



HAL
open science

Détection de sursauts gamma ultra-longues et traitement d'images embarqué pour le télescope spatial SVOM/ECLAIRs

Nicolas Dagoneau

► **To cite this version:**

Nicolas Dagoneau. Détection de sursauts gamma ultra-longues et traitement d'images embarqué pour le télescope spatial SVOM/ECLAIRs. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASP040 . tel-03009638

HAL Id: tel-03009638

<https://theses.hal.science/tel-03009638v1>

Submitted on 17 Nov 2020

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.

Détection de sursauts gamma ultra-long et traitement d'images embarqué pour le téléscope spatial SVOM/ECLAIRs

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°127 : Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France (AAIF)

Spécialité de doctorat : Astronomie et Astrophysique

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, CEA,
Astrophysique, Instrumentation et Modélisation de Paris-Saclay,
91191, Gif-sur-Yvette, France.

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Saclay,
le 26 octobre 2020,
par**

Nicolas DAGONEAU

Composition du Jury

Alain ABERGEL Professeur des universités Institut d'Astrophysique Spatiale	Président
Elisabeth JOURDAIN Directrice de recherche Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	Rapporteuse & examinatrice
Sandro MEREGHETTI Directeur de recherche INAF, Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica	Rapporteur & examinateur
Frédéric PIRON Directeur de recherche Laboratoire Univers et Particules de Montpellier	Examineur
Jean-Luc ATTEIA Astronome Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	Examineur
Stéphane SCHANNE Ingénieur - Chercheur CEA Paris-Saclay, IRFU, Département d'Astrophysique	Directeur de thèse

Cette thèse a été réalisée avec le soutien du

CEA Paris-Saclay

et du

**projet "IDI 2017" dans le cadre de l'IDEX Paris-Saclay
(ANR-11-IDEX-0003-02)**



université
PARIS-SACLAY





Remerciements

La thèse est une formidable aventure scientifique et le lecteur pourra découvrir celle que j'ai vécue dans les pages suivantes. Toutefois, la thèse est aussi une aventure humaine. Autrement dit, le travail que je présente dans ce manuscrit est autant le résultat de développements scientifiques que des interactions que j'ai eues avec ceux qui ont croisé mon chemin. Aussi, je voudrais remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce manuscrit et de mon travail de thèse pendant ces trois ans, et même pendant toute ma scolarité. A votre échelle, vous avez contribué à cette réussite. Pour votre enseignement et encadrement, vos conseils ou simplement votre soutien, merci !

Je voudrais toutefois remercier plus particulièrement quelques personnes. Tout d'abord, je pense évidemment à STÉPHANE SCHANNE, mon directeur de thèse. Tu m'as accueilli dans ton bureau pendant ces trois ans et tu m'as appris l'art de concevoir un logiciel scientifique destiné à être embarqué dans un satellite avec toutes les contraintes que cela implique. Nous avons également partagé de très beaux moments lors de nos voyages, je pense notamment à la visite de l'Observatoire du Mont Wilson et à nos déambulations dans Pékin. Merci !

Je souhaiterais également remercier BERTRAND CORDIER : c'est toi qui m'as présenté le premier la mission SVOM et qui m'as donné envie de m'intéresser à la détection des sursauts gamma depuis l'Espace. Merci également pour avoir partagé ton expérience avec moi (de quoi occuper le temps lors de nos trajets en RER B) et de m'avoir donné l'opportunité de voir au-delà de mon sujet de thèse en participant aux activités de *burst advocate* ou en t'accompagnant aux Utopiales (2019) pour présenter le télescope ECLAIRS.

Bien sûr, cette thèse n'aurait pas été possible sans le soutien financier du CEA Paris-Saclay et du projet « IDI 2017 » de l>IDEX Paris-Saclay. Pour cela, je souhaite remercier ces personnes qui m'ont fait confiance au CEA, à l'IRFU, au DAp et au sein de l'Université Paris-Saclay.

Je remercie ALEKSANDRA GROS pour m'avoir transmis tes connaissances sur l'ima-

gerie à masque codé et pour les conseils que tu m’as prodigués pendant ces trois ans. Je souhaite également remercier DIEGO GÖTZ et BRUCE GENDRE pour les discussions sur les sursauts gamma ultra-long, ainsi que FRÉDÉRIC DAIGNE, MAXIME BOCQUIER et SARAH ANTIER pour l’outil qu’ils ont développé. Vous m’avez permis de mener à bien mon premier article et je vous en remercie. Merci à JÉRÔME RODRIGUEZ et ALEXIS COLEIRO pour toutes les discussions que nous avons pu avoir sur les sources de rayons X (et par extension sur les catalogues) et qui ont abouti à la publication d’un second article. JÉRÔME, je te remercie également pour tes conseils et ton accompagnement tout au long de ma thèse.

Je voudrais remercier également tous les collègues du DAp (*aka* le « 709 ») pour votre accueil, votre sympathie, votre soutien et pour tous les échanges que nous avons eus : ARNAUD C., ANDREA G., ALINE M., AYMERIC S., CYRIL L., CHRISTIAN G., DAMIEN T., FRANÇOIS D., HENRI T., HUGO T., JACQUES P., KAMSHAT T., NICOLAS R., OLIVIER L., RÉMI B., RÉMI C., SARAH M., SANDRINE P., TATYANA S..

Bien qu’ayant passé mes trois ans de thèse au « 709 », je ne peux pas oublier ceux du « 141 » : merci à FRÉDÉRIC C., HERVÉ L.-P., PIERRE K., SHEBLI A. et à toute l’équipe UGTS. Vous m’avez beaucoup appris en ce qui concerne la réalisation d’un logiciel scientifique dans un environnement embarqué pour le spatial, et vous avez même contribué à implémenter et à évaluer les performances de calcul des méthodes que j’ai développées pendant ma thèse dans l’environnement embarqué d’ECLAIRS.

Merci à EMERIC LE FLOC’H, PHILIPPE FERRANDO et PASCALE DELBOURGO, qui avez formé mon comité de thèse, pour votre écoute et le suivi de mon avancement.

La thèse ne serait pas ce qu’elle est sans les autres doctorants qui m’ont entouré pendant ces trois ans (au CEA ou ailleurs). Je les remercie tous pour leur soutien (surtout ceux du *writing-squad* pendant la rédaction confinée du manuscrit). Je pense particulièrement à AURÉLIE, ANTONY, BENJAMIN A. et S., BRUNO, DAVID, FLORIAN, FLORIANE, FRANCESCO, GEOFFREY, LAURA, LÉNA, LISA, MARINE, RAPHAËL, SUJAY, ZOÉ.

Cette thèse s’inscrit dans le cadre du développement de la mission spatiale SVOM, et je souhaiterais remercier toutes les personnes impliquées dans cette mission pour les échanges et les questions que vous m’avez posées, ce qui m’a poussé à me dépasser, à me questionner, à prendre du recul sur mon travail. Merci donc à toutes et tous, et plus particulièrement à FRANÇOIS GUILLEMOT, JEAN-LUC ATTEIA et LAURENT BOUCHER.

Je remercie ELISABETH JOURDAIN et SANDRO MEREGHETTI pour avoir accepté d’être les rapporteurs de cette thèse et pour les rapports qu’ils ont rédigés, FRÉDÉRIC PIRON et JEAN-LUC ATTEIA pour en avoir été les examinateurs ainsi que ALAIN ABERGEL pour avoir présidé la soutenance.

Cette thèse s’ouvre pour moi sur un contrat de post-doctorat au laboratoire APC

dans l'équipe en charge du logiciel au sol du télescope ECLAIRS. Je remercie CYRIL LACHAUD pour l'accueil qu'il me réserve à l'APC et sa gestion de mon recrutement. Cette opportunité est rendue possible par un financement du CNES. Je remercie donc FRANÇOIS GONZALEZ pour la confiance qui m'est accordée.

Mes derniers remerciements vont à ma famille et à mes proches : merci pour votre soutien et vos encouragements pendant toutes ces années. Merci à ma maman, FLORENCE, tu m'as toujours encouragé et poussé à faire ce que j'aimais. Tu m'as également soutenu pendant la rédaction du manuscrit avec nos repas à thème en vidéo-conférence, dans un contexte sanitaire très compliqué pour toi. Merci à mon papa OLIVIER, même si je ne partage pas ton goût pour le sport, tu m'as montré comment affronter les difficultés pour aller au bout de sa passion. Merci infiniment à mon beau-père DOMINIQUE, tu m'as montré à quel point la science, et surtout l'astronomie, pouvait être fascinante et tu m'as accompagné sur ce chemin. Merci également à tous les copains du CAASV qui ont contribué à développer ma passion pour l'astronomie. Merci aux amis de « l'ancien rituel du lundi » pour votre bonne humeur et tous les moments conviviaux que nous avons partagés pendant ces trois ans. Merci à MARC et PASCAL, vous avez largement contribué à faire de moi qui je suis aujourd'hui. Enfin, merci à CHRISTOPHE, tu as partagé avec moi cette aventure depuis le premier jour et j'en suis très heureux. Merci pour ton soutien, surtout lors de ces derniers mois, je te le rendrai bien dans un an et demi !





