evangelista, Y., Feroci, M., Burderi, L., Fiore, F., Ambrosino, F., Baldazzi, G., Bellutti, P., Bertacin, R., Bertuccio, G., Borghi, G., Cirrincione, D., Cauz, D., Ficorella, F., Fiorini, M., Gandola, M., Grassi, M., Guzman, A., Rosa, G. L., Lavagna, M., Lunghi, P., Malcovati, P., Morgante, G., Negri, B., Pauletta, G., Piazzolla, R., Picciotto, A., Pirrotta, S., Pliego-Caballero, S., Puccetti, S., Rachevski, A., Rashedvskaya, I., Rignanese, L., Salatti, M., Santangelo, A., Silvestrini, S., Sottile, G., Tenzer, C., Vacchi, A., Zampa, G., Zampa, N., and Zorzi, N. (2019). HERMES : An ultra-wide band X and gamma-ray transient monitor on board a nano-satellite constellation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 936 :199–203.
- [Galama et al., 1998] Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., Augusteijn, T., Bönhardt, H., Brewer, J. P., Doublier, V., Gonzalez, J. F., Leibundgut, B., Lidman, C., Hainaut, O. R., Patat, F., Heise, J., in't Zand, J., Hurley, K., Groot, P. J., Strom, R. G., Mazzali, P. A., Iwamoto, K., Nomoto, K., Umeda, H., Nakamura, T., Young, T. R., Suzuki, T.,

- Shigeyama, T., Koshut, T., Kippen, M., Robinson, C., de Wildt, P., Wijers, R. A. M. J., Tanvir, N., Greiner, J., Pian, E., Palazzi, E., Frontera, F., Masetti, N., Nicastro, L., Feroci, M., Costa, E., Piro, L., Peterson, B. A., Tinney, C., Boyle, B., Cannon, R., Stathakis, R., Sadler, E., Begam, M. C., and Ianna, P. (1998). An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998. *Nature*, 395(6703) :670–672.
- [Goldstein et al., 2013] Goldstein, A., Preece, R. D., Mallozzi, R. S., Briggs, M. S., Fishman, G. J., Kouveliotou, C., Paciesas, W. S., and Burgess, J. M. (2013). The BATSE 5B Gamma-Ray Burst Spectral Catalog. *ApJS*, 208(2) :21.
- [Goodman, 1986] Goodman, J. (1986). Are gamma-ray bursts optically thick? *ApJ*, 308 :L47.
- [Gostojić et al., 2016] Gostojić, A., Tatischeff, V., Kiener, J., Hamadache, C., Peyré, J., Karkour, N., Linget, D., Gibelin, L., Lafay, X., and Grave, X. (2016). Characterization of LaBr₃:Ce and CeBr₃ calorimeter modules for 3D imaging in gamma-ray astronomy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 832 :24–42.
- [Götz et al., 2013] Götz, D., Covino, S., Fernández-Soto, A., Laurent, P., and Bošnjak, Ž. (2013). The polarized gamma-ray burst GRB 061122. *MNRAS*, 431(4) :3550–3556.
- [Götz et al., 2014] Götz, D., Laurent, P., Antier, S., Covino, S., D’Avanzo, P., D’Elia, V., and Melandri, A. (2014). GRB 140206A : the most distant polarized gamma-ray burst. *MNRAS*, 444(3) :2776–2782.
- [Götz et al., 2009] Götz, D., Laurent, P., Lebrun, F., Daigne, F., and Bošnjak, Ž. (2009). Variable Polarization Measured in the Prompt Emission of GRB 041219A Using IBIS on Board INTEGRAL. *ApJ*, 695(2) :L208–L212.
- [Gruber et al., 2014] Gruber, D., Goldstein, A., Weller von Ahlefeld, V., Narayana Bhat, P., Bisaldi, E., Briggs, M. S., Byrne, D., Cleveland, W. H., Connaughton, V., Diehl, R., Fishman, G. J., Fitzpatrick, G., Foley, S., Gibby, M., Giles, M. M., Greiner, J., Guiriec, S., van der Horst, A. J., von Kienlin, A., Kouveliotou, C., Layden, E., Lin, L., Meegan, C. A., McGlynn, S., Paciesas, W. S., Pelassa, V., Preece, R. D., Rau, A., Wilson-Hodge, C. A., Xiong, S., Younes, G., and Yu, H.-F. (2014). The Fermi GBM Gamma-Ray Burst Spectral Catalog : Four Years of Data. *ApJS*, 211(1) :12.
- [Gupta et al., 2022] Gupta, R., Gupta, S., Chattopadhyay, T., Lipunov, V., Castro-Tirado, A. J., Bhattacharya, D., Pandey, S. B., Oates, S. R., Kumar, A., Hu, Y. D., Valeev, A. F., Minaev, P. Y., Kumar, H., Vinko, J., Dimple, Sharma, V., Aryan, A., Castellón, A., Gabovich, A., Moskvitin, A., Ordasi, A., Pál, A., Pozanenko, A., Zhang, B. B., Kumar, B., Svinkin, D., Saraogi, D., Vlasenko, D., Fernández-García, E., Gorbovskoy, E., Anupama, G. C., Misra, K., Sárneczky, K., Kriskovics, L., Castro-Tirado, M. Á., Caballero-García, M. D., Tiurina, N., Balanutsa, P., Lopez, R. R., Sánchez-Ramírez, R., Szakáts, R., Belkin, S., Guziy, S., Iyyani, S., Tiwari, S. N., Vadawale, S. V., Sun, T., Bhalerao, V., Kornilov, V., and Sokolov, V. V. (2022). Probing into emission mechanisms of GRB 190530A using time-resolved spectra and polarization studies : synchrotron origin? *MNRAS*, 511(2) :1694–1713.
- [Harris et al., 2005] Harris, M. J., Knödseder, J., Jean, P., Cisana, E., Diehl, R., Lichti, G. G., Roques, J. P., Schanne, S., and Weidenspointner, G. (2005). Detection of γ -ray lines from interstellar ⁶⁰Fe by the high resolution spectrometer SPI. *A&A*, 433(3) :L49–L52.
- [Hurley et al., 2011] Hurley, K., Briggs, M. S., Kippen, R. M., Kouveliotou, C., Fishman, G., Meegan, C., Cline, T., Trombka, J., McClanahan, T., Boynton, W., Starr, R., McNutt, R., and Boër, M. (2011). The Interplanetary Network Supplement to the Burst and Transient Source Experiment 5B Catalog of Cosmic Gamma-Ray Bursts. *ApJS*, 196(1) :1.
- [Kierans et al., 2016] Kierans, C., Boggs, S., Chiu, J. L., Lowell, A., Sleator, C., Tomsick, J. A., Zoglauer, A., Amman, M., Chang, H. K., Tseng, C. H., Yang, C. Y., Lin, C. H., Jean, P., and

- von Ballmoos, P. (2016). The 2016 Super Pressure Balloon flight of the Compton Spectrometer and Imager. In *11th INTEGRAL Conference Gamma-Ray Astrophysics in Multi-Wavelength Perspective*, page 75.
- [Kippen et al., 1998] Kippen, R. M., Ryan, J. M., Connors, A., Hartmann, D. H., Winkler, C., Kuiper, L., Varendorff, M., McConnell, M. L., Hurley, K., Hermsen, W., and Schönfelder, V. (1998). The Locations of Gamma-Ray Bursts Measured by COMPTEL. *ApJ*, 492(1) :246–262.
- [Kislat et al., 2015] Kislat, F., Clark, B., Beilicke, M., and Krawczynski, H. (2015). Analyzing the data from X-ray polarimeters with Stokes parameters. *Astroparticle Physics*, 68 :45–51.
- [Klebesadel et al., 1973] Klebesadel, R. W., Strong, I. B., and Olson, R. A. (1973). Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *ApJ*, 182 :L85.
- [Knödseder et al., 2005] Knödseder, J., Jean, P., Lonjou, V., Weidenspointner, G., Guessoum, N., Gillard, W., Skinner, G., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., Roques, J. P., Schanne, S., Teegarden, B., Schönfelder, V., and Winkler, C. (2005). The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission. *A&A*, 441(2) :513–532.
- [Kobayashi et al., 1997] Kobayashi, S., Piran, T., and Sari, R. (1997). Can Internal Shocks Produce the Variability in Gamma-Ray Bursts? *ApJ*, 490 :92.
- [Kole et al., 2020] Kole, M., De Angelis, N., Berlato, F., Burgess, J. M., Gauvin, N., Greiner, J., Hajdas, W., Li, H. C., Li, Z. H., Pollo, A., Produit, N., Rybka, D., Song, L. M., Sun, J. C., Szabelski, J., Tymieniecka, T., Wang, Y. H., Wu, B. B., Wu, X., Xiong, S. L., Zhang, S. N., and Zhang, Y. J. (2020). The POLAR gamma-ray burst polarization catalog. *A&A*, 644 :A124.
- [Kouveliotou et al., 1993] Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., Bhat, N. P., Briggs, M. S., Koshut, T. M., Paciesas, W. S., and Pendleton, G. N. (1993). Identification of Two Classes of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 413 :L101.
- [Laurent et al., 2011a] Laurent, P., Götz, D., Binétruy, P., Covino, S., and Fernandez-Soto, A. (2011a). Constraints on Lorentz Invariance Violation using integral/IBIS observations of GRB041219A. *Phys. Rev. D*, 83(12) :121301.
- [Laurent et al., 2011b] Laurent, P., Rodriguez, J., Wilms, J., Cadolle Bel, M., Pottschmidt, K., and Grinberg, V. (2011b). Polarized Gamma-Ray Emission from the Galactic Black Hole Cygnus X-1. *Science*, 332(6028) :438.
- [Laviron et al., 2021] Laviron, A., Gourlaouen, V., Hamadache, C., Hiver, C., Kiener, J., Peyré, J., and Tatischeff, V. (2021). Optimization of CeBr₃ position-sensitive calorimeter module. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1007 :165379.
- [Lei et al., 1997] Lei, F., Dean, A. J., and Hills, G. L. (1997). Compton Polarimetry in Gamma-Ray Astronomy. *Space Sci. Rev.*, 82 :309–388.
- [Li et al., 2022] Li, H.-C., Produit, N., Zhang, S.-N., Kole, M., Sun, J.-C., Ge, M.-Y., De Angelis, N., Hulsman, J., Li, Z.-H., Song, L.-M., Tymieniecka, T., Wu, B.-B., Wu, X., Wang, Y.-H., Xiong, S.-L., Zhang, Y.-J., Zhao, Y., and Zheng, S.-J. (2022). Gamma-Ray Polarimetry of the Crab Pulsar Observed by POLAR. *MNRAS*.
- [Lien et al., 2016] Lien, A., Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., Cannizzo, J. K., Chen, K., Collins, N. R., Cummings, J. R., Gehrels, N., Krimm, H. A., Markwardt, C. B., Palmer, D. M., Stamatikos, M., Troja, E., and Ukwatta, T. N. (2016). The Third Swift Burst Alert Telescope Gamma-Ray Burst Catalog. *ApJ*, 829(1) :7.
- [Lowell et al., 2017] Lowell, A. W., Boggs, S. E., Chiu, C. L., Kierans, C. A., Sleator, C., Tomsick, J. A., Zoglauer, A. C., Chang, H. K., Tseng, C. H., Yang, C. Y., Jean, P., von Ballmoos, P., Lin, C. H., and Amman, M. (2017). Polarimetric Analysis of the Long Duration Gamma-Ray Burst GRB 160530A With the Balloon Borne Compton Spectrometer and Imager. *ApJ*, 848(2) :119.