À Paul,
À Robert.

Table des matières

Table des matières	xi
Abréviations	xvii
1 Introduction	1
1.1 Le ciel transitoire	1
1.1.1 Introduction	1
1.1.2 Les événements du ciel transitoire	3
1.2 Les sursauts gamma	8
1.2.1 La découverte des sursauts gamma	8
1.2.2 Phénoménologie	11
1.2.2.1 Généralités	11
1.2.2.2 Émission prompte	16
1.2.2.3 Émission rémanente	19
1.2.3 Modèles	21
1.2.3.1 Progéniteurs	22
1.2.4 Les missions d'observation des sursauts gamma d'aujourd'hui et de demain	24
1.2.5 Questions ouvertes	27
1.2.5.1 Progéniteurs	27
1.2.5.2 Mécanisme d'accrétion et d'éjection	27
1.2.5.3 Durées	28
1.2.5.4 Cosmologie	28
2 La mission SVOM	29
2.1 Description	29
2.2 Instruments	33

2.2.1	ECLAIRs	33
2.2.2	GRM : <i>Gamma-Ray Monitor</i>	33
2.2.3	MXT : <i>Microchannel X-ray Telescope</i>	34
2.2.4	VT : <i>Visible Telescope</i>	35
2.2.5	GWAC : <i>Ground based Wide Angle Cameras</i>	35
2.2.6	GFTs : <i>Ground based Follow-up Telescopes</i>	37
2.2.7	Le réseau d’alerte	38
2.3	Stratégie d’observation	40
2.3.1	Orbite et pointage	40
3	Le télescope ECLAIRs et son logiciel de déclenchement	47
3.1	Objectifs scientifiques et description de l’instrument	48
3.1.1	Description des composants	48
3.1.2	Description du détecteur	49
3.1.3	Description de l’UGTS	50
3.2	Fonctionnement d’un télescope à masque codé	52
3.2.1	Comment réaliser des images du ciel en rayons X et gamma ?	52
3.2.2	Principe de l’imagerie à masque codé	53
3.2.3	Sensibilité <i>versus</i> localisation	55
3.2.4	Le masque d’ECLAIRs	57
3.2.5	Géométrie et champ de vue	58
3.2.6	Reconstruction de l’image du ciel	59
3.2.6.1	Principe de la reconstruction	59
3.2.6.2	Prise en compte de la taille des éléments du masque	61
3.2.6.3	Taille de l’image du ciel	61
3.2.6.4	Formulation mathématique de la déconvolution	62
3.2.7	Détection et localisation des sources dans l’image du ciel	64
3.3	Bruit de fond attendu	64
3.3.1	Bruit de fond cosmique de rayons X	65
3.3.2	Influence de la Terre sur le bruit de fond	68
3.3.3	Particules piégées	69
3.3.4	Sources connues	70
3.4	Logiciel de déclenchement	71
3.4.1	Définition des paramètres	71
3.4.2	Déclenchement en taux de comptage	72
3.4.3	Déclenchement en image	73
3.4.4	Seuils de détection	75
3.5	Simulation du comportement d’ECLAIRs	76
3.5.1	Modélisation de l’instrument	76

3.5.2	Méthode de simulation par <i>ray-tracing</i>	76
3.5.3	Implémentation	79
4	Influence du bruit de fond sur les images et constitution du catalogue des sources connues détectables par ECLAIRs	81
4.1	Critères de qualité des images	82
4.2	Influence du bruit de fond cosmique de rayons X	85
4.2.1	Influence de la Terre dans le champ de vue	87
4.3	Influence des sources connues dans le champ de vue	90
4.3.1	Influence de la stratégie de pointage sur les sources connues dans le champ de vue	91
4.3.2	Catalogue de sources	92
4.3.2.1	Données de l'instrument MAXI/GSC	92
4.3.2.2	Données de l'instrument Swift/BAT	94
4.3.2.3	Association des sources entre MAXI et Swift	94
4.3.3	Spectres des sources	95
4.3.3.1	Influence de l'absorption	98
4.3.4	Statistiques de la population des sources	98
4.3.4.1	Généralités	98
4.3.4.2	Propriétés spectrales	101
4.3.5	Sensibilité d'ECLAIRs	102
4.3.6	Influence des sources dans l'image du détecteur	108
4.3.7	Influence des sources dans l'image du ciel	110
4.3.8	SNR typique des sources	112
4.3.9	Variabilités temporelles des sources	119
4.3.10	Exemple : le centre galactique	129
4.3.11	Exemple : Scorpius X-1	130
4.4	Conclusion	135
5	Optimisation de la détection d'événements transitoires	137
5.1	Correction des défauts instrumentaux	138
5.2	Correction du bruit de fond	139
5.2.1	Ajustement d'une forme	139
5.2.1.1	Description de la méthode	139
5.2.1.2	Exemple	141
5.2.1.3	Masquage de pixels	148
5.2.2	Ondelettes	150
5.2.2.1	Analyse multi-résolution	151
5.2.2.2	Algorithme à trous	152
5.2.2.3	Application à la correction du bruit de fond	154

5.2.2.4	Exemple	157
5.2.2.5	Masquage de pixels	158
5.3	Correction des sources connues persistantes	164
5.3.1	Méthode classique par ajustement	164
5.3.1.1	Description	164
5.3.1.2	Influence de la direction de pointage	165
5.3.1.3	Exemple : le centre galactique	167
5.3.2	Masquage des sources sur le détecteur	174
5.4	Optimisation des seuils de détection	178
5.4.1	Cas idéal : bruit de fond seul	178
5.4.2	Cas plus réaliste : bruit de fond, source et Terre	180
5.5	Conclusion sur les performances des méthodes	183
5.6	Catalogue embarqué et détection de sources connues	185
5.6.1	Sources à corriger	186
5.6.2	Sources à exclusion de la zone de recherche de nouvelles sources	187
5.6.3	Seuils de détection des éruptions de sources connues	188
5.7	Conclusion	191
6	Les sursauts gamma ultra-longs	193
6.1	Des événements particuliers	194
6.2	SVOM : un espace de découverte pour les sursauts ultra-longs	196
6.3	Échantillon de sursauts gamma ultra-longs détectés par <i>Swift</i>	198
6.3.1	A propos du décalage spectral	201
6.3.2	A propos de la mesure de la durée	202
6.4	Capacité de détection des sursauts ultra-longs par ECLAIRs	203
6.4.1	Pré-traitement des données	203
6.4.2	Construction de la liste de photons	205
6.4.3	Simulation des événements	206
6.4.4	Détection des sursauts ultra-longs	207
6.4.4.1	Échelle de temps et position	207
6.4.4.2	Localisation	215
6.4.4.3	Bande d'énergie	216
6.4.4.4	Rapport signal à bruit	220
6.4.4.5	Conclusion	222
6.4.5	Détection de sursauts ultra-longs à haut décalage spectral	222
6.5	Taux de sursaut ultra-longs attendus par ECLAIRs	227
6.5.1	Introduction de la méthode	227
6.5.2	Détermination de l'horizon de BAT	228
6.5.3	Détermination de l'horizon d'ECLAIRs	229

6.5.4	Calcul du taux de détection de sursauts ultra-longs attendu pour ECLAIRs	230
6.5.5	Influence du seuil bas en énergie d'ECLAIRs	232
6.6	Conclusion	233
7	Conclusion et perspectives	235
A	Posters	239
A.1	42nd COSPAR Scientific Assembly (Pasadena, 2018)	240
A.2	2019 Nanjing GRB Conference	241
B	Publications	243
	Bibliographie	245



Abréviations

Abréviations

ASIC Application-Specific Integrated Circuit

CAS Chinese Academy of Sciences

CNES Centre National d'Etudes Spatiales

CNSA China National Space Administration

CXB Cosmic X-ray Background

ELS Électronique de Lecture Série

FCFOV Fully Coded Field Of View

GCN Gamma-ray Coordinates Network

PCFOV Partially Coded Field Of View

SAA South Atlantic Anomaly

SECM Shanghai Engineering Center for Microsatellites

UGTS Unité de Gestion et de Traitement Scientifique d'ECLAIRs

VHF Very High Frequency

Missions et instruments

ASM All-Sky Monitor (RXTE)

BAT Burst Alert Telescope (Swift)

BATSE Burst and Transient Source Experiment (CGRO)

C-GFT Chinese Ground based Follow-up Telescope (SVOM)