- [Lundman et al., 2014] Lundman, C., Pe’er, A., and Ryde, F. (2014). Polarization properties of photospheric emission from relativistic, collimated outflows. *MNRAS*, 440(4) :3292–3308.
- [MacLachlan et al., 2013] MacLachlan, G. A., Shenoy, A., Sonbas, E., Dhuga, K. S., Cobb, B. E., Ukwatta, T. N., Morris, D. C., Eskandarian, A., Maximon, L. C., and Parke, W. C. (2013). Minimum variability time-scales of long and short GRBs. *MNRAS*, 432(2) :857–865.
- [Mallozzi, 2018] Mallozzi, R. S. (2018). BATSE Gamma Ray Burst Light Curves. <https://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/lightcurve/>.
- [Matta et al., 2016] Matta, A., Morfouace, P., de Séréville, N., Flavigny, F., Labiche, M., and Shearman, R. (2016). NPTool : a simulation and analysis framework for low-energy nuclear physics experiments. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 43(4) :045113.
- [McConnell, 2017] McConnell, M. L. (2017). High energy polarimetry of prompt GRB emission. *New A Rev.*, 76 :1–21.
- [McEnery et al., 2019] McEnery, J., van der Horst, A., Dominguez, A., Moiseev, A., Marcowith, A., Harding, A., Lien, A., Giuliani, A., Inglis, A., Ansoldi, S., Stamerra, A., Manousakis, A., Strong, A., Bambi, C., Patricelli, B., Baring, M., Barrio, J. A., Bastieri, D., Fields, B., Beacom, J., Beckmann, V., Bednarek, W., Rani, B., Boggs, S., Bolotnikov, A., Cenko, S. B., Buckley, J., Grefenstette, B., Hui, M., Pittori, C., Prescod-Weinstein, C., Shrader, C., Gouiffes, C., Kierans, C., Wilson-Hodge, C., D’Ammando, F., Castro, D., Kocveski, D., Gasparrini, D., Thompson, D., Williams, D., De Angelis, A., Bernard, D., Digel, S., Morcuende, D., Charles, E., Bissaldi, E., Hays, E., Ferrara, E., Bozzo, E., Grove, E., Wulf, E., Bottacini, E., Caroli, E., Kislat, F., Oikonomou, F., Giordano, F., Longo, F., Fryer, C., Fukazawa, Y., Georganopoulos, M., De Nolfo, G., Vianello, G., Kanbach, G., Younes, G., Blumer, H., Hartmann, D., Hernanz, M., Takahashi, H., Li, H., Agudo, I., Moskalenko, I., Stumke, I., Grenier, I., Smith, J., Rodi, J., Perkins, J., Gelfand, J., Holder, J., Knodlseder, J., Kopp, J., Lenain, J.-P., Álvarez, J.-M., Metcalfe, J., Krizmanic, J., Stephen, J. B., Hewitt, J., Mitchell, J., Harding, P., Tomsick, J., Racusin, J., Finke, J., Kargaltsev, O., Klimenko, A. V., Krawczynski, H., Smith, K., Kubo, H., Di Venere, L., Marcotulli, L., Lommler, J., Parker, L., Baldini, L., Foffano, L., Zampieri, L., Tibaldo, L., Petropoulou, M., Ajello, M., Meyer, M., López, M., McConnell, M., Boettcher, M., Cardillo, M., Martinez, M., Kerr, M., Mazziotta, M. N., McEnery, J., Di Mauro, M., Wood, M., Meyer, E., Briggs, M., De Becker, M., Lovellette, M., Doro, M., Sanchez-Conde, M. A., Moss, M., Mizuno, T., Ribó, M., Nakazawa, K., Neilson, N. K., Auricchio, N., Omodei, N., Oberlack, U., Ohno, M., Orlando, E., Otte, N., Coppi, P., Blosier, P., Zhang, H., Laurent, P., Pohl, M., Prandini, E., Shawhan, P., Caputo, R., Campana, R., Rando, R., Woolf, R., Johnson, R., Mignani, R., Walter, R., Ojha, R., da Silva, R. C., Dietrich, S., Funk, S., Zane, S., Anton, S., Buson, S., Cutini, S., Saz Parkinson, P., Schirato, R., Griffin, S., Kaufmann, S., Stawarz, L., Ciprini, S., Del Sordo, S., Jones, S., Guiriec, S., Tajima, H., Cheung, T., The, L.-S., Venters, T., Porter, T., Linden, T., Barres, U., Paliya, V. S., Bozhilov, V., Vestrand, T., Tatischeff, V., Chen, W., Wang, X., Tanaka, Y., Uhm, L., Zhang, B., Zimmer, S., Zoglauer, A., and Wadiasingh, Z. (2019). All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory : Exploring the Extreme Multimessenger Universe. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 51, page 245.
- [McGlynn et al., 2007] McGlynn, S., Clark, D. J., Dean, A. J., Hanlon, L., McBreen, S., Willis, D. R., McBreen, B., Bird, A. J., and Foley, S. (2007). Polarisation studies of the prompt gamma-ray emission from GRB 041219a using the spectrometer aboard INTEGRAL. *A&A*, 466(3) :895–904.
- [McGlynn et al., 2009] McGlynn, S., Foley, S., McBreen, B., Hanlon, L., McBreen, S., Clark, D. J., Dean, A. J., Martin-Carrillo, A., and O’Connor, R. (2009). High energy emission and polarisation limits for the INTEGRAL burst GRB 061122. *A&A*, 499(2) :465–472.
- [Meegan et al., 1996] Meegan, C. A., Pendleton, G. N., Briggs, M. S., Kouveliotou, C., Koshut, T. M., Lestrade, J. P., Paciesas, W. S., McCollough, M. L., Brainerd, J. J., Horack, J. M., Hakkila,

- J., Henze, W., Preece, R. D., Mallozzi, R. S., and Fishman, G. J. (1996). The Third BATSE Gamma-Ray Burst Catalog. *ApJS*, 106 :65.
- [Metzger et al., 1997] Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Frail, D. A., Costa, E., and Frontera, F. (1997). Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the γ -ray burst of 8 May 1997. *Nature*, 387(6636) :878–880.
- [Norris et al., 1996] Norris, J. P., Nemiroff, R. J., Bonnell, J. T., Scargle, J. D., Kouveliotou, C., Paciesas, W. S., Meegan, C. A., and Fishman, G. J. (1996). Attributes of Pulses in Long Bright Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 459 :393.
- [Ohno et al., 2018] Ohno, M., Werner, N., Pál, A., Řípa, J., Galgóczi, G., Tarcai, N., Várhegyi, Z., Fukazawa, Y., Mizuno, T., Takahashi, H., Tanaka, K., Uchida, N., Torigoe, K., Nakazawa, K., Enoto, T., Odaka, H., Ichinohe, Y., Frei, Z., and Kiss, L. (2018). CAMELOT : design and performance verification of the detector concept and localization capability. In den Herder, J.-W. A., Nikzad, S., and Nakazawa, K., editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray*, volume 10699 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1069964.
- [Orsi et al., 2011] Orsi, S., Haas, D., Hajdas, W., Honkimäki, V., Lamanna, G., Lechanoine-Leluc, C., Marcinkowski, R., Pohl, M., Produit, N., Rapin, D., Suarez-Garcia, E., Rybka, D., and Vialle, J. P. (2011). Response of the Compton polarimeter POLAR to polarized hard X-rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 648(1) :139–154.
- [Paciesas et al., 1999] Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., Briggs, M. S., Kouveliotou, C., Koshut, T. M., Lestrade, J. P., McCollough, M. L., Brainerd, J. J., Hakkila, J., Henze, W., Preece, R. D., Connaughton, V., Kippen, R. M., Mallozzi, R. S., Fishman, G. J., Richardson, G. A., and Sahi, M. (1999). The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised). *ApJS*, 122(2) :465–495.
- [Paczynski, 1986] Paczynski, B. (1986). Gamma-ray bursters at cosmological distances. *ApJ*, 308 :L43–L46.
- [Palazzi et al., 1998] Palazzi, E., Pian, E., Masetti, N., Nicastro, L., Vreeswijk, P., Galama, T. J., Groot, P., Frontera, F., della Valle, M., Lidman, C., Kouveliotou, C., Pizzichini, G., van Paradijs, J., Pedersen, H., Mannucci, F., di Martino, M., Diercks, A. H., Deutsch, E. W., Amati, L., Benetti, S., Castro-Tirado, A. J., Clasen, J., Costa, E., dal Fiume, D., Falomo, R., Feroci, M., Fynbo, J., Heise, J., in 't Zand, J. J. M., Piro, L., Robinson, C., Tornikoski, M., Valtaoja, E., Zapatero-Osorio, M. R., Lamb, D., Quashnock, J., and van den Berk, D. (1998). Optical and near-infrared follow-up observations of GRB980329. *A&A*, 336 :L95–L99.
- [Pearce et al., 2019] Pearce, M., Eliasson, L., Kumar Iyer, N., Kiss, M., Kushwah, R., Larsson, J., Lundman, C., Mikhalev, V., Ryde, F., Stana, T. A., Takahashi, H., and Xie, F. (2019). Science prospects for SPHiNX - A small satellite GRB polarimetry mission. *Astroparticle Physics*, 104 :54–63.
- [Poolakkil et al., 2021] Poolakkil, S., Preece, R., Fletcher, C., Goldstein, A., Bhat, P. N., Bissaldi, E., Briggs, M. S., Burns, E., Cleveland, W. H., Giles, M. M., Hui, C. M., Kocevski, D., Lesage, S., Mailyan, B., Malacaria, C., Paciesas, W. S., Roberts, O. J., Veres, P., von Kienlin, A., and Wilson-Hodge, C. A. (2021). The Fermi-GBM Gamma-Ray Burst Spectral Catalog : 10 yr of Data. *ApJ*, 913(1) :60.
- [Rutledge and Fox, 2004] Rutledge, R. E. and Fox, D. B. (2004). Re-analysis of polarization in the γ -ray flux of GRB 021206. *MNRAS*, 350(4) :1288–1300.
- [Schoenfelder et al., 1993] Schoenfelder, V., Aarts, H., Bennett, K., de Boer, H., Clear, J., Collmar, W., Connors, A., Deerenberg, A., Diehl, R., von Dordrecht, A., den Herder, J. W., Hermesen, W., Kippen, M., Kuiper, L., Lichti, G., Lockwood, J., Macri, J., McConnell, M., Morris, D.,

- Much, R., Ryan, J., Simpson, G., Snelling, M., Stacy, G., Steinle, H., Strong, A., Swanenburg, B. N., Taylor, B., de Vries, C., and Winkler, C. (1993). Instrument Description and Performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *ApJS*, 86 :657.
- [Schoenfelder et al., 1996] Schoenfelder, V., Bennett, K., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W., Lichti, G., McConnell, M., Ryan, J., Strong, A., and Winkler, C. (1996). COMPTEL overview : Achievements and expectations. *A&AS*, 120 :13–21.
- [Schoenfelder et al., 1973] Schoenfelder, V., Hirner, A., and Schneider, K. (1973). A telescope for soft gamma ray astronomy. *Nuclear Instruments and Methods*, 107 :385–394.
- [Sharma et al., 2019] Sharma, V., Iyyani, S., Bhattacharya, D., Chattopadhyay, T., Rao, A. R., Aarthy, E., Vadawale, S. V., Mithun, N. P. S., Bhalerao, V. B., Ryde, F., and Pe’er, A. (2019). Time-varying Polarized Gamma-Rays from GRB 160821A : Evidence for Ordered Magnetic Fields. *ApJ*, 882(1) :L10.
- [Sharma et al., 2020] Sharma, V., Iyyani, S., Bhattacharya, D., Chattopadhyay, T., Vadawale, S. V., and Bhalerao, V. B. (2020). Spectropolarimetric analysis of prompt emission of GRB 160325A : jet with evolving environment of internal shocks. *MNRAS*, 493(4) :5218–5232.
- [Smith, 2019] Smith, J. (2019). BurstCube : Mission Concept, Performance, and Status. In *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, volume 36 of *International Cosmic Ray Conference*, page 604.
- [Spruit et al., 2001] Spruit, H. C., Daigne, F., and Drenkhahn, G. (2001). Large scale magnetic fields and their dissipation in GRB fireballs. *A&A*, 369 :694–705.
- [Stanek et al., 2003] Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M., Martini, P., Berlind, P., Caldwell, N., Challis, P., Brown, W. R., Schild, R., Krisciunas, K., Calkins, M. L., Lee, J. C., Hathi, N., Jansen, R. A., Windhorst, R., Echevarria, L., Eisenstein, D. J., Pindor, B., Olszewski, E. W., Harding, P., Holland, S. T., and Bersier, D. (2003). Spectroscopic Discovery of the Supernova 2003dh Associated with GRB 030329. *ApJ*, 591(1) :L17–L20.
- [Stern et al., 2001] Stern, B. E., Tikhomirova, Y., Kompaneets, D., Svensson, R., and Poutanen, J. (2001). An Off-Line Scan of the BATSE Daily Records and a Large Uniform Sample of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 563(1) :80–94.
- [Tatischeff et al., 2019] Tatischeff, V. et al. (2019). ComptonCAM. <https://international.andra.fr/sites/international/files/2019-08/Fiche%20projet%20COMPTON-CAM%20UK.pdf>.
- [The Theano Development Team et al., 2016] The Theano Development Team, Al-Rfou, R., Alain, G., Almahairi, A., Angermueller, C., Bahdanau, D., Ballas, N., Bastien, F., Bayer, J., Belikov, A., Belopolsky, A., Bengio, Y., Bergeron, A., Bergstra, J., Bisson, V., Blecher Snyder, J., Bouchard, N., Boulanger-Lewandowski, N., Bouthillier, X., de Brébisson, A., Breuleux, O., Carrier, P.-L., Cho, K., Chorowski, J., Christiano, P., Cooijmans, T., Côté, M.-A., Côté, M., Courville, A., Dauphin, Y. N., Delalleau, O., Demouth, J., Desjardins, G., Dieleman, S., Dinh, L., Ducoffe, M., Dumoulin, V., Ebrahimi Kahou, S., Erhan, D., Fan, Z., Firat, O., Germain, M., Glorot, X., Goodfellow, I., Graham, M., Gulcehre, C., Hamel, P., Harlouchet, I., Heng, J.-P., Hidasi, B., Honari, S., Jain, A., Jean, S., Jia, K., Korobov, M., Kulkarni, V., Lamb, A., Lamblin, P., Larsen, E., Laurent, C., Lee, S., Lefrancois, S., Lemieux, S., Léonard, N., Lin, Z., Livezey, J. A., Lorenz, C., Lowin, J., Ma, Q., Manzagol, P.-A., Mastropietro, O., McGibbon, R. T., Memisevic, R., van Merriënboer, B., Michalski, V., Mirza, M., Orlandi, A., Pal, C., Pascanu, R., Pezeshki, M., Raffel, C., Renshaw, D., Rocklin, M., Romero, A., Roth, M., Sadowski, P., Salvatier, J., Savard, F., Schlüter, J., Schulman, J., Schwartz, G., Vlad Serban, I., Serdyuk, D., Shabanian, S., Simon, É., Spieckermann, S., Ramana Subramanyam, S., Sygnowski, J., Tanguay, J., van Tulder, G., Turian, J., Urban, S., Vincent, P., Visin, F., de Vries, H., Warde-Farley,