CGRO Compton Gamma-Ray Observatory

eXTP extended Timing and Polarimetry mission
F-GFT French Ground based Follow-up Telescope (SVOM)
FSC French Science Center (SVOM)
GBM GLAST Burst Monitor (Fermi, anciennement appelé GLAST)
GBM Gamma-ray Burst Monitor (Fermi)
GECAM Gravitational Wave High-energy Electromagnetic Counterpart All-sky Monitor
GRBM Gamma-Ray Burst Monitor (Beppo-Sax)
GRM Gamma-Ray Monitor (SVOM)
GSC Gas Slit Camera (MAXI)
GWAC Ground based Wide Angle Cameras (SVOM)
HESS High Energy Stereoscopic System
HETE High Energy Transient Explorer
IBIS Imager on Board the Integral Satellite (INTEGRAL)
INTEGRAL INTERnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory
LAT Large Area Detector (Fermi)
MAXI Monitor of All-sky X-ray Image
MXT Microchannel X-ray Telescope (SVOM)
RXTE Rossi X-Ray Timing Explorer
SPI Spectrometer for Integral (INTEGRAL)
SVOM Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor
TAO Transient Astrophysics Observatory (anciennement appelé ISS-Lobster)
TAP Transient Astrophysics Probe
THESEUS Transient High-Energy Sky and Early Universe Surveyor
UVOT UV and Optical Telescope (Swift)
VT Visible Telescope (SVOM)
WFC Wide Field Cameras (Beppo-Sax)
WFM Wide Field Monitor (eXTP)
XRT X-Ray Telescope (Swift)

1.1 Le ciel transitoire	1
1.1.1 Introduction	1
1.1.2 Les événements du ciel transitoire	3
1.2 Les sursauts gamma	8
1.2.1 La découverte des sursauts gamma	8
1.2.2 Phénoménologie	11
1.2.2.1 Généralités	11
1.2.2.2 Émission prompte	16
1.2.2.3 Émission rémanente	19
1.2.3 Modèles	21
1.2.3.1 Progéniteurs	22
1.2.4 Les missions d’observation des sursauts gamma d’aujourd’hui et de demain	24
1.2.5 Questions ouvertes	27
1.2.5.1 Progéniteurs	27
1.2.5.2 Mécanisme d’accrétion et d’éjection	27
1.2.5.3 Durées	28
1.2.5.4 Cosmologie	28

1.1 Le ciel transitoire

1.1.1 Introduction

La première année du règne Jiayou, le troisième mois lunaire [du 19 mars au 17 avril 1054], le chef du Bureau d’astronomie a dit : « L’étoile invitée a disparu, ce qui est un présage du départ de l’hôte. ». Plus tôt, durant le

5ème mois de la première année du règne Zhihe [juillet 1054], cette étoile était apparue à l'Est, gardant Tianguan [l'étoile ζ Tauri]. Elle était visible le jour comme Vénus. Elle pointait ses rayons dans toutes les directions et sa couleur était rouge pâle. Elle est restée visible [de jour] 23 jours.

C'est ainsi que l'apparition d'une « étoile invitée » sous le règne de l'empereur chinois Renzong est relatée dans ce texte tiré de l'*Histoire des Song* (figure 1.1, à gauche). Cet événement correspond à l'explosion de la supernova du mois de juillet 1054 et dont on observe aujourd'hui le vestige sous forme de nébuleuse, appelée Nébuleuse du Crabe (figure 1.1, à droite). Les astronomes chinois ont compris il y a fort longtemps la notion de ciel transitoire. Leur façon de surveiller le ciel nous fournit des témoignages de cette compréhension (registre des « étoiles invitées » et de comètes notamment). La mission d'astronomie franco-chinoise SVOM, dans le cadre de laquelle se trouve mon travail de thèse, s'inscrit dans cette tradition de la surveillance du ciel à la recherche des événements les plus cataclysmiques de l'Univers. Dans ce premier chapitre, je vous propose un tour d'horizon de ces phénomènes. La mission SVOM sera présentée dans le chapitre 2 et l'instrument ECLAIRs qui surveillera le ciel le sera dans le chapitre 3.

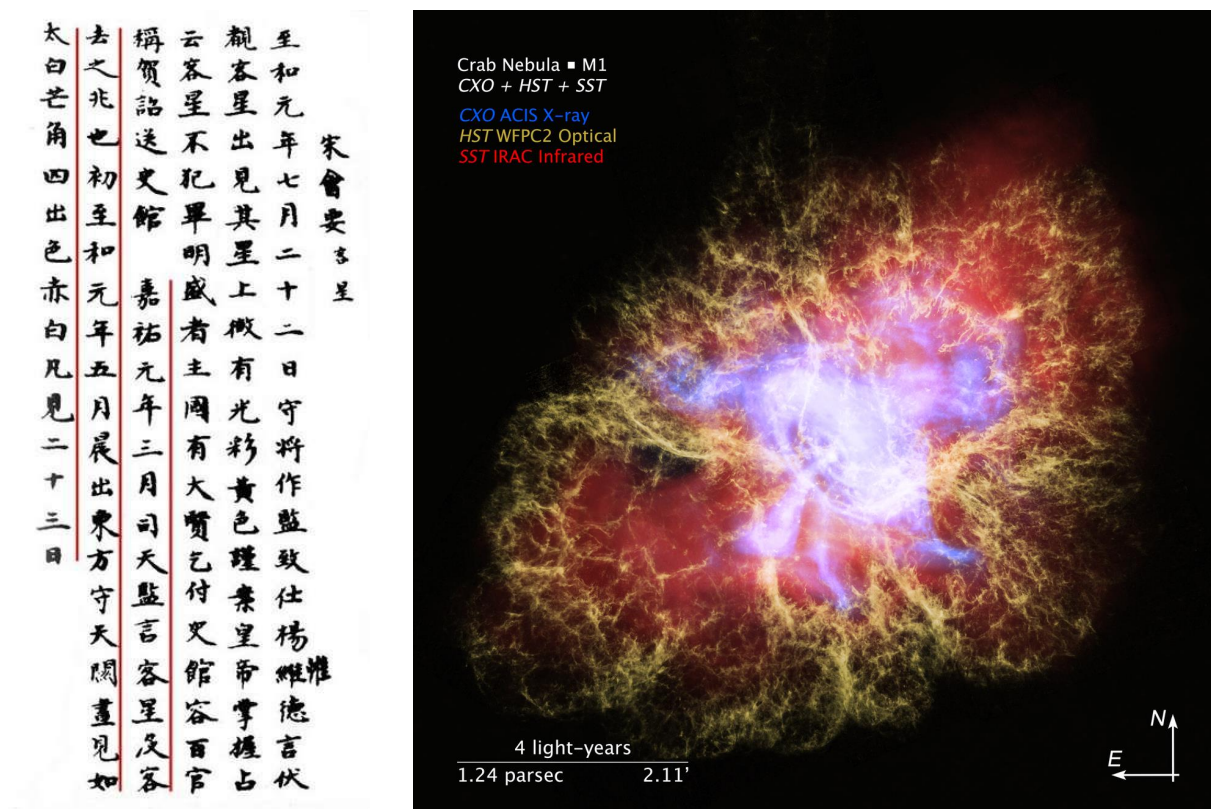


Figure 1.1 – A gauche : texte relatant l'apparition d'une « étoile invitée » (passage en rouge), tiré de l'*Histoire des Song* (Bonnet-Bidaud, 2017). A droite : composition d'images de la Nébuleuse de Crabe (rouge : image infrarouge obtenue à partir du télescope Spitzer, jaune : image visible fournie par le télescope Hubble, bleu : image en rayon X obtenue par le télescope Chandra).

1.1.2 Les événements du ciel transitoire

Dans cette section, je vais commencer par présenter les principaux objets du ciel dit « transitoire ». Ces objets sont ceux qui présentent des variations de luminosité appréciables à l'échelle humaine, typiquement de quelques mois ou années et plus court. Par exemple, la formation des étoiles est une période transitoire courte dans leur vie mais reste longue à l'échelle humaine (quelques millions d'années). Les phénomènes explosifs sont un type d'événements transitoires. Lorsqu'ils sont, en particulier, associés à un objet compact (formation, destruction, ou simplement situés à leur surface) alors les conditions de densité et de température sont réunies pour produire des émissions dans la bande des rayons X et gamma.

Les photons X et gamma étant (heureusement) bloqués par la haute atmosphère, l'astronomie des hautes énergies s'est particulièrement développée à partir des années 1960 grâce aux fusées-sondes et aux ballons stratosphériques. Des fusées-sondes qui emportent des détecteurs dédiés (comme les compteurs Geiger) peuvent atteindre des altitudes de plusieurs centaines de kilomètres. Une expérience de ce type par [Giacconi et al. \(1962\)](#) permit, en 1962, la découverte de la première source de photons X extra solaire : Scorpius X-1 (Sco X-1 dans la suite) ainsi que d'un bruit de fond diffus de rayons X (voir section [3.3.1](#)). Cette détection valut à Riccardo Giacconi le Prix Nobel de Physique de 2002 (qu'il partagea avec Masatoshi Koshiba et Raymond Davis Jr. récompensés pour la détection des neutrinos cosmiques). Les ballons stratosphériques atteignent des altitudes moins élevées (~ 50 km), ce qui permet toutefois aux détecteurs de collecter quelques photons X et gamma (la masse d'atmosphère comprise sous l'altitude de 30 km représente environ 99% de sa masse totale). Une des expériences embarquées à bord de ballons a permis de détecter des photons d'énergie supérieure à 15 keV en provenance de la nébuleuse du Crabe ([Clark, 1965](#)).