- D., Webb, D. J., Willson, M., Xu, K., Xue, L., Yao, L., Zhang, S., and Zhang, Y. (2016). Theano : A Python framework for fast computation of mathematical expressions. *arXiv e-prints*, page arXiv :1605.02688.
- [Todd et al., 1974] Todd, R. W., Nightingale, J. M., and Everett, D. B. (1974). A proposed γ camera. *Nature*, 251(5471) :132–134.
- [Toma et al., 2009] Toma, K., Sakamoto, T., Zhang, B., Hill, J. E., McConnell, M. L., Bloser, P. F., Yamazaki, R., Ioka, K., and Nakamura, T. (2009). Statistical Properties of Gamma-Ray Burst Polarization. *ApJ*, 698(2) :1042–1053.
- [Tomsick et al., 2021] Tomsick, J., Boggs, S., Zoglauer, A., Lazar, H., Beechert, J., Gulick, H., Roberts, J., Siegert, T., Wulf, E., Sleator, C., Grove, J., Phlips, B., Brandt, T., Smale, A., Kierans, C., Hartmann, D., Leising, M., Ajello, M., Jean, P., von Ballmoos, P., Malzac, J., Burns, E., Fryer, C., Chang, H., Tavecchio, F., and Takahashi, T. (2021). The Compton Spectrometer and Imager Project for MeV Astronomy. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 53 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 315.01.
- [Ulyanov et al., 2017] Ulyanov, A., Morris, O., Roberts, O. J., Tobin, I., Hanlon, L., McBreen, S., Murphy, D., Nelms, N., and Shortt, B. (2017). Localisation of gamma-ray interaction points in thick monolithic CeBr₃ and LaBr₃ :Ce scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 844 :81–89.
- [van Paradijs et al., 1997] van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., Kouveliotou, C., Strom, R. G., Telting, J., Rutten, R. G. M., Fishman, G. J., Meegan, C. A., Pettini, M., Tanvir, N., Bloom, J., Pedersen, H., Nørdgaard-Nielsen, H. U., Linden-Vørnle, M., Melnick, J., Van der Steene, G., Bremer, M., Naber, R., Heise, J., in't Zand, J., Costa, E., Feroci, M., Piro, L., Frontera, F., Zavattini, G., Nicastro, L., Palazzi, E., Bennett, K., Hanlon, L., and Parmar, A. (1997). Transient optical emission from the error box of the γ -ray burst of 28 February 1997. *Nature*, 386(6626) :686–689.
- [Vedrenne et al., 2003] Vedrenne, G., Roques, J. P., Schönfelder, V., Mandrou, P., Lichti, G. G., von Kienlin, A., Cordier, B., Schanne, S., Knödlseeder, J., Skinner, G., Jean, P., Sanchez, F., Caraveo, P., Teegarden, B., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Paul, P., Matteson, J., Boggs, S., Wunderer, C., Leleux, P., Weidenspointner, G., Durouchoux, P., Diehl, R., Strong, A., Cassé, M., Clair, M. A., and André, Y. (2003). SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL. *A&A*, 411 :L63–L70.
- [von Kienlin et al., 2020] von Kienlin, A., Meegan, C. A., Paciesas, W. S., Bhat, P. N., Bissaldi, E., Briggs, M. S., Burns, E., Cleveland, W. H., Gibby, M. H., Giles, M. M., Goldstein, A., Hamburg, R., Hui, C. M., Kocevski, D., Mailyan, B., Malacaria, C., Poolakkil, S., Preece, R. D., Roberts, O. J., Veres, P., and Wilson-Hodge, C. A. (2020). The Fourth Fermi-GBM Gamma-Ray Burst Catalog : A Decade of Data. *ApJ*, 893(1) :46.
- [Řípa et al., 2019] Řípa, J., Galgóczi, G., Werner, N., Pál, A., Ohno, M., Mészáros, L., Mizuno, T., Tarcai, N., Torigoe, K., Uchida, N., Fukazawa, Y., Takahashi, H., Nakazawa, K., Hirade, N., Hirose, K., Hisadomi, S., Enoto, T., Odaka, H., Ichinohe, Y., Frei, Z., and Kiss, L. (2019). Estimation of the detected background by the future gamma ray transient mission CAMELOT. *Astronomische Nachrichten*, 340(7) :666–673.
- [Walker et al., 2000] Walker, K. C., Schaefer, B. E., and Fenimore, E. E. (2000). Gamma-Ray Bursts Have Millisecond Variability. *ApJ*, 537(1) :264–269.
- [Wang et al., 2007] Wang, W., Harris, M. J., Diehl, R., Halloin, H., Cordier, B., Strong, A. W., Kretschmer, K., Knödlseeder, J., Jean, P., Lichti, G. G., Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., and Wunderer, C. (2007). SPI observations of the diffuse ⁶⁰Fe emission in the Galaxy. *A&A*, 469(3) :1005–1012.

- [Wasti, 2020] Wasti, S. K. (2020). Data Analysis for a Balloon Borne Compton Polarimeter. *arXiv e-prints*, page arXiv :2012.12939.
- [Wei et al., 2016] Wei, J., Cordier, B., Antier, S., Antilogus, P., Atteia, J. L., Bajat, A., Basa, S., Beckmann, V., Bernardini, M. G., Boissier, S., Bouchet, L., Burwitz, V., Claret, A., Dai, Z. G., Daigne, F., Deng, J., Dornic, D., Feng, H., Foglizzo, T., Gao, H., Gehrels, N., Godet, O., Goldwurm, A., Gonzalez, F., Gosset, L., Götz, D., Gouiffes, C., Grise, F., Gros, A., Guilet, J., Han, X., Huang, M., Huang, Y. F., Jouret, M., Klotz, A., La Marle, O., Lachaud, C., Le Floch, E., Lee, W., Leroy, N., Li, L. X., Li, S. C., Li, Z., Liang, E. W., Lyu, H., Mercier, K., Migliori, G., Mochkovitch, R., O'Brien, P., Osborne, J., Paul, J., Perinati, E., Petitjean, P., Piron, F., Qiu, Y., Rau, A., Rodriguez, J., Schanne, S., Tanvir, N., Vangioni, E., Vergani, S., Wang, F. Y., Wang, J., Wang, X. G., Wang, X. Y., Watson, A., Webb, N., Wei, J. J., Willingale, R., Wu, C., Wu, X. F., Xin, L. P., Xu, D., Yu, S., Yu, W. F., Yu, Y. W., Zhang, B., Zhang, S. N., Zhang, Y., and Zhou, X. L. (2016). The Deep and Transient Universe in the SVOM Era : New Challenges and Opportunities - Scientific prospects of the SVOM mission. *arXiv e-prints*, page arXiv :1610.06892.
- [Weidenspointner et al., 2006] Weidenspointner, G., Shrader, C. R., Knödlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., Guessoum, N., Diehl, R., Gillard, W., Harris, M. J., Skinner, G. K., von Ballmoos, P., Verdrenne, G., Roques, J. P., Schanne, S., Sizun, P., Teegarden, B. J., Schönfelder, V., and Winkler, C. (2006). The sky distribution of positronium annihilation continuum emission measured with SPI/INTEGRAL. *A&A*, 450(3) :1013–1021.
- [Weidenspointner et al., 2008] Weidenspointner, G., Skinner, G., Jean, P., Knödlseeder, J., von Ballmoos, P., Bignami, G., Diehl, R., Strong, A. W., Cordier, B., Schanne, S., and Winkler, C. (2008). An asymmetric distribution of positrons in the Galactic disk revealed by γ -rays. *Nature*, 451(7175) :159–162.
- [Weisskopf et al., 2006] Weisskopf, M. C., Elsner, R. F., Hanna, D., Kaspi, V. M., O'Dell, S. L., Pavlov, G. G., and Ramsey, B. D. (2006). The prospects for X-ray polarimetry and its potential use for understanding neutron stars. *arXiv e-prints*, pages astro-ph/0611483.
- [Wen et al., 2019] Wen, J., Long, X., Zheng, X., An, Y., Cai, Z., Cang, J., Che, Y., Chen, C., Chen, L., Chen, Q., Chen, Z., Cheng, Y., Deng, L., Deng, W., Ding, W., Du, H., Duan, L., Gan, Q., Gao, T., Gao, Z., Han, W., Han, Y., He, X., He, X., Hou, L., Hu, F., Hu, J., Huang, B., Huang, D., Huang, X., Jia, S., Jiang, Y., Jin, Y., Li, K., Li, S., Li, Y., Liang, J., Liang, Y., Lin, W., Liu, C., Liu, G., Liu, M., Liu, R., Liu, T., Liu, W., Lu, D., Lu, P., Lu, Z., Luo, X., Ma, S., Ma, Y., Mao, X., Mo, Y., Nie, Q., Qu, S., Shan, X., Shi, G., Song, W., Sun, Z., Tan, X., Tang, S., Tao, M., Wang, B., Wang, Y., Wang, Z., Wu, Q., Wu, X., Xia, Y., Xiao, H., Xie, W., Xu, D., Xu, R., Xu, W., Yan, L., Yan, S., Yang, D., Yang, H., Yang, H., Yang, Y.-S., Yang, Y., Yao, L., Yu, H., Yu, Y., Zhang, A., Zhang, B., Zhang, L., Zhang, M., Zhang, S., Zhang, T., Zhang, Y., Zhao, Q., Zhao, R., Zheng, S., Zhou, X., Zhu, R., Zou, Y., An, P., Cai, Y., Chen, H., Dai, Z., Fan, Y., Feng, C., Feng, H., Gao, H., Huang, L., Kang, M., Li, L., Li, Z., Liang, E., Lin, L., Lin, Q., Liu, C., Liu, H., Liu, X., Liu, Y., Lu, X., Mao, S., Shen, R., Shu, J., Su, M., Sun, H., Tam, P.-H., Tang, C.-P., Tian, Y., Wang, F., Wang, J., Wang, W., Wang, Z., Wu, J., Wu, X., Xiong, S., Xu, C., Yu, J., Yu, W., Yu, Y., Zeng, M., Zeng, Z., Zhang, B.-B., Zhang, B., Zhao, Z., Zhou, R., and Zhu, Z. (2019). GRID : a student project to monitor the transient gamma-ray sky in the multi-messenger astronomy era. *Experimental Astronomy*, 48(1) :77–95.
- [Werner et al., 2018] Werner, N., Řípa, J., Pál, A., Ohno, M., Tarcai, N., Torigoe, K., Tanaka, K., Uchida, N., Mészáros, L., Galgóczi, G., Fukazawa, Y., Mizuno, T., Takahashi, H., Nakazawa, K., Várhegyi, Z., Enoto, T., Odaka, H., Ichinohe, Y., Frei, Z., and Kiss, L. (2018). CAMELOT : Cubesats Applied for MEasuring and LOcalising Transients mission overview. In *Proceedings of the SPIE*, volume 10699 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 106992P.

- [Wigger et al., 2004] Wigger, C., Hajdas, W., Arzner, K., Güdel, M., and Zehnder, A. (2004). Gamma-Ray Burst Polarization : Limits from RHESSI Measurements. *ApJ*, 613(2) :1088–1100.
- [Willis et al., 2005] Willis, D. R., Barlow, E. J., Bird, A. J., Clark, D. J., Dean, A. J., McConnell, M. L., Moran, L., Shaw, S. E., and Sguera, V. (2005). Evidence of polarisation in the prompt gamma-ray emission from GRB 930131 and GRB 960924. *A&A*, 439(1) :245–253.
- [Winkler et al., 2003] Winkler, C., Courvoisier, T. J. L., Di Cocco, G., Gehrels, N., Giménez, A., Grebenev, S., Hermsen, W., Mas-Hesse, J. M., Lebrun, F., Lund, N., Palumbo, G. G. C., Paul, J., Roques, J. P., Schnopper, H., Schönfelder, V., Sunyaev, R., Teegarden, B., Ubertini, P., Verdrenne, G., and Dean, A. J. (2003). The INTEGRAL mission. *A&A*, 411 :L1–L6.
- [Yonetoku et al., 2011a] Yonetoku, D., Murakami, T., Gunji, S., Mihara, T., Sakashita, T., Morihara, Y., Kikuchi, Y., Takahashi, T., Fujimoto, H., Toukairin, N., Kodama, Y., Kubo, S., and Ikaros Demonstration Team (2011a). Gamma-Ray Burst Polarimeter (GAP) aboard the Small Solar Power Sail Demonstrator IKAROS. *PASJ*, 63 :625.
- [Yonetoku et al., 2012] Yonetoku, D., Murakami, T., Gunji, S., Mihara, T., Toma, K., Morihara, Y., Takahashi, T., Wakashima, Y., Yonemochi, H., Sakashita, T., Toukairin, N., Fujimoto, H., and Kodama, Y. (2012). Magnetic Structures in Gamma-Ray Burst Jets Probed by Gamma-Ray Polarization. *ApJ*, 758(1) :L1.
- [Yonetoku et al., 2011b] Yonetoku, D., Murakami, T., Gunji, S., Mihara, T., Toma, K., Sakashita, T., Morihara, Y., Takahashi, T., Toukairin, N., Fujimoto, H., Kodama, Y., Kubo, S., and IKAROS Demonstration Team (2011b). Detection of Gamma-Ray Polarization in Prompt Emission of GRB 100826A. *ApJ*, 743(2) :L30.
- [Zhang et al., 2019] Zhang, S.-N., Kole, M., Bao, T.-W., Batsch, T., Bernasconi, T., Cadoux, F., Chai, J.-Y., Dai, Z.-G., Dong, Y.-W., Gauvin, N., Hajdas, W., Lan, M.-X., Li, H.-C., Li, L., Li, Z.-H., Liu, J.-T., Liu, X., Marcinkowski, R., Produit, N., Orsi, S., Pohl, M., Rybka, D., Shi, H.-L., Song, L.-M., Sun, J.-C., Szabelski, J., Tymieniecka, T., Wang, R.-J., Wang, Y.-H., Wen, X., Wu, B.-B., Wu, X., Wu, X.-F., Xiao, H.-L., Xiong, S.-L., Zhang, L.-Y., Zhang, L., Zhang, X.-F., Zhang, Y.-J., and Zwolinska, A. (2019). Detailed polarization measurements of the prompt emission of five gamma-ray bursts. *Nature Astronomy*, 3 :258–264.
- [Zoglauer et al., 2006] Zoglauer, A., Andritschke, R., and Schopper, F. (2006). MEGALib The Medium Energy Gamma-ray Astronomy Library. *New A Rev.*, 50(7-8) :629–632.
- [Zoglauer, 2006] Zoglauer, A. C. (2006). *First light for the next generation of Compton and pair telescopes : Development of new techniques for the data analysis of combined Compton and pair telescopes and their application to the MEGA prototype*. PhD thesis, -.