Le premier satellite destiné à l'astronomie de rayons X est Uhuru, lancé par la NASA en 1970. Ce dernier a observé les sources les plus brillantes du ciel en rayons X (entre 2 et 20 keV). La carte de ces sources est donnée sur la figure [1.2](#) (en haut).

Les phénomènes transitoires (apparitions et variabilités) sont par définition imprévisibles. Il est donc important de scruter le ciel en permanence afin d'augmenter les chances d'en découvrir un grand nombre. C'est le but des instruments de type *all-sky monitor* qui couvrent un large champ de vue et dont beaucoup fonctionnent dans le domaine des photons X mous d'énergie inférieure à une dizaine de keV (par exemple RXTE/ASM). Il est intéressant de surveiller le ciel en photons X durs aussi (d'énergie supérieure à une dizaine de keV), puisque certaines sources sont intrinsèquement plus brillantes dans ce domaine. Ces observations ont permis de produire la carte (obtenue à partir de 70 mois d'observations de Swift/BAT) visible en bas de la figure [1.2](#).

Les quelques 30 années séparant les missions Uhuru et Swift sont visibles notamment

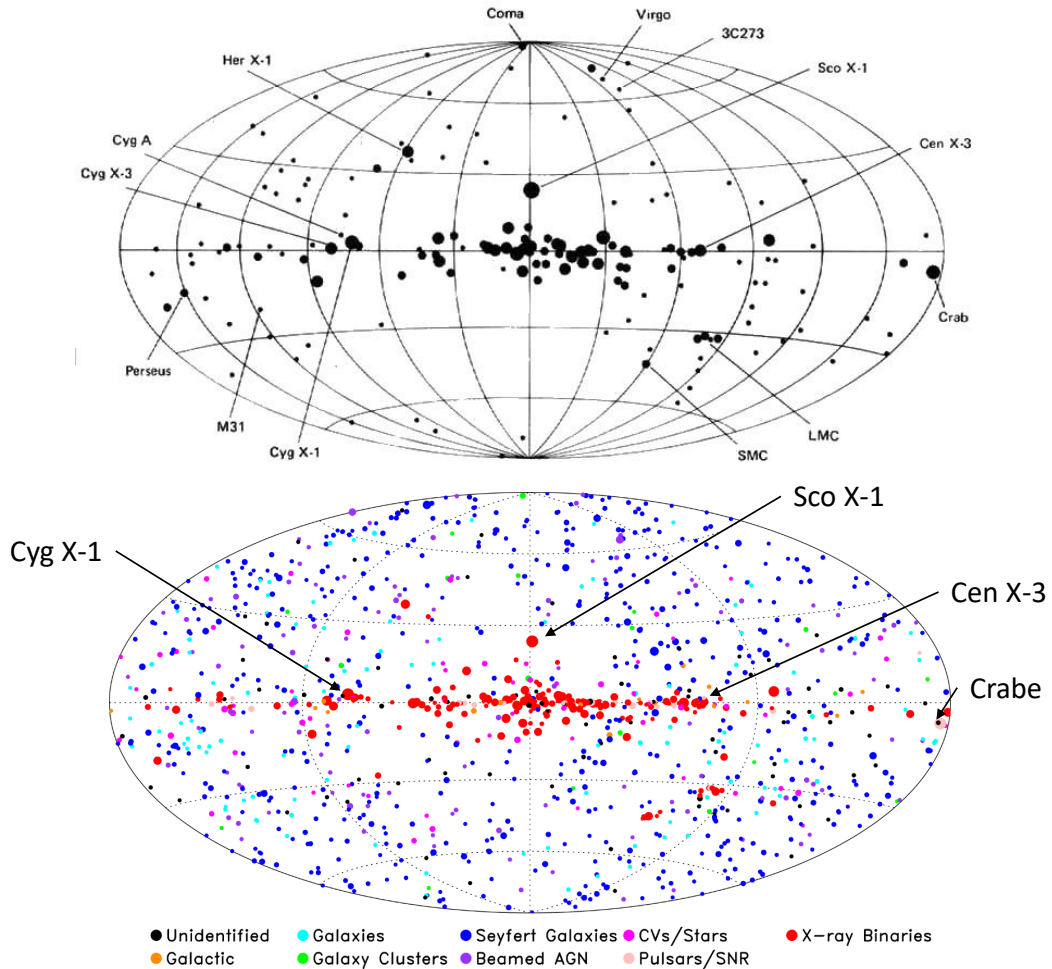


Figure 1.2 – Cartes du ciel en coordonnées galactiques indiquant la position de plusieurs sources de rayons X et gamma. Haut : carte construite à partir des données du satellite Uhuru (1970–1973) dans la gamme 2–20 keV (NASA, <https://history.nasa.gov/SP-401/>). Bas : carte construite à partir des données de l’instrument BAT du satellite Swift dans la gamme 14–195 keV (Baumgartner et al., 2013). Sur les deux cartes, la taille des points est proportionnelle au flux de la source.

via la grande différence du nombre de sources détectées. Toutefois, s’il semble que Uhuru ait détecté moins de sources que Swift, c’est surtout que, par rapport à Swift/BAT, sa sensibilité est moins bonne et permet uniquement de détecter les sources les plus brillantes. En réalité, il y a plus de sources dans le ciel rayonnant dans la gamme des rayons X mous de Uhuru que dans celle des rayons X durs de Swift/BAT. Les progrès instrumentaux permettent, outre une sensibilité accrue, de mieux déterminer la nature des sources grâce à des diagnostics scientifiques (analyses photométriques, spectrales, et temporelles) bien plus précises.

Il existe plusieurs grandes familles de sources (et de phénomènes physiques associés) pouvant conduire à l’émission de photons X et gamma. Même si la carte produite par Swift/BAT comporte beaucoup plus de sources que celle produite par Uhuru, il existe une famille de source qui se retrouve dans les deux cartes et compte parmi les plus brillantes.

Bien que plus noyées dans la carte globale de Swift/BAT, ces sources sont plutôt centrées autour du plan de la Galaxie : ce sont des sources binaires compactes nommées de manière générique « binaires X ». Elles renferment un astre compact (une étoile à neutrons ou un trou noir) et une étoile compagnon non dégénérée. Les systèmes binaires où l'objet compact est une naine blanche sont appelés « variables cataclysmiques ».

Grâce à différents mécanismes (remplissage du lobe de Roche ou vent stellaire), l'étoile compagnon peut transférer de sa matière vers l'objet compact. La figure 1.3 illustre ce phénomène dans le cas où l'étoile compagnon remplit son lobe de Roche. La matière de l'étoile compagnon qui se déverse sur l'objet compact forme un disque d'accrétion autour de celui-ci. Dans le disque, la matière orbite autour de l'objet compact et son énergie cinétique est convertie en rayonnement via des processus non thermiques (bremsstrahlung, rayonnement synchrotron, Compton inverse) pour enfin tomber sur l'objet. Les conditions au sein de ces disques conduisent à l'émission de photons X et gamma. Le disque « chaud » produit également une émission thermique en rayons X mous. Dans ces systèmes, des jets sont parfois observés (en radio notamment) mais leur formation est encore mal comprise. Une revue détaillée des binaires X hébergeant un trou noir est proposée par Remillard et McClintock (2006).

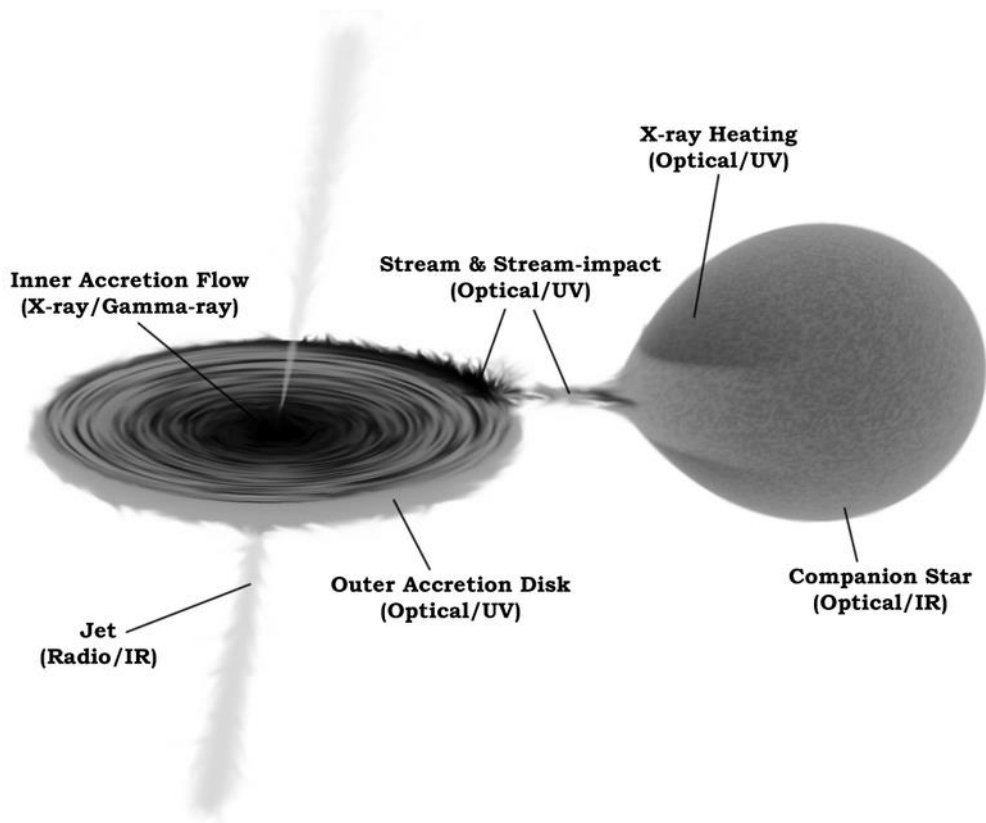


Figure 1.3 – Illustration d'un système binaire X (de type *low mass X-ray binary*) où l'étoile compagnon donne de la matière à l'astre compact en remplissant son lobe de Roche (Hynes, 2010).

Les phénomènes d'accrétion et d'éjection sont omniprésents dans l'Univers (depuis la

naissance et jusqu'à la mort des étoiles) et se manifestent sur différentes échelles de temps (de quelques millions d'années dans les systèmes proto-stellaires à quelques secondes pour les sursauts gamma, voir section 1.2). Parallèlement aux systèmes binaires situés dans notre galaxie, ces phénomènes sont aussi observés à l'échelle d'une galaxie, dans certaines galaxies particulières qu'on appelle des galaxies à noyau actif (les AGNs) et qui regroupent différents objets (galaxies de Seyfert, quasars). Les durées mises en jeu en général au sein des étoiles en formation ou des AGNs ne conduisent pas à les considérer comme des objets transitoires, même si certains types de noyaux actifs très brillants peuvent être très variables sur des temps relativement courts (heures ou jours typiquement).

Les ressemblances entre les galaxies à noyau actif et les binaires X ont conduit à aussi appeler ces dernières des « microquasars ». La figure 1.4 illustre le phénomène d'éjection dans un système binaire de notre galaxie (à gauche) et à l'échelle d'une galaxie (à droite). Dans le cas de M87, la partie visible du jet s'étend sur environ 5000 années-lumière tandis que pour SS 433, la taille du jet est de quelques années-lumière.

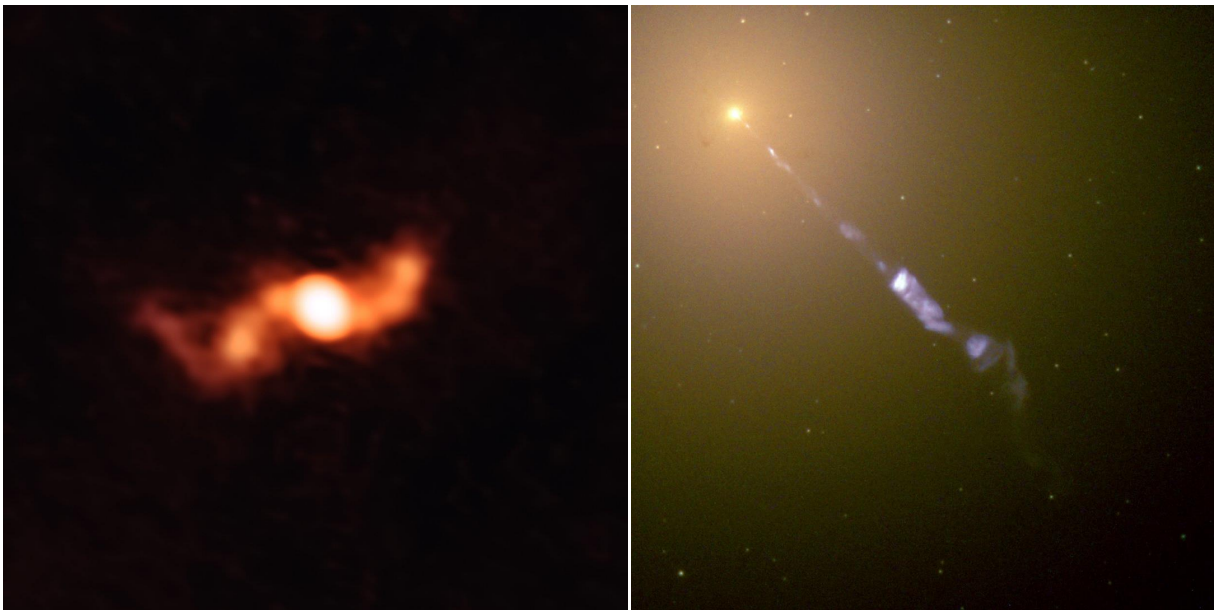


Figure 1.4 – Gauche : image radio du microquasar SS 433 (ESO/ALMA). Droite : image visible du centre de la galaxie M87 (NASA/Hubble).

Dans tous ces systèmes où l'accrétion est un moteur de l'émission X et gamma, des variations du taux d'accrétion peuvent entraîner des variations du taux d'émission de photons. Ces sources sont des objets d'études particulièrement intéressants et riches d'enseignements pour la physique qui gouverne ces mécanismes. Notamment : quelle est la composition de jets, comment permettent-ils d'accélérer la matière, quelles sont les interactions entre la matière de l'étoile compagne et le disque d'accrétion ? La figure 1.5 donne quelques exemples de sources transitoires observées par l'instrument GSC de la mission MAXI (2–20 keV). Ces sources illustrent différents comportements avec des variations d'amplitude et des variations temporelles différentes. Certaines sont plutôt éruptives

(SAX J1747.0-2853 et Aql X-1, deux systèmes binaires de type *low mass X-ray binary* qui contiennent tous deux une étoile à neutrons). Ces sources peuvent aussi présenter des variabilités spectrales avec des états plus ou moins riches en rayons X durs ou mous. Ce dernier aspect est mieux illustré lorsque l'on regarde les courbes de lumière dans plusieurs bandes d'énergie disjointes (et/ou que l'on représente leur rapport, appelé rapport de dureté), mais est déjà appréciable dans les deux panneaux du bas de la figure 1.5 sur les courbes de lumière des sources Cyg X-1 et GRS 1915+105 : une *high mass X-ray binary* et une *low mass X-ray binary* contenant toutes deux un trou noir. Ces deux objets sont persistants sur la durée de la courbe de lumière (plusieurs années) mais il apparaît clairement des phases plus ou moins brillantes associées à des transitions d'états spectraux.

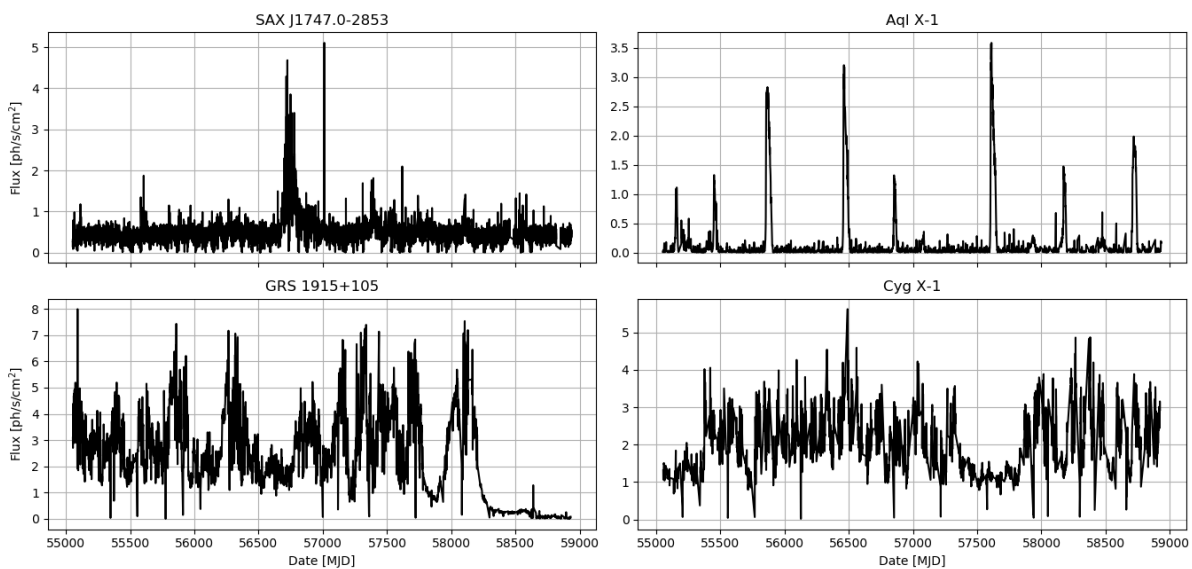


Figure 1.5 – Courbes de lumière (flux de photons en fonction du temps) de 4 sources du ciel transitoire construites à partir des données de l'instrument GSC de la mission MAXI (2–20 keV) observées depuis 2009 avec une résolution temporelle de 1 jour (<http://maxi.riken.jp>).