Annexe A

Logiciels utilisés et développés

Le but de cette annexe est de rendre compte synthétiquement des programmes existants au moment de la rédaction et de leurs principales fonctionnalités. Une première partie A.1 se concentre sur le module calorimètre, et décrit les programmes d'acquisition et d'analyse des données utilisés dans le chapitre 3. La partie A.2 donne quelques éléments de compréhension des algorithmes d'analyse des données utilisés au chapitre 4. Enfin, la partie A.3 résume brièvement les tests préliminaires effectués avec deux modules calorimètres, les algorithmes d'analyse de données développés durant ces tests et les résultats obtenus.

A.1 Calorimètre

Dans cette section je présente les programmes existants, utilisés ou obsolètes, pour l'acquisition et l'analyse des données du module calorimètre. Les principaux développements de logiciels que j'ai menés concernent l'analyse de données, en particulier pour la reconstruction de la position de première interaction en utilisant des réseaux de neurones artificiels, discutés dans la section 3.3. Le but de ces programmes est d'acquérir et de préparer les données en vue d'une utilisation pour entraîner ou quantifier la performance d'un réseau de neurones artificiels.

A.1.1 Acquisition des données

L'acquisition de données avec le module calorimètre se fait à l'aide d'un logiciel développé sous Labview. Il permet de téléverser la configuration souhaitée dans l'électronique ROSMAP en utilisant un protocole TCP et de lire les données envoyées par le ROSMAP avec un protocole UDP. Il permet également, avant le début de l'acquisition, de déclencher la lecture d'une voie sans que cela ne corresponde nécessairement à un événement. Cela permet de connaître la valeur lue sur une voie en l'absence d'un événement, qu'on appelle "piédestal". En pratique, on fait la moyenne de plusieurs lectures, en général 250 par voie. Ce programme permet d'enregistrer les trames de données correspondantes et de soustraire les piédestaux calculés pour afficher un spectre en temps réel. Les données brutes peuvent également être enregistrées dans un fichier, dans un format ASCII ou binaire, avec ou sans réencapsulation dans une trame MFM spécifique à ce programme. L'acquisition peut être programmée pour s'arrêter automatiquement après un certain nombre d'événements, mais il n'est pas possible de programmer une acquisition pour une durée donnée.

Un programme de contrôle du banc de scan a été développé sous Labview. Il permet de contrôler de manière automatique la position du support de module calorimètre selon deux axes en envoyant par une connexion RS-232 une commande de position au format ASCII au microcontrôleur Arduino. Une fois que le banc de scan a confirmé avoir fini son déplacement, le programme lance une acquisition de données. Pour ce faire, il utilise le programme d'acquisition de données décrit ci-dessus. Une fois l'acquisition terminée, le banc de scan peut se déplacer à nouveau. L'ensemble des positions auxquelles le banc de scan va acquérir des données est défini à l'avance dans un fichier ASCII, et le nombre d'évènements à acquérir à chaque position est renseigné en début d'acquisition. Cette procédure génère donc un fichier par position, et chaque fichier contient le même nombre d'évènements.

Après l'acquisition, les données sont pré-traitées par un autre programme Labview. La première étape de ce pré-traitement est de soustraire les piédestaux aux données brutes. Ce programme permet de le faire automatiquement sur tous les fichiers générés lors d'un scan. Il contient aussi d'autres fonctionnalités, comme la possibilité de faire une sélection en énergie, par exemple pour ne conserver que les évènements du pic de pleine énergie. L'accès aux données brutes lui permet aussi de calculer le temps passé à chaque position mécanique en comparant les valeurs d'horloge de l'ordinateur, qui est enregistrée à chaque évènement. La sortie de ce programme est un dossier contenant un fichier ASCII par fichier d'entrée.

A.1.2 Analyse des données

J'ai réimplémenté toutes les fonctionnalités qui ne nécessitent pas d'avoir accès aux données brutes en python dans la bibliothèque d'analyse de données `nnio.py` décrite ci-après.

Les fichiers ASCII générés après soustraction des piédestaux étaient relus par le programme fortran `mkEventsV.f`. Il contient plusieurs fonctionnalités, listées ci-après :

- Appliquer une correction de la non-uniformité du gain des anodes
- Appliquer la calibration charge-ADC de chaque voie aux données
- Réduire la quantité d'évènements dûs à la radioactivité ambiante en supprimant des données les évènements dont le barycentre (défini dans la section 3.3) est trop éloigné de la position mécanique

Les données en sortie de ce programme sont enregistrées dans un fichier texte dont l'extension est `.out` par convention.

La bibliothèque python `nnio.py` (pour Neural Network Input-Output) centralise presque toutes les fonctionnalités des programmes ci-dessus et beaucoup d'autres.

La classe centrale de cette bibliothèque est la classe `Dataset` qui hérite du type `list` de python. Elle est définie comme une liste d'évènements, qui sont des instances de la classe `Event`. Elle peut être instanciée à partir d'une autre instance de `Dataset`, d'un dossier tel qu'écrit par les programmes Labview décrits ci-dessus, d'un fichier `.out` ou d'un fichier `.npy` (fichier binaire défini dans la bibliothèque python `numpy`). Elle peut également être enregistrée sous ces deux derniers formats. Elle contient quelques autres membres, qui sont optionnels et ne sont pas utilisés, comme la possibilité de stocker quelles sources ont été utilisées lors de l'acquisition des données. Elle contient beaucoup de méthodes permettant de sélectionner les évènements suivant certains critères, mais aussi plusieurs méthodes permettant de visualiser les données, par exemple en faisant un spectre ou en affichant les positions mécaniques présentes. Un certain nombre de méthodes appliquent un calcul aux évènements de la classe. Ces méthodes sont implémentées de manière à appeler pour chaque instance de `Event` la méthode correspondant au calcul.

La classe `Event` contient les données de l'évènement, c'est-à-dire la valeur mesurée sur chacune des 64 voies pour cette interaction, ainsi que trois membres `x`, `y` et `z` permettant de stocker la position mécanique associée à l'évènement.

Une autre classe très importante de cette bibliothèque est la classe `PositionSet`. Elle hérite également du type `list` de python, et est définie comme une liste d'instances de la classe `Position`. La classe `Position` contient uniquement les trois coordonnées `x`, `y`, `z` de la position mécanique (lorsqu'elles sont connues) et les coordonnées `x`, `y` ou `z` reconstruites par les réseaux de neurones. La classe `PositionSet` contient principalement des méthodes de visualisation des données, et des méthodes de calcul d'erreurs sur les positions reconstruites.

Le programme `nnfw.py` (pour Neural Network FrameWork) importe `nnio.py`

A.2 Télescope Compton

A.2.1 Analyse des données

Le flux de données pendant l'analyse est représenté de manière plus complète sur la figure A.1. Les données peuvent être simulées par `cosima`, ou acquises par notre prototype et traitées par `NPTool` et `r2evta.py`.

A.2.1.1 Coïncidences

Afin de s'assurer que les dépôts d'énergie dans les deux détecteurs proviennent bien du même rayon gamma, le télescope est muni d'une électronique de coïncidence entre les deux détecteurs. Le système choisi est une coïncidence *a posteriori*, c'est-à-dire que tous les évènements sont marqués en temps et les coïncidences sont décidées lors de l'analyse de données. En parallèle, l'électronique de coïncidence enregistre le motif de déclenchement, c'est-à-dire l'ensemble des détecteurs ayant déclenché dans une fenêtre de coïncidence prédéfinie.

L'enregistrement des motifs de déclenchement permet en théorie de trouver les évènements en coïncidence efficacement, puisqu'ils ont déjà été marqués par l'électronique de coïncidence lors de l'acquisition. L'algorithme trivial qui permet de les trouver consiste à lire une trame de `DCORE`, qui donne les détecteurs ayant déclenché, puis à lire une trame de chacun de ces détecteurs. Si strictement plus qu'un détecteur a déclenché, l'évènement est une coïncidence. En pratique, on n'utilise pas les motifs de déclenchement, puisque certains déclenchements sont manquants dans les données. Cela conduit cet algorithme à se décaler d'une trame et le rend incorrect, dans le sens où il ne donne pas les résultats attendus.

Une correction possible est de vérifier à chaque lecture d'une trame d'un détecteur que le marquage en temps est cohérent avec le motif de déclenchement correspondant. Pour cette analyse de données, on a choisit de s'orienter vers un algorithme de coïncidences *a posteriori* qui n'utilise pas du tout les motifs de déclenchement. Cette approche permet en outre plus de flexibilité dans le réglage de la fenêtre de coïncidence.

L'algorithme utilisé est le suivant :

- Si la dernière trame lue des deux détecteurs correspond à un même numéro de `RESET` et que la différence de valeur d'horloge est dans la fenêtre de coïncidence, les deux déclenchements sont en coïncidence.
- Dans tous les cas, la prochaine trame lue est celle du détecteur qui a la valeur d'horloge courante la plus faible. De cette manière, on ne lit que les trames qui ont des valeurs d'horloge proches.

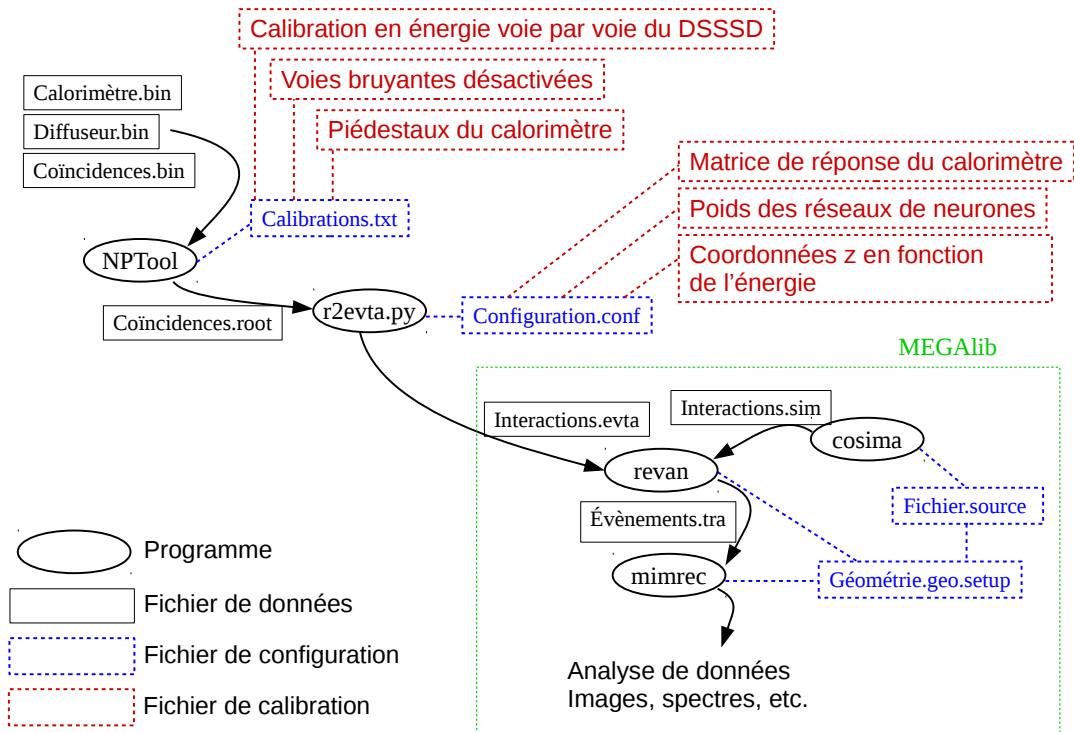


FIGURE A.1 – Diagramme complet du flux des données lors de l’analyse. Les programmes sont représentés par des ellipses, les fichiers de données par des rectangles noirs, les fichiers de configuration par des rectangles bleus et les fichiers de calibration par des rectangles rouges. Les flèches courbes représentent le flux de données entre les programmes. Les traits en pointillés entre un programme et un fichier représentent l’utilisation du fichier par le programme. Les traits en pointillés entre deux fichiers représentent la référence faite par un fichier à un autre.