Les sursauts gamma, qui sont au cœur de la mission SVOM (voir chapitre 2), forment une autre famille de sources transitoires, où les mécanismes d'accrétion et d'éjection se manifestent à des échelles de temps beaucoup plus courtes que dans les binaires X. Leur fugacité et les divers phénomènes mis en jeu nécessitent donc des approches bien particulières et différentes de celles utilisées pour observer les binaires X. Ces objets sont aussi au cœur de mon travail de thèse et seront présentés en détails dans la section 1.2.

Récemment, de nouveaux événements se sont manifestés sur la scène de l'astronomie du ciel transitoire. Les ondes gravitationnelles, prédites par Einstein à partir de 1916 (Einstein, 1916, 1918) ont été détectées de manière directe en 2015 (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration et al., 2016). Ces ondes gravitationnelles sont émises lors de la coalescence de deux objets compacts formant un système binaire. Les deux objets orbitent d'abord l'un autour de l'autre dans une phase spirale qui s'accompagne de l'émission d'une onde gravitationnelle de faible amplitude. Cette émission provoque une

perte d'énergie et de moment cinétique du système et les deux objets se rapprochent. Plus les objets s'approchent, plus la fréquence et l'amplitude de l'onde gravitationnelle émise augmentent. Enfin vient le moment de la fusion. Au moment de la fusion, l'amplitude de l'onde est maximale. Aujourd'hui, les interféromètres en service sont capables de détecter des ondes gravitationnelles avec une amplitude d'environ 10^{-21} entre 10 Hz et 10 kHz. Un des événements détectés présente également une signature sous forme de rayonnement électromagnétique (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration et al., 2017; Abbott et al., 2017). Cette contrepartie électromagnétique était un sursaut gamma court, GRB 170817A, émis lors de la coalescence de deux étoiles à neutrons (voir section 1.2).

1.2 Les sursauts gamma

1.2.1 La découverte des sursauts gamma

En octobre 1962, la guerre froide atteint son paroxysme avec la crise des missiles de Cuba. Les différents protagonistes prennent conscience du danger que représentent l'utilisation et la prolifération des armes nucléaires. Pour éviter que d'autres puissances parviennent à se doter d'armes nucléaires (la France et la Chine, en particulier), les États-Unis d'Amérique, le Royaume-Uni et l'Union Soviétique signent, le 5 août 1963 à Moscou, le traité d'interdiction partielle des essais nucléaires. Ce traité interdit les essais dans l'atmosphère, dans l'espace et sous l'eau. Quelques jours après l'entrée en application du traité, le 10 octobre 1963, les États-Unis envoient dans l'espace les premiers satellites du programme Vela. Le programme Vela (pour gardien, veilleur en espagnol) a été lancé en 1959 afin de démontrer qu'il était possible de détecter des essais nucléaires menés dans l'espace. Dans l'espace, un essai nucléaire se caractérise essentiellement par une bouffée de photons de haute énergie (X, gamma). Cette bouffée peut être détectée grâce au phénomène de scintillation dans un cristal (de l'iodure de césium par exemple). Ainsi, le 17 octobre 1963 est lancée la première paire Vela 1A/1B. Les deux engins sont injectés en deux points diamétralement opposés d'une même orbite. Entre 1963 et 1970, au total 6 paires sont lancées : 3 paires pour la série Vela Hotel et 3 paires pour la série Advanced Vela. Contrairement aux satellites de la série Vela Hotel, les Advanced Vela présentaient de bien meilleures résolutions en temps des photons détectés. A partir de Vela 5A et B (sur la figure 1.6 à gauche), lancés en 1969, la résolution temporelle était telle que l'origine dans le ciel des photons détectés pouvait être déterminée avec une erreur de l'ordre de 10 degrés.

Quand plusieurs satellites Vela détectent une même bouffée de rayons gamma, il est en effet possible d'en déterminer la direction d'arrivée en pratiquant une triangulation qui tire parti de la différence entre les instants d'arrivée de la bouffée sur chacun des satellites. Plus précisément, en posant que la direction d'arrivée fait un angle θ avec la droite S_1S_2

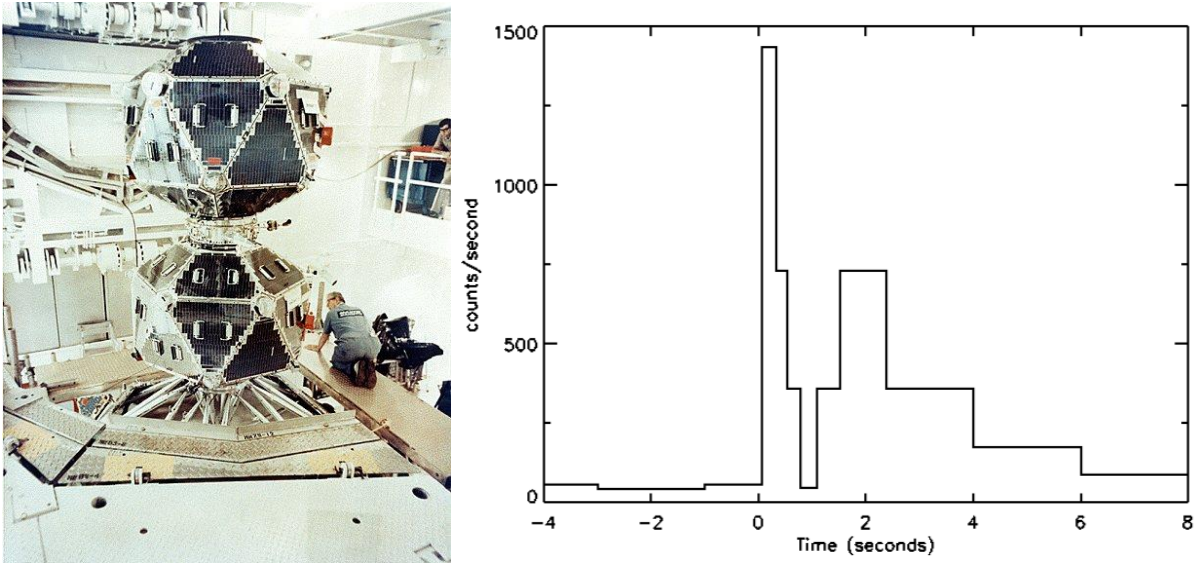


Figure 1.6 – Gauche : Vela 5A et B dans la salle blanche avant leur lancement (Los Alamos National Laboratory). Droite : courbe de lumière (nombre de coups détectés en fonction du temps), de l'événement du 2 juillet 1967 détecté par Vela 4A.

joignant deux des satellites Vela, la différence τ entre les temps d'arrivée de la bouffée de photons gamma sur les deux satellites est donnée par l'expression suivante : $\tau = D \cos \theta / c$ où c est la célérité de la lumière et D la distance entre les deux satellites. La mesure de τ permet de déterminer que la bouffée gamma provient d'une source dont la position sur la voûte céleste se trouve sur un petit anneau délimité par les disques sous-tendus par les cônes d'axe $S_1 S_2$ et de demi-angles au sommet θ et $\theta + d\theta$ (la valeur de $d\theta$ est liée à l'erreur de mesure de τ et D). La situation est illustrée sur la figure 1.7. L'ajout de paires de satellites supplémentaires permet de réduire la boîte d'erreur dans laquelle la source est susceptible de se trouver, à l'interception des différents anneaux.