- Si la valeur d’horloge lue est plus faible que la valeur courante pour un détecteur, on en déduit qu’un RESET a été reçu. Dans ce cas, on lit toutes les trames de l’autre détecteur jusqu’à ce que sa valeur d’horloge diminue, de manière à ce que le numéro de RESET courant soit le même pour les deux détecteurs.

Cet algorithme imite le fonctionnement d’une fenêtre de coïncidence électronique : En effet, la lecture d’une nouvelle trame est l’équivalent du début d’une fenêtre de coïncidence. Lors de la lecture de la trame suivante d’un détecteur, le calcul de la différence de valeur d’horloge permet de vérifier s’il est dans la fenêtre de coïncidence ouverte.

En revanche, cet algorithme ne permet pas de voir plusieurs déclenchements d’un même détecteur dans une fenêtre de coïncidence donnée. Il ne permet pas non plus de détecter des coïncidences qui se produiraient pendant une impulsion de RESET, d’une durée de 200 ns (TBC). Puisque la fenêtre de coïncidence a une largeur d’environ 1 μ s et que les impulsions de RESET sont envoyées toutes les 100 ms, cela correspond à environ 1 événement sur 10^5 .

Lors du démarrage d’une acquisition de données, le début de l’acquisition n’est pas simultané sur les deux détecteurs. La première étape du traitement des données est donc de synchroniser les deux flux de données. Pour cela, on cherche le numéro de RESET pour lequel le détecteur dont l’acquisition a démarré en dernier a déclenché au moins une fois. En pratique, cette condition est suffisante car chaque détecteur déclenche plusieurs fois par intervalle de

RESET.

Après avoir trouvé ce numéro de RESET, on cherche à observer un pic sur un spectre en temps. Pour ce faire, on exécute un algorithme de coïncidence avec une fenêtre en temps $\delta T \in [-1000; 1000]$ tics, soit $\delta T \in [-10 \mu\text{s}; 10 \mu\text{s}]$. Cette recherche, effectuée seulement sur les 1000 premières coïncidences pour un numéro de RESET donné, permet de vérifier visuellement la présence du pic de coïncidences. Elle est typiquement effectuée pour le numéro de RESET trouvé et ses numéros de RESET voisins, pour comparaison. On exécute finalement l'algorithme de coïncidences avec une fenêtre en temps $\delta T \in [-1000; 1000]$ tics sur toutes les données pour le numéro de RESET trouvé afin de mieux observer le pic dans le spectre en temps et de pouvoir définir la fenêtre de coïncidence utilisée dans la suite de l'analyse. La fenêtre en temps typiquement utilisée est $\delta T \in [20; 130]$ tics.

A.2.1.2 Diffuseur

La détermination du nombre d'interactions dans le DSSSD et de l'énergie déposée se fait dans le programme NPTool. La sortie de NPTool contient donc, pour chaque interaction, une énergie et un numéro de piste avant et arrière. Le programme `r2evta.py` convertit ces numéros en une position en 3D dans le référentiel de l'instrument.

A.2.1.3 Calorimètre

NPTool est utilisé pour soustraire les piédestaux du module calorimètre. Ces piédestaux sont mesurés en utilisant un mode spécifique de l'électronique d'acquisition ROSMAP qui lit les valeurs ADC mesurées hors déclenchement¹. Les piédestaux utilisés sont, pour chaque voie, la valeur médiane des mesures hors déclenchement. En cela, ils diffèrent de ceux utilisés dans le chapitre 3 qui étaient la valeur médiane. La différence entre ces deux valeurs, pour un même jeu de donnée, est de quelques canaux.

La reconstruction de la position, de l'énergie et de la morphologie est effectuée dans le programme `r2evta.py`, qui convertit ensuite les positions reconstruites dans le référentiel de l'instrument.

A.3 Historique des premiers tests de coïncidences

A.3.1 Les programmes d'acquisition et d'analyse de données

Lors du démarrage d'une acquisition de données, le début de l'acquisition n'est pas simultané sur les deux détecteurs. La première étape du traitement des données est donc de synchroniser les deux flux de données. Pour cela, on cherche dans les motifs de déclenchement le premier numéro de RESET pour lequel les deux détecteurs ont au moins un déclenchement. On peut ensuite tracer un histogramme des différences de valeur d'horloge en fonction du numéro de RESET, montré sur la gauche de la figure A.2. On voit clairement apparaître les événements en coïncidences pour le numéro de RESET trouvé entre 0 et 200 tics (soit entre 0 et 2 μs) sur la figure A.2. Cela confirme que le numéro de RESET trouvé permet de synchroniser les détecteurs. Le spectre en temps final est montré sur la droite de la figure A.2.

1. Les données acquises avec déclenchement (données physiques) correspondent aux trames ROSMAP de type `0xd5`, là où les données de piédestaux sont envoyées dans des trames de type `0xd4` ne contenant les données que d'une seule voie. Voir la documentation technique ROSMAP pour plus d'informations.

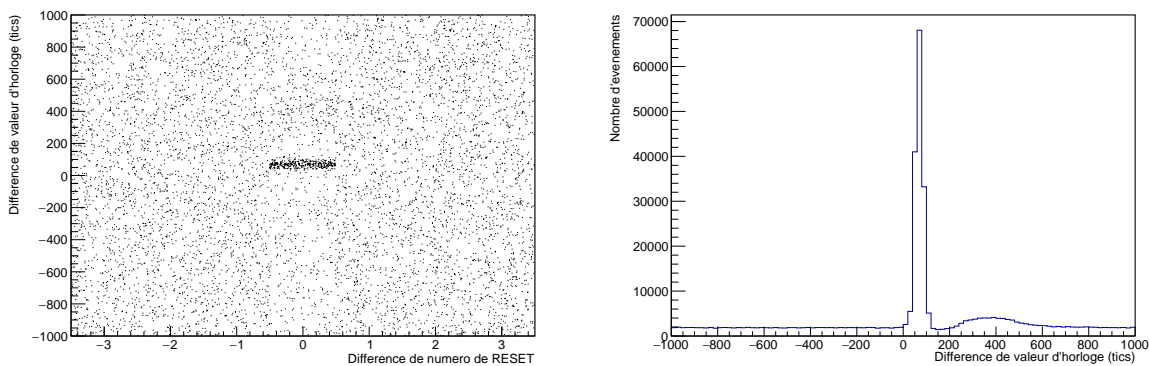


FIGURE A.2 – Graphes générés lors de la synchronisation des détecteurs. Gauche : Spectre en temps en fonction du numéro de RESET, exprimé par rapport au numéro de RESET trouvé lors de la synchronisation des détecteurs, pour 1000 évènements par numéro de RESET. Droite : Spectre en temps après synchronisation des détecteurs, exprimé en tics ($\times 10$ ns). Le temps représenté est la différence de la valeur d’horloge du diffuseur trajectographe à celle du module calorimètre.

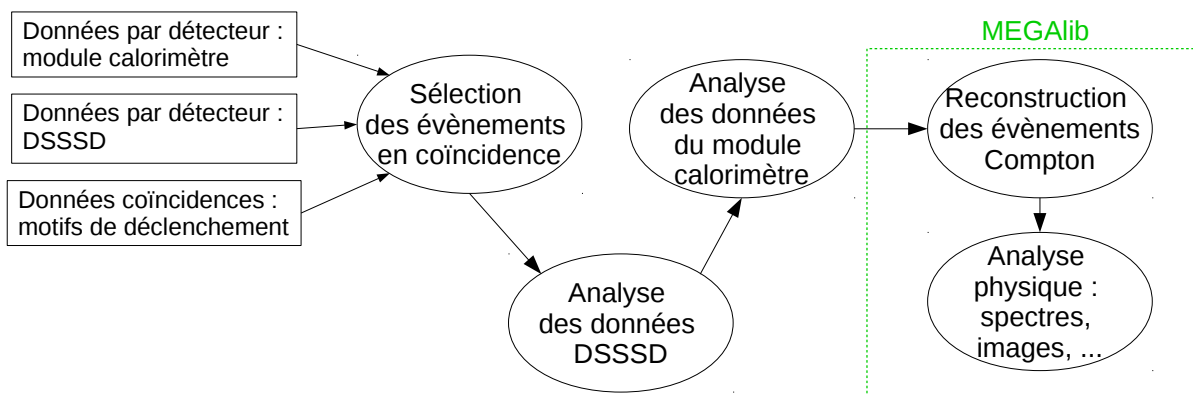


FIGURE A.3 – Diagramme du flux des données lors de l’analyse.

Lors de l’acquisition, les données sont enregistrées par ordre d’arrivée. Ces données sont traitées par un programme basé sur NPTTool [Matta et al., 2016], puis par un programme en Python. Enfin, les données physiques (positions et énergies) sont analysées par MEGAlib [Zoglauer et al., 2006], une palette de logiciels spécialisée dans la simulation et l’analyse de données pour télescopes Compton. Le flux des données lors de l’analyse est représenté sur la figure A.3.

L’algorithme de coïncidence est décrit en détail dans l’annexe A.2.1.1. Il n’utilise pas les motifs de déclenchement, puisque certaines trames de données sont manquantes dans ces fichiers. Il utilise la diminution de la valeur d’horloge après réception d’une impulsion de RESET pour compter les numéros de RESET dans chaque fichier de données et les maintenir synchronisés. Une fois les flux de données synchronisés, il compare les valeurs d’horloge de chaque évènement pour décider lesquels sont en coïncidence. La fenêtre de coïncidence utilisée dans la suite est $\delta T \in [0.2 \mu\text{s}; 1.3 \mu\text{s}]$ (soit $\delta T \in [20; 130]$ tics), où δT est défini comme la différence de la valeur d’horloge d’un déclenchement du diffuseur trajectographe à celle d’un déclenchement du module calorimètre. Le fait que $\delta T > 0$ pour les évènements en coïncidence nous indique que l’électronique de lecture du diffuseur trajectographe déclenche moins rapidement que celle du calorimètre.

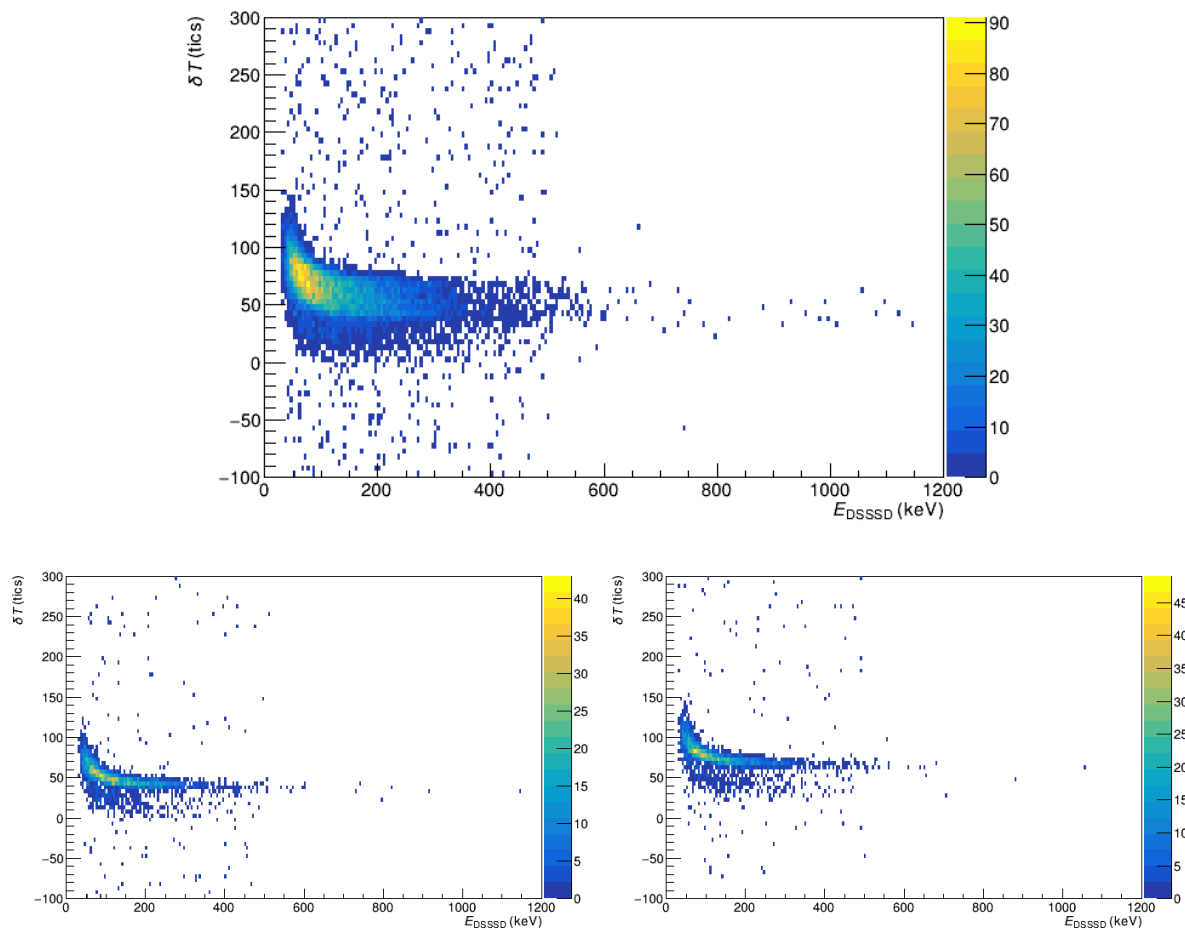


FIGURE A.4 – Spectres en temps en fonction de l'énergie déposée dans le diffuseur trajectographe. Haut : Pour tous les évènements. En bas à gauche : Pour les évènements détectés dans les premières 20 ms de l'intervalle de RESET (décalage minimal entre les deux horloges). En bas à droite : Pour les évènements détectés dans les dernières 20 ms de l'intervalle de RESET (décalage maximal entre les deux horloges).

Le haut de la figure A.4 montre la différence de valeur d'horloge δT en fonction de l'énergie reconstruite dans le diffuseur trajectographe. La forme générale en virgule peut être expliquée simplement par le principe de fonctionnement du discriminateur simple utilisé pour gérer le déclenchement du DSSSD, qui compare simplement le signal issu de la collection des paires électrons-trous à un niveau fixe. S'il y a plus d'énergie déposée dans le détecteur, le nombre de paires électrons-trous est plus important et le niveau du discriminateur est dépassé plus rapidement.

La largeur de cette virgule, d'environ 40 tics, peut être expliquée par le décalage entre les deux horloges (celle du diffuseur trajectographe et celle du module calorimètre) au cours d'un intervalle de RESET. En effet, on retrouve cette forme de virgule dans les deux histogrammes du bas de la figure A.4, qui représentent les mêmes données mais limitées à gauche aux 20 ms suivant le signal de RESET et à droite aux 20 ms précédant le signal de RESET. Ces deux virgules ont une largeur d'environ 10 tics et sont décalées d'environ 30 tics. Cela nous indique que la résolution en temps est de l'ordre de 100 ns à chaque instant, mais la fenêtre de coïncidence est élargie pour tenir compte du décalage des horloges et de la réponse non-constante de

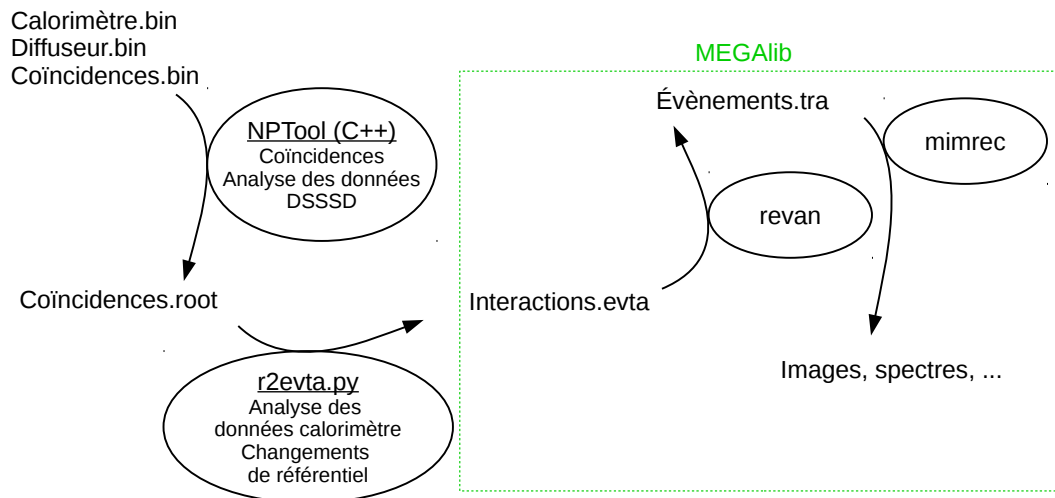


FIGURE A.5 – Diagramme du flux des données lors de l'analyse.

l'électronique de déclenchement du diffuseur trajectographe.

La détermination de l'énergie et de la position dans le calorimètre est effectuée par le logiciel `r2evta.py`, écrit en Python. Il place également ces positions ainsi que les positions d'interaction dans le diffuseur trajectographe dans un même référentiel, celui de l'instrument. Ce référentiel prend son origine au centre du DSSSD le plus proche du calorimètre, et son axe z est orienté vers le centre du champ de vue.

Ces évènements sont ensuite reconstruits par `revan` et on utilise `mimrec` pour l'analyse physique des données, comme une mesure de polarisation ou la reconstruction d'une image. Ces deux derniers logiciels font partie de l'ensemble de logiciels MEGAlib [Zoglauer et al., 2006].

A.3.2 Imagerie et spectroscopie

Dans cette section, après une brève description des premiers tests de coïncidences réalisés avec deux modules calorimètres, je vais présenter les performances du prototype de télescope Compton utilisant un DSSSD et un module calorimètre en les comparant à la simulation.

A.3.2.1 Premiers test de coïncidences

Afin de tester le principe de la coïncidence *a posteriori* un premier test a été réalisé avec deux modules calorimètres orientés face-à-face, comme montré sur l'image A.6. La source de ^{137}Cs collimatée est visible sur la gauche de l'image. Pour cette acquisition, l'électronique de coïncidence a été remplacée par un générateur de basses fréquence envoyant une impulsion de RESET toutes les 300 ms. Le spectre en temps obtenu, montré sur la figure A.7, valide le principe de la coïncidence *a posteriori*.

Par ailleurs, ces évènements avaient un format de données différent pour permettre un marquage en temps double, avec un premier marquage en temps correspondant à la valeur d'horloge de l'électronique de lecture et un deuxième correspondant à la valeur de l'horloge de l'ordinateur d'acquisition, qui a un pas de l'ordre de la milliseconde et sert principalement à



FIGURE A.6 – Photographie du dispositif utilisé pour les premiers tests de coïncidences. On peut voir collés face-à-face deux modules calorimètres, et sur la droite de l’image le collimateur contenant la source de ^{137}Cs .

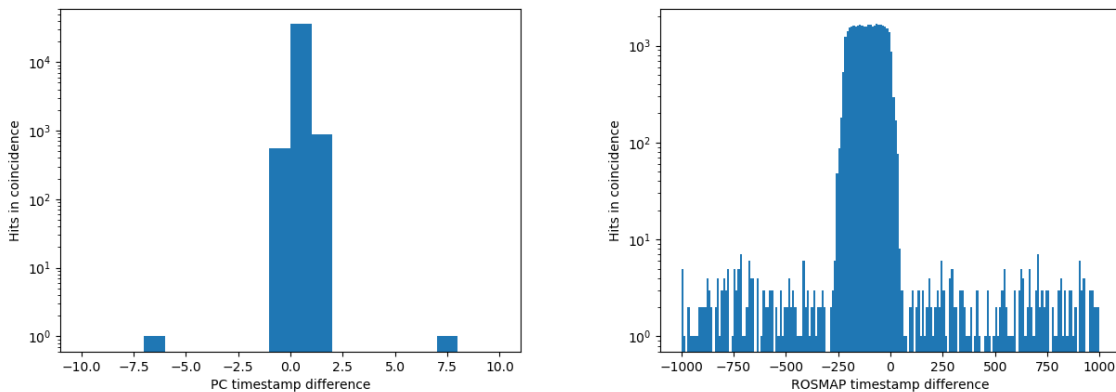


FIGURE A.7 – Spectre en temps obtenus lors des tests de coïncidence *a posteriori*. Gauche : Spectre en temps pour les évènements en coïncidence exprimé en unité de l’horloge de l’ordinateur d’acquisition. Droite : Spectre en temps exprimé en tics.

compter les impulsions de RESET. Un algorithme de coïncidence *a posteriori* modifié pour fonctionner dans ces conditions permet d’obtenir les spectres en temps montrés sur la figure A.7. On constate que les évènements en coïncidence ont effectivement des valeurs d’horloge d’ordinateur très proches. On peut voir sur la droite de la figure A.7 un pic de coïncidences très net pour $\delta T \in [-250, 0]$ tics. La forme de ce pic peut être modélisée comme le produit de convolution d’une gaussienne, représentant la résolution en temps des détecteurs, et une fonction porte, représentant l’amplitude du décalage des deux horloges des détecteurs pendant l’intervalle de RESET. On en déduit que le décalage relatif de ces horloges est d’environ 250 tics en 300 ms, soit environ 8.3×10^{-6} .

On peut aller plus loin dans l’analyse de ces données en reconstruisant les positions d’interactions et l’énergie déposée par les rayons gamma dans les deux modules calorimètres pour les évènements en coïncidence. Cela permet de reconstruire une première image Compton,

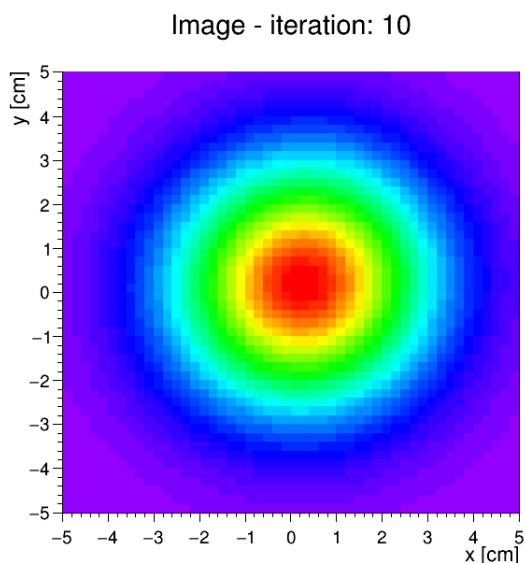


FIGURE A.8 – Image Compton obtenue lors des premiers tests de coïncidences.

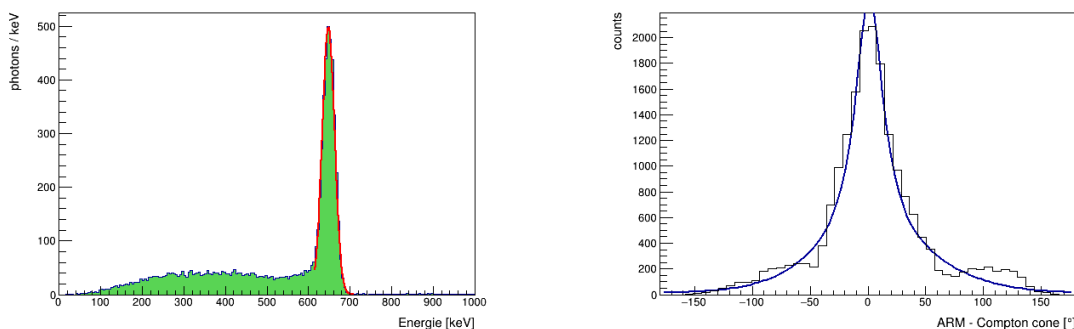


FIGURE A.9 – Spectre en énergie (gauche) et ARM (droite) obtenus lors des premiers tests de coïncidences.

montrée sur la figure A.8. Pour ces données, seules les coordonnées x et y des interactions des rayons gamma dans les modules calorimètres sont reconstruites. Le référentiel de cet instrument prend son origine au milieu du détecteur le plus proche de la source, avec un axe x dans le plan de la table orienté vers le haut de l'image et un axe z orienté vers la droite. On peut voir sur la figure A.6 que la source n'est pas située exactement sur l'axe z avec $x > 0$, et sur la figure A.8 que la position de la source est bien reconstruite.

La figure A.9 montre le spectre et la mesure de résolution angulaire (ARM) obtenus avec ces données. Cette dernière valeur est définie, pour chaque évènement, comme la distance angulaire entre la position de la source, supposée connue, et le point le plus proche du cône Compton.

La résolution spectrale est de 5.4% à 662 keV. La largeur à mi-hauteur de l'ARM est d'environ 30° . Cela est probablement dû à la proximité des détecteurs associé à la non-reconstruction de la coordonnée z dans les modules calorimètres, qui limitent la précision de la reconstruction de la direction du rayon gamma diffusé.