En 1984, à la fin du programme Vela, officiellement aucun essai nucléaire mené clandestinement n'a pu être formellement détecté. Cependant, les satellites Vela ont pourtant détecté des signaux, mais non conformes à ceux produits par une explosion nucléaire. Ces signaux étaient analysés par l'équipe menée par R.W. Klebesadel au laboratoire national de Los Alamos (Nouveau Mexique). Avec I. Strong et R. Olsen, Klebesadel a identifié des événements ayant été détectés simultanément par plusieurs satellites du réseau Vela. En tenant compte de la localisation fournie par Vela 5A, 5B, 6A et 6B, 16 événements ont été identifiés (Klebesadel et al., 1973). Bien que grossière, la localisation de ces événements a néanmoins permis d'affirmer que la source des photons n'était ni terrestre, ni solaire. Ainsi, Klebesadel et son équipe ont conclu à l'existence de « sursauts gamma » d'origine cosmique. Le premier sursaut gamma à avoir été observé est celui du 2 juillet 1967, détecté par Vela 4A. La variation du nombre de coups détectés par Vela 4A en fonction du temps (ce que l'on appellera dans la suite courbe de lumière) est montrée à droite sur la figure 1.6. Cette courbe de lumière donne la première caractéristique des sursauts gamma : ce

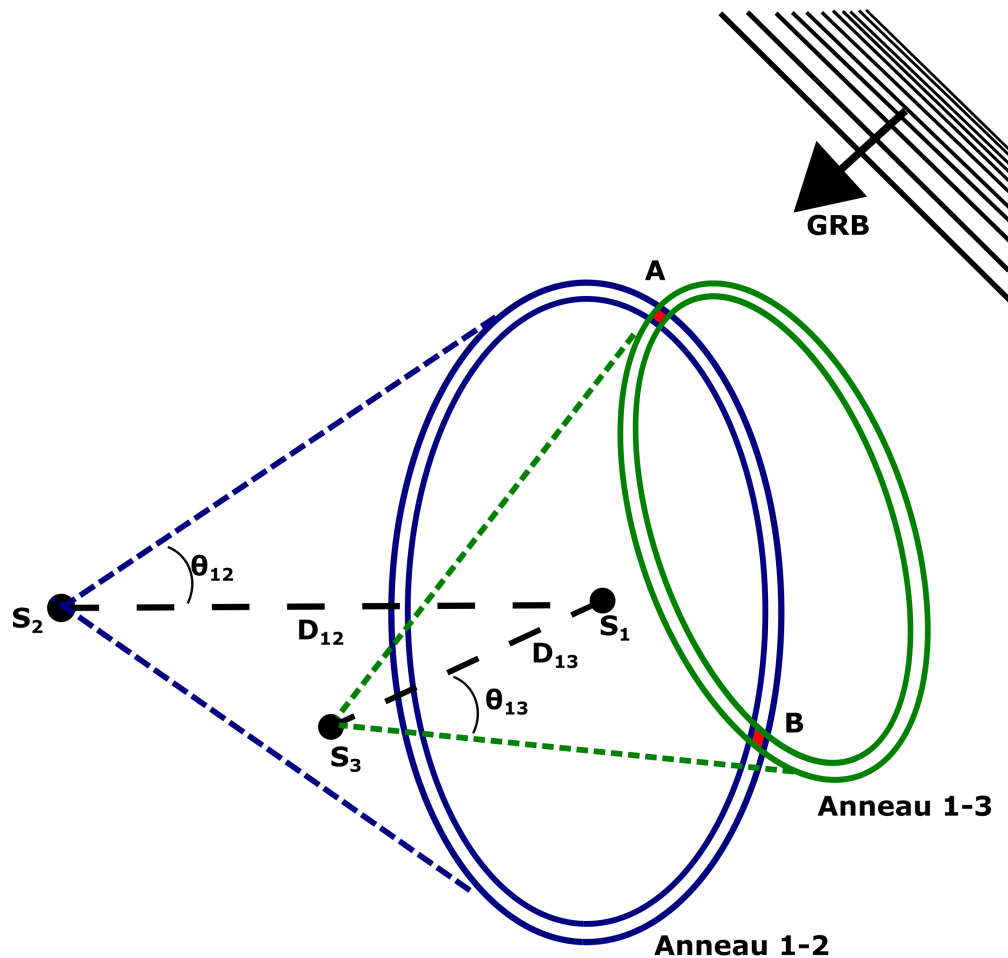


Figure 1.7 – Illustration de la méthode de triangulation avec deux paires de satellites : la différence d’arrivée du signal GRB entre les satellites S_1 et S_2 détermine une localisation possible sur l’anneau 1-2 d’ouverture θ_{12} . De même, la différence d’arrivée du signal entre les satellites S_1 et S_3 définit l’anneau 1-3 d’ouverture θ_{13} . La localisation se situe donc à l’intersection des deux anneaux, dans les boîtes d’erreurs A ou B. Dans le cas où la différence des temps d’arrivée du signal entre les satellites S_2 et S_3 est mesurable, alors l’anneau 2-3, non représenté, peut permettre de lever la dégénérescence entre les deux boîtes d’erreur A et B à l’intersection des anneaux 1-2 et 1-3. Dans le cas contraire, un quatrième satellite est nécessaire.

sont des phénomènes brefs (quelques secondes) et particulièrement intenses. Cet événement ne fait pas partie des 16 identifiés car au moment de sa détection, les performances de localisation du réseau Vela n’étaient pas suffisantes. C’est en comparant par la suite la forme du signal avec les événements déjà identifiés qu’il a été désigné comme le premier sursaut observé. Malgré la légende populaire, le programme Vela n’était pas classé secret défense (Bonnell et Klebesadel, 1996).

La confirmation de la production de photons très énergétiques durant ces événements a été apportée par les instruments de la mission IMP-6, lancée en 1971. Le détecteur gamma embarqué, fonctionnant avec un cristal de CsI associé à un photo-multiplicateur, a fourni les spectres de 6 des 16 sursauts détectés par Vela dans la bande d’énergie allant de 0.1 à 1.2 MeV (Cline et al., 1973). Les résultats ont montré que ces événements sont

bien caractérisés par une émission de haute énergie avec un spectre en énergie présentant un maximum autour de 150 keV. Peu après, d'autres confirmations ont été obtenues par des instruments à bord des satellites comme OSO-7 ou Cosmos-461 (Mazets et al., 1974) du côté de l'Union Soviétique.

La détection des sursauts gamma par les satellites Vela, et leur observation par des détecteurs à base de cristaux scintillateurs sur d'autres satellites, ouvrent la porte à de nombreuses autres observations. Dès cette époque, de nombreuses équipes ont profité des lancements d'engins spatiaux aux quatre coins du système solaire pour envoyer dans l'espace de tels détecteurs. S'affranchir de l'opacité de l'atmosphère terrestre dans cette bande d'énergie était une condition essentielle pour en savoir plus sur ces nouveaux venus dans le bestiaire des phénomènes astronomiques.

Depuis l'annonce de la découverte des sursauts gamma et pendant plusieurs années, la compréhension de ces phénomènes nouveaux ne s'est pas améliorée. Pour le constater, il suffit de regarder la variété des différents modèles proposés par la communauté et recensés par R. J. Nemiroff (Nemiroff, 1994). Ces modèles mettent en jeu des objets tels que des étoiles, naines blanches ou étoiles à neutrons (du disque ou du halo) de la Voie Lactée, le Soleil, ou encore des objets extra-galactiques (supernovæ dans d'autres galaxies notamment). A partir des années 1990, de nouvelles missions spatiales vont permettre de mieux comprendre ces phénomènes, notamment grâce à des observations coordonnées dans plusieurs longueurs d'onde. Les principaux résultats de ces missions seront présentés dans les sections suivantes.

1.2.2 Phénoménologie

1.2.2.1 Généralités

Les sursauts gamma sont des événements transitoires brefs distribués de manière isotrope dans le ciel et se produisant à un taux d'environ 1 par jour. La carte de la figure 1.8 donne la distribution spatiale des sursauts gamma dans le ciel, obtenue par l'instrument BATSE (20 keV–1 MeV) de la mission CGRO (1991–2000). Cette carte en coordonnées galactiques (avec une projection qui conserve les angles solides) montre que les sursauts gamma ne se manifestent pas dans une direction privilégiée du ciel. Les observations de BATSE/CGRO ont ainsi permis d'exclure plusieurs modèles de formation de sursauts gamma parmi ceux recensés par Nemiroff (1994). Notamment, comme aucune sur-densité d'événements n'est observée le long du plan galactique, les modèles expliquant les sursauts gamma par des sources du plan galactique ont été exclus. Cependant, deux modèles subsistent : des sources extra-galactiques ou plus proches de notre galaxie, qui aboutiraient dans les deux cas à une distribution isotrope dans le ciel. En avril 1995, un débat fut organisé pour confronter deux hypothèses concernant la distance des sursauts gamma. D'un côté Bohdan Paczyński (Paczynski, 1995) soutient que les sursauts gamma ont une origine

extra-galactique à des distances cosmologiques, tandis que Donald Q. Lamb (Lamb, 1995) émet l'hypothèse que ces événements sont créés par des étoiles à neutrons en périphérie de notre galaxie. Les conclusions de ce débat, formulées par Rees (1995), n'ont pas permis d'écarter l'une ou l'autre des hypothèses précédentes et il faudra encore attendre plusieurs années avant de pouvoir mesurer la distance d'un sursaut gamma.