Ces premiers tests ont permis de vérifier que les modules calorimètres pouvaient détecter

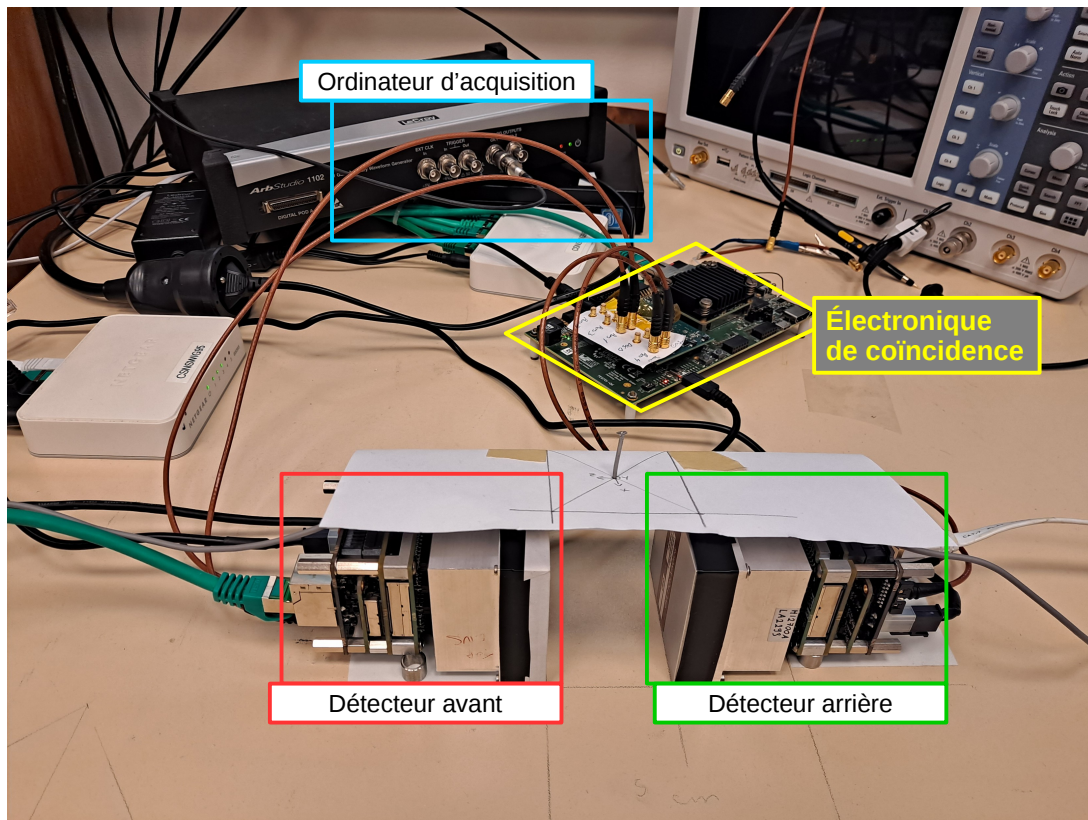


FIGURE A.10 – Photographie du premier prototype de télescope Compton utilisant deux modules calorimètres. Les deux modules calorimètres avant et arrière sont encadrés en rouge et en vert, respectivement, l'électronique de coïncidence est encadrée en jaune et l'ordinateur d'acquisition en bleu clair.

des évènements en coïncidence avec un algorithme de coïncidence *a posteriori*. La reconstruction des positions d'interactions des rayons gamma dans les deux détecteurs a conduit à une première image Compton. Mais la position des deux détecteurs dans l'espace, ainsi que la direction de la source, n'ont pas été mesurés précisément. Il est donc difficile d'obtenir des résultats quantitatifs de ce premier test.

A.3.2.2 Premier prototype

Afin de pouvoir tester l'électronique de coïncidence décrite dans la section 4.1.3, ainsi qu'une partie des algorithmes de traitement de données, un test a été réalisé avec deux modules calorimètres. Les deux détecteurs sont cette fois séparés de 50 mm. Une implémentation de la géométrie du détecteur est montrée sur la figure A.11. Le référentiel de ce télescope prend son origine au centre de l'espace entre les deux détecteurs, avec un axe z orienté du centre du détecteur arrière vers le centre du détecteur avant. Dans la suite, on utilisera la colatitude θ et la longitude φ pour repérer la direction d'une source dans l'espace. On prendra $\theta = 0$ dans la direction de l'axe z et $\varphi = 0$ dans le demi-plan xz tel que $x > 0$.

L'analyse des données comprend toutes les étapes décrites à la section 4.1.2. Une sélection des évènements basée sur leur morphologie, décrite à la section 3.3.2.4, est appliquée pour tous les évènements d'énergie supérieure à 300 keV. La profondeur d'interaction dans le cristal n'est pas reconstruite pour des évènements d'énergie inférieure à 150 keV. On choisit de placer ces

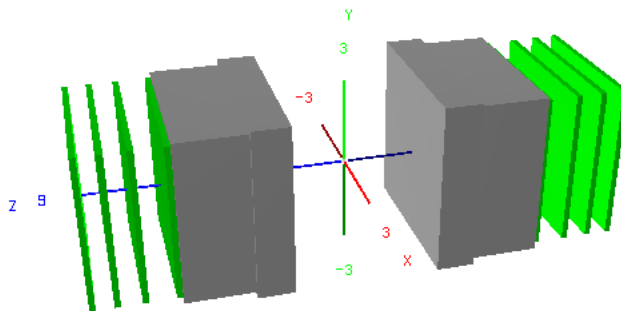


FIGURE A.11 – Schéma du premier prototype de télescope Compton utilisant deux modules calorimètres. Les axes x , y et z sont représentés en rouge, vert et bleu respectivement et les dimensions indiquées sont en centimètres.

événements au centre du détecteur puisqu'ils résultent plus probablement d'une interaction Compton d'un rayon gamma de plus haute énergie que d'une absorption complète dans cette situation.

Une première acquisition a été réalisée avec ce prototype, avec une source de ^{137}Cs située à $(\theta, \varphi) = (40^\circ, 0^\circ)$. La figure A.12 montre les spectres par détecteur et le spectre somme. On peut voir sur les spectres des détecteurs avant et arrière un pic à $\approx 200\text{ keV}$ et $\approx 450\text{ keV}$ respectivement. Cela correspond aux événements ayant interagis dans le détecteur arrière en premier, avant d'être absorbés dans le détecteur avant. On peut aussi voir certains événements à $\approx 640\text{ keV}$ dans les deux détecteurs : il s'agit d'événements dans le pic de pleine énergie qui ont été détectés en coïncidence fortuite avec un autre déclenchement. La résolution en énergie obtenue est de 4.8% à 662 keV.

La figure A.13 montre la première image Compton obtenue avec ce prototype. On peut voir sur la gauche l'image reconstruite avec tous les événements en coïncidence. On constate la présence d'un halo autour de $\theta = 130^\circ$, qui disparaît lorsqu'on ne sélectionne que les événements dont l'énergie somme est 662 keV. Il est donc probablement dû à des événements pour lesquels le rayon gamma n'a pas été totalement absorbé, ce qui peut conduire *reva*n à inverser l'ordre d'interaction. Finalement, la position de la source est bien reconstruite comme montré dans la partie droite de figure A.13.

On peut voir sur la figure A.14 l'ARM des événements du pic de pleine énergie pour ce jeu de données. Les valeurs sont centrées sur 0, ce qui tend à montrer que l'électron comptonisé et le rayon gamma diffusé sont tous les deux entièrement absorbés. Sa largeur à mi-hauteur est de 13.6° , ce qui est bien inférieur à celle obtenue pendant les premiers tests de coïncidence. Cela est dû à une bien meilleure reconstruction de la position d'interaction dans les deux détecteurs, puisque pour ce prototype la coordonnée z est reconstruite, et que la sélection morphologique permet de gagner en précision sur les coordonnées x et y . De plus, la plus grande distance entre les détecteurs permet de mieux déterminer la direction du rayon gamma diffusé en diminuant l'erreur relative sur les positions d'interactions.

Une deuxième acquisition de données a été réalisée avec cette fois la même source de ^{137}Cs située à $(\theta, \varphi) = (40^\circ, -20^\circ)$. La figure A.15 montre l'image obtenue. On constate que la position de la source est bien reconstruite.

Finalement, une troisième acquisition de données a été réalisée avec deux sources, une de ^{137}Cs et une de ^{133}Ba . La figure A.16 montre le spectre obtenu après reconstruction de ce jeu de données. On distingue clairement, en plus du spectre de ^{137}Cs montré sur la figure A.12, les trois raies du ^{133}Ba à 274 keV, 302 keV et 356 keV. L'épaulement à haute énergie de cette

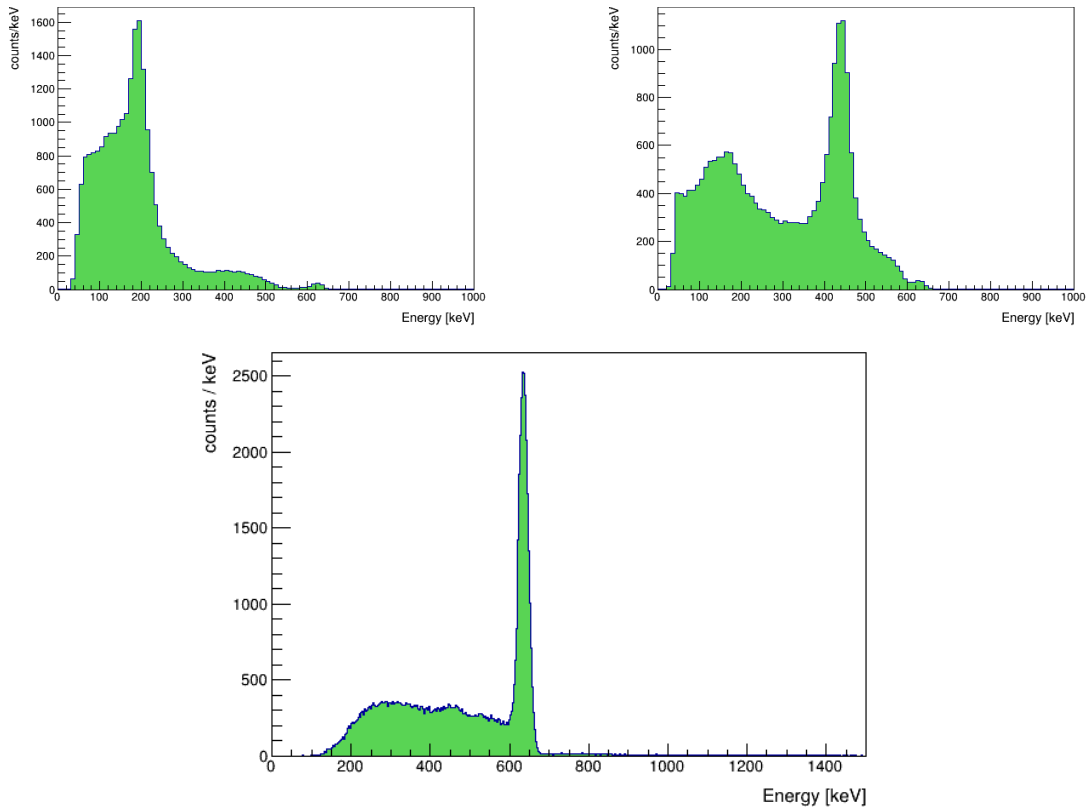


FIGURE A.12 – Spectres obtenus avec le premier prototype de télescope Compton. En haut à gauche : Spectre des évènements en coïncidence dans le détecteur avant. En haut à droite : Spectre des évènements en coïncidence dans le détecteur arrière. Bas : Spectre somme.

dernière raie est probablement dû à la présence d’une raie à 380 keV d’intensité un peu plus faible.

La figure A.17 montre deux images Compton reconstruites avec ce jeu de données. Sur la gauche, l’image utilisant tous les évènements en coïncidence, on retrouve la position de la source de ^{137}Cs car elle est beaucoup plus intense. Sur la droite, lorsqu’on sélectionne les évènements dans la raie à 356 keV du ^{133}Ba , on voit apparaître la position de cette source. On voit également apparaître un halo autour de $\theta = 110^\circ$ qui est probablement dû à des évènements

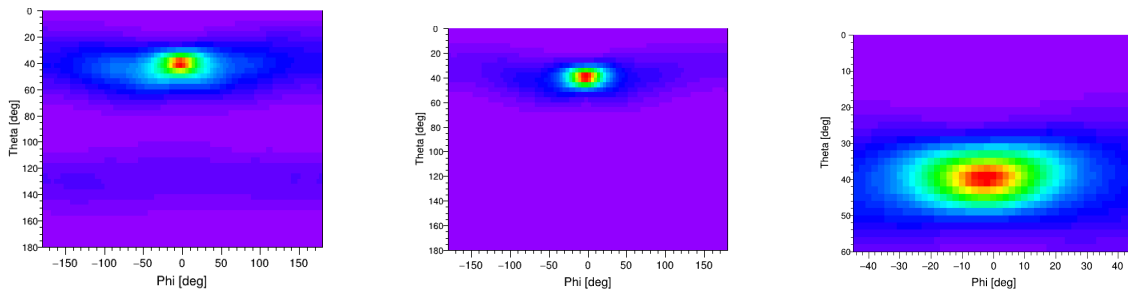


FIGURE A.13 – Première image Compton obtenue avec le premier prototype. Gauche : Pour tous les évènements en coïncidence. Centre : Pour les évènements en coïncidence dans le pic de pleine énergie à 662 keV. Droite : Zoom sur l’image du centre.

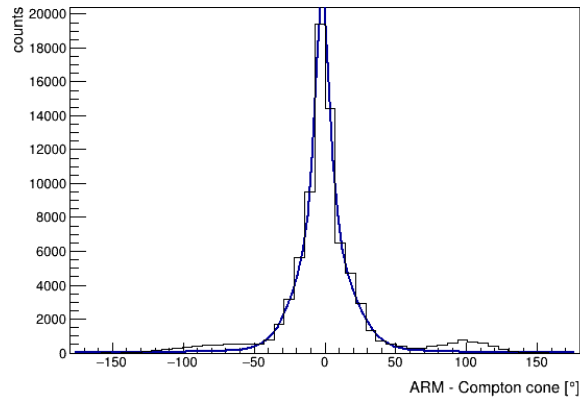


FIGURE A.14 – ARM du premier prototype de télescope Compton.

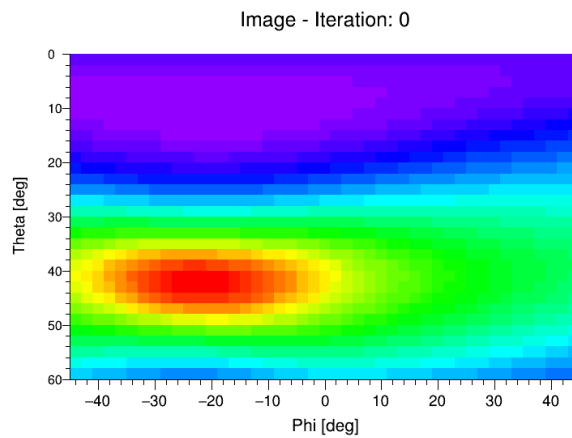


FIGURE A.15 – Deuxième image Compton obtenue avec le premier prototype.

de 662 keV du ^{137}Cs partiellement absorbés. On peut déduire de ces images que la source de ^{137}Cs était située à environ $(\theta, \varphi) = (40^\circ, -20^\circ)$ et celle de ^{133}Ba à environ $(\theta, \varphi) = (50^\circ, 150^\circ)$.

Ce premier prototype de télescope Compton a permis de tester l'électronique de coïncidence, et notamment de découvrir le problème des trames manquantes dans les motifs de coïncidence, évoqué dans la section A.3.1. Il a également permis de développer les programmes d'analyse de données décrits dans la même section.

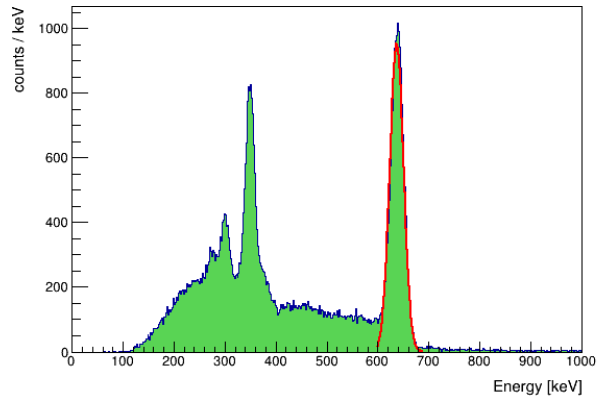


FIGURE A.16 – Spectre obtenu avec le premier prototype de télescope Compton lors de l’acquisition de données avec une source de ^{137}Cs et une de ^{133}Ba .

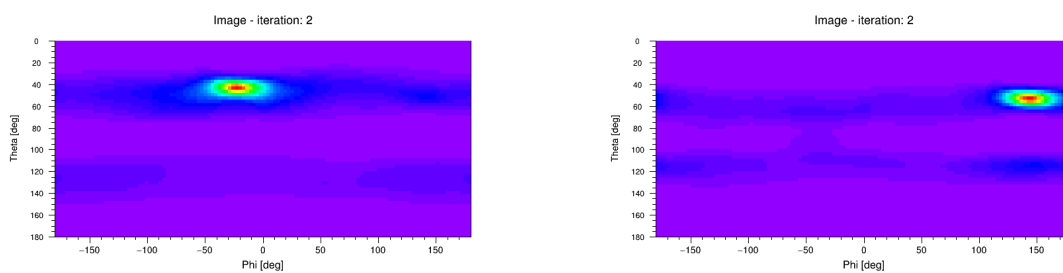


FIGURE A.17 – Images reconstruites avec le premier prototype de télescope Compton lors de l’acquisition de données avec une source de ^{137}Cs et une de ^{133}Ba . Gauche : Image reconstruite avec tous les évènements en coïncidence. Droite : Image reconstruite avec les évènements du pic de pleine énergie de la raie 356 keV du ^{133}Ba .

Annexe B

Calculs de changement de référentiel

On définit brièvement dans cette annexe les changements de référentiels utilisés dans le chapitre 5.

On munit pour la suite l'instrument de COMCUBE d'un référentiel xyz , défini au chapitre 5 (voir figure 5.20). Le trièdre orthonormé direct $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ définit les axes x , y et z de ce référentiel. On définit θ l'angle polaire et φ l'angle azimutal dans ce référentiel.

On nomme pour la suite le référentiel terrestre IJK , muni du trièdre orthonormé direct $(\hat{I}, \hat{J}, \hat{K})$, où \hat{K} représente l'axe de rotation de la Terre. On utilisera dans ce référentiel les angles δ et α qui représentent respectivement la déclinaison (complémentaire de l'angle polaire) et l'ascension droite (angle azimutal).

B.1 Position d'une source dans le référentiel de l'instrument

Si une source est observée aux coordonnées (δ_s, α_s) , soit dans la direction \vec{s} dans le référentiel terrestre, par un instrument qui pointe dans la direction \vec{z} , (δ_z, α_z) , l'angle θ sous lequel l'instrument voit la source est égal à l'angle entre les vecteurs \vec{s} et \vec{z} . Il s'écrit (en supposant les vecteurs \vec{s} et \vec{z} unitaires, *i.e.* de norme égale à 1) comme l'arccosinus du produit scalaire de ces vecteurs :

$$\theta = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{z}). \quad (\text{B.1})$$

L'angle ϕ sous lequel l'instrument voit la source s'écrit :

$$\varphi = \text{atan2}(\vec{s} \cdot \vec{y}, \vec{s} \cdot \vec{x}) \quad (\text{B.2})$$

où atan2 est l'arc tangente à deux arguments, c'est-à-dire que $\text{atan2}(y, x)$ est l'angle, orienté de \vec{x} vers \vec{y} , entre l'axe \vec{x} et le vecteur $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$ ¹.

1. On peut aussi définir atan2 par $\text{atan2}(y, x) = \arg(x+iy)$, où $i^2 = -1$ et \arg représente l'angle ϕ dans l'écriture exponentielle du nombre complexe $x + iy = re^{i\phi}$.

B.2 Angle de polarisation d'une source dans le référentiel de l'instrument

On appelle η_0 l'angle de polarisation d'un rayonnement dans le référentiel géocentrique, tel que défini par l'UAI, soit zéro le long de l'axe des pôles \hat{K} et de signe positif dans le sens du vecteur \vec{E} (champ électrique) vers le vecteur \vec{B} (champ magnétique) du photon. Il s'agit donc de l'angle entre la projection sur le plan (\vec{E}, \vec{B}) du vecteur \hat{K} et le vecteur \vec{E} . On l'évaluera dans la suite dans le référentiel terrestre, puisque \hat{K} a la même expression dans les deux référentiels par définition.

On définit l'angle ψ comme l'angle entre la projection de \vec{y} sur le plan (\vec{E}, \vec{B}) et le vecteur \vec{E} , moins 90° .

On appelle η_m (noté $\eta_0^{\text{mesuré}}$ au chapitre 5) l'angle de polarisation mesuré par l'instrument pour une source vue aux coordonnées (θ, φ) avec un angle ψ . On définit η^{corr} comme la différence entre η_m et η_0 , telle que :

$$\eta_0 = \eta_m - \eta^{\text{corr}} . \quad (\text{B.3})$$

Dans MEGAlib, on peut définir l'angle de polarisation depuis un vecteur de référence \vec{E}_{ref} , défini comme le produit vectoriel de la direction de la source \vec{s} et de l'axe y de l'instrument :

$$\vec{E}_{\text{ref}} = \vec{s} \times \vec{y} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \theta \\ 0 \\ \sin \theta \cos \varphi \end{pmatrix}$$

L'algorithme de calcul d'angle azimutal de diffusion Compton de MEGAlib fonctionne comme suit : pour un évènement Compton donné, le vecteur $\vec{\gamma}^j$ représentant la direction dans laquelle le photon a été diffusé subit une rotation d'un angle $-\varphi$ autour de l'axe z de l'instrument, puis une rotation d'un angle $-\theta$ autour de son axe x . Cette transformation place la direction de la source parallèle à l'axe z de l'instrument. L'angle azimutal de diffusion Compton est celui entre \vec{x} et la projection de $\vec{\gamma}^j$ sur le plan (xy) de l'instrument.

Si l'on applique cet algorithme au vecteur de référence \vec{E}_{ref} , on obtient un vecteur \vec{E}_m :

$$\vec{E}_m \propto \begin{pmatrix} \cos -\theta & 0 & \sin -\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin -\theta & \cos -\theta & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos -\varphi & -\sin -\varphi & 0 \\ \sin -\varphi & \cos -\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \vec{E}_{\text{ref}} = \begin{pmatrix} -\cos \varphi \\ \cos \theta \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix} .$$

D'où $\tan(\eta^{\text{corr}} + \psi) = -\tan \varphi \cos \theta$.

L'angle de polarisation mesuré η^{corr} s'écrit donc

$$\eta^{\text{corr}} = -\arctan \left(\frac{\vec{E}_m \cdot \vec{y}}{\vec{E}_m \cdot \vec{x}} \right) - \psi ,$$

d'où :

$$\eta^{\text{corr}} = -\arctan(\cos \theta \tan \varphi) - \psi . \quad (\text{B.4})$$

B.2.1 Combinaison des μ_{100}

On décrit un polarigramme comme une fonction $P_{\Pi}(\eta)$ donnée par l'équation B.5 :

$$P_{\Pi}(\eta) = Ng(\eta) \frac{1}{2\pi} [1 - \mu_{100}\Pi \cos(2(\eta - \eta_0))] + F(\eta) \quad (\text{B.5})$$

où η est l'angle azimutal de diffusion Compton, η_0 l'angle de polarisation, μ_{100} le facteur de modulation, Π la fraction de polarisation, N le nombre d'évènements, $F(\eta)$ la contribution du fond et $g(\eta)$ la contribution de la géométrie normalisée tel que

$$\int_0^{2\pi} g(\eta) d\eta = 1 \quad (\text{B.6})$$

On supposera dans la suite que la contribution du fond est parfaitement soustraite.

Pour évaluer μ_{100} , on calcule typiquement

$$\frac{P_{100}(\eta)}{P_0(\eta)} = \frac{N_{100}}{N_0} [1 - \mu_{100} \cos(2(\eta - \eta_0))]$$

de manière à annuler la contribution de la géométrie avant d'ajuster une sinusoïde.

Dans le cas où on aligne les polarigrammes photon par photon avant de sommer les contributions de deux instruments A et B, on évalue μ_{100} en calculant :

$$\frac{A_{100}(\eta) + B_{100}(\eta)}{A_0(\eta) + B_0(\eta)} \quad (\text{B.7})$$

où $A_{100}(\eta)$, $A_0(\eta)$ et $B_{100}(\eta)$, $B_0(\eta)$ sont les polarigrammes des instruments A et B pour une source 100 % et 0 % polarisée, respectivement.

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} \frac{A_{100}(\eta) + B_{100}(\eta)}{A_0(\eta) + B_0(\eta)} &= \frac{N_{100}^A g^A(\eta) [1 - \mu_{100}^A \cos(2(\eta - \eta_0))] + N_{100}^B g^B(\eta) [1 - \mu_{100}^B \cos(2(\eta - \eta_0))]}{N_0^A g^A(\eta) + N_0^B g^B(\eta)} \\ &= \frac{N_{100}^A g^A(\eta) + N_{100}^B g^B(\eta) + \cos(2(\eta - \eta_0)) [N_{100}^A g^A(\eta) \mu_{100}^A + N_{100}^B g^B(\eta) \mu_{100}^B]}{N_0^A g^A(\eta) + N_0^B g^B(\eta)} \end{aligned}$$

On en déduit que :

$$\forall \eta, \mu_{100}^{A+B} = \frac{N_{100}^A g^A(\eta) \mu_{100}^A + N_{100}^B g^B(\eta) \mu_{100}^B}{N_{100}^A g^A(\eta) + N_{100}^B g^B(\eta)}$$

On peut donc écrire :

$$\int_0^{2\pi} \mu_{100}^{A+B} (N_{100}^A g^A(\eta) + N_{100}^B g^B(\eta)) d\eta = \int_0^{2\pi} N_{100}^A g^A(\eta) \mu_{100}^A + N_{100}^B g^B(\eta) \mu_{100}^B d\eta$$

Et il suit de l'équation B.6 :

$$\mu_{100}^{A+B} = \frac{N_{100}^A \mu_{100}^A + N_{100}^B \mu_{100}^B}{N_{100}^A + N_{100}^B} \quad (\text{B.8})$$

Dans le cas où on aligne des polarigrammes déjà corrigés, on calcule :

$$\frac{A_{100}(\eta)}{A_0(\eta)} + \frac{B_{100}(\eta)}{B_0(\eta)} \quad (\text{B.9})$$

Ce qui donne :

$$\frac{A_{100}(\eta)}{A_0(\eta)} + \frac{B_{100}(\eta)}{B_0(\eta)} = \frac{N_{100}^A}{N_0^A} + \frac{N_{100}^B}{N_0^B} + \cos(2(\eta - \eta_0)) \left[\frac{N_{100}^A \mu_{100}^A}{N_0^A} + \frac{N_{100}^B \mu_{100}^B}{N_0^B} \right]$$

On en déduit :

$$\mu_{100}^{A+B} = \frac{\frac{N_{100}^A \mu_{100}^A}{N_0^A} + \frac{N_{100}^B \mu_{100}^B}{N_0^B}}{\frac{N_{100}^A}{N_0^A} + \frac{N_{100}^B}{N_0^B}} = \frac{N_{100}^A \mu_{100}^A + x N_{100}^B \mu_{100}^B}{N_{100}^A + x N_{100}^B} \quad (\text{B.10})$$

où $x = N_0^A / N_0^B$.