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

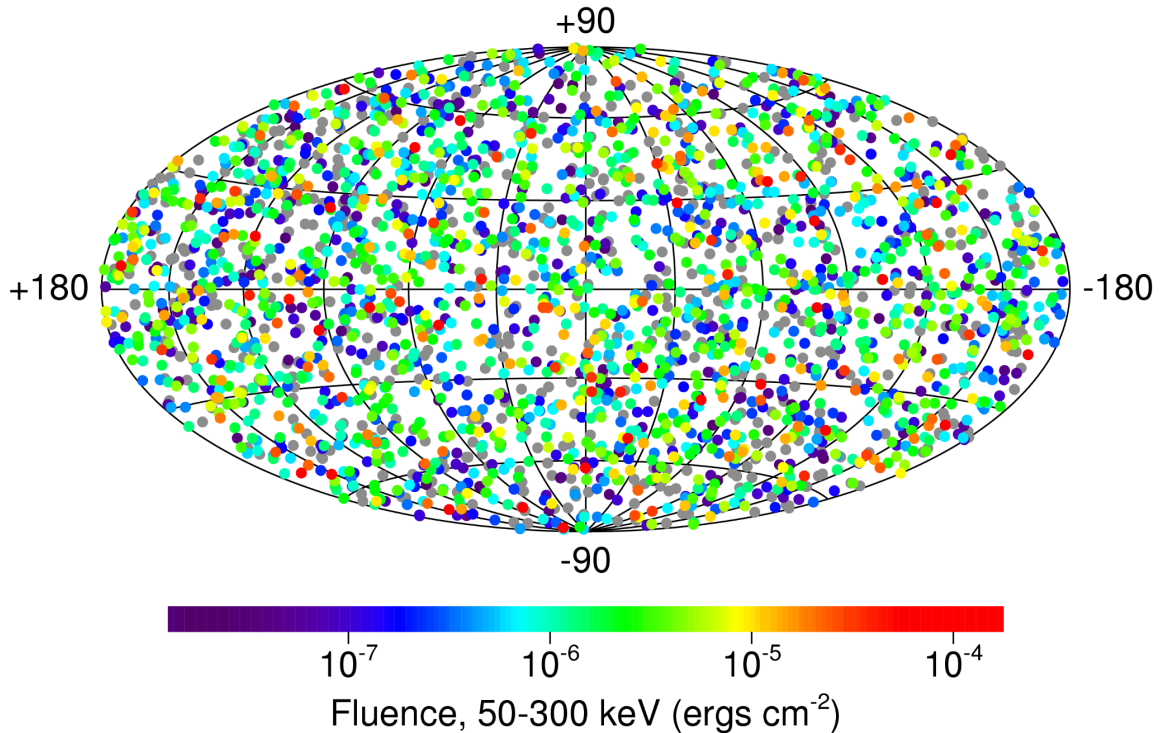


Figure 1.8 – Distribution spatiale des sursauts gamma détectés par CGRO/BATSE en coordonnées galactiques (NASA, <https://gamma-ray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/>). Les points gris indiquent la position des sursauts pour lesquels la fluence n'a pas été calculée. La distribution des sursauts apparaît comme isotrope.

Les résultats de l'instrument BATSE ont cependant apporté de nombreuses réponses quant à ces phénomènes. Les sursauts gamma sont des événements particulièrement brefs et qui présentent des comportements très variés. La figure 1.9 donne la distribution des durées des sursauts mesurées par l'instrument BATSE. La grandeur permettant de déterminer la durée d'un sursaut est notée T_{90} et correspond à la durée pendant laquelle un sursaut émet entre 5% et 95% du total des coups détectés. Deux familles semblent se distinguer. Cette bimodalité a été mise en évidence dès 1993 avec les premières observations de BATSE par Kouveliotou et al. (1993). Aujourd'hui, cette bimodalité est communément admise, ce qui permet de classer les sursauts gamma en deux catégories : les sursauts courts ($\langle T_{90} \rangle_{\text{court}} \approx 0.3$ s) et les sursauts longs ($\langle T_{90} \rangle_{\text{long}} \approx 20$ s). Les sursauts gamma courts sont généralement plus durs que les sursauts gamma longs comme en témoigne la distribution de droite de la figure 1.9. Ici, la dureté est le ratio entre les flux

mesurés dans deux bandes : 50–100 keV et 100–300 keV. Notons que la durée mesurée par la valeur T_{90} dépend de la sensibilité du détecteur et de sa capacité à observer le sursaut pendant un temps suffisamment long.

Les sursauts gamma se distinguent aussi par leur profil temporel. La figure 1.10 démontre la variété des profils temporels des sursauts gamma : ceux à profil simple, avec un seul pic ; ceux à profil régulier sans structure particulière, comme ceux de type FRED (*Fast Rise Exponential Decay*, montée rapide décroissance exponentielle) ; ceux à profil complexe, avec plusieurs pics bien définis ; ceux à profil encore plus bizarre, avec des épisodes d'émission bien séparés ; ceux à profil erratique et chaotique. Ces comportements peuvent-être expliqués par le modèle de formation des sursauts gamma en vigueur aujourd'hui (voir section 1.2.3).

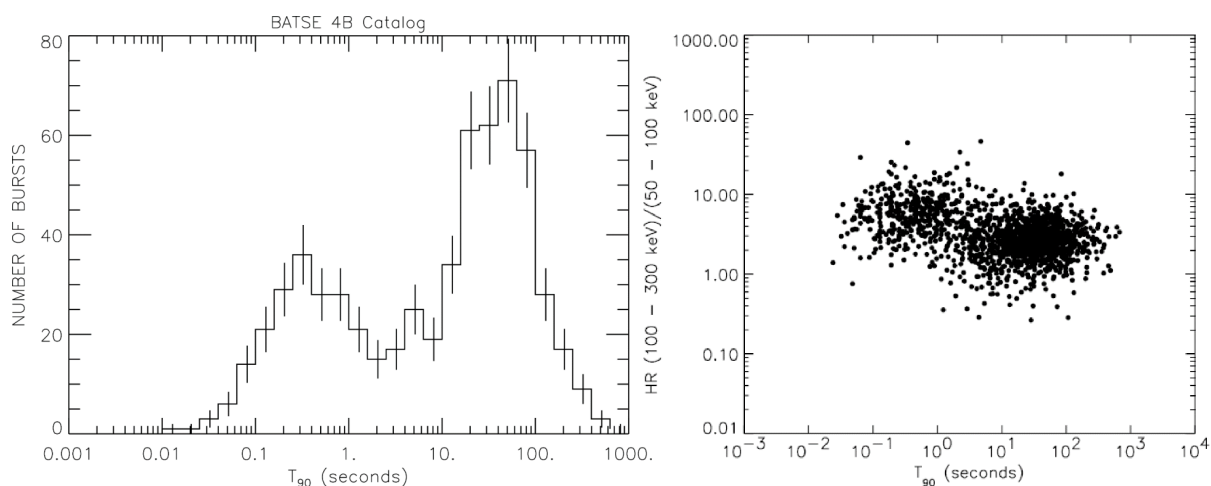


Figure 1.9 – Distribution des durées de sursauts détectés par CGRO/BATSE (NASA, <https://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/>). Le paramètre de durée utilisé est noté T_{90} , qui est le temps pendant lequel un sursaut émet entre 5% et 95% du total des coups détectés. Gauche : histogramme des valeurs de T_{90} . Droite : distribution des sursauts en fonction de leur durée et de leur dureté. La figure illustre le caractère bimodal de la distribution avec deux familles : les sursauts courts et les sursauts longs.

En 1997, une autre mission, Beppo-SAX (1996–2003) a apporté un nouvel élément relatif à la compréhension des sursauts gamma. Jusqu'à cette date, les sursauts gamma avaient toujours été observés dans la gamme des rayons X durs et gamma. Le 28 février 1997, l'instrument GRBM (40–700 keV) détecte un sursaut gamma (GRB 970228). L'analyse au sol des données révèle alors qu'un signal a été enregistré par un des deux instruments WFC (2–26 keV), également embarqués sur le satellite Beppo-SAX, simultanément à la détection par GRBM (Costa et al., 1997a). Cette observation en rayons X mous, grâce aux performances des WFC, permet de localiser la source de l'événement avec une erreur de 10 arcmin (puis 3 arcmin avec une analyse plus complète quelques heures plus tard). Cette erreur est suffisamment faible pour permettre la reprogrammation et le repointage du satellite Beppo-SAX afin d'observer cette région du ciel avec des instruments petit champ dans la bande des rayons X mous. Les images réalisées par ces instruments sont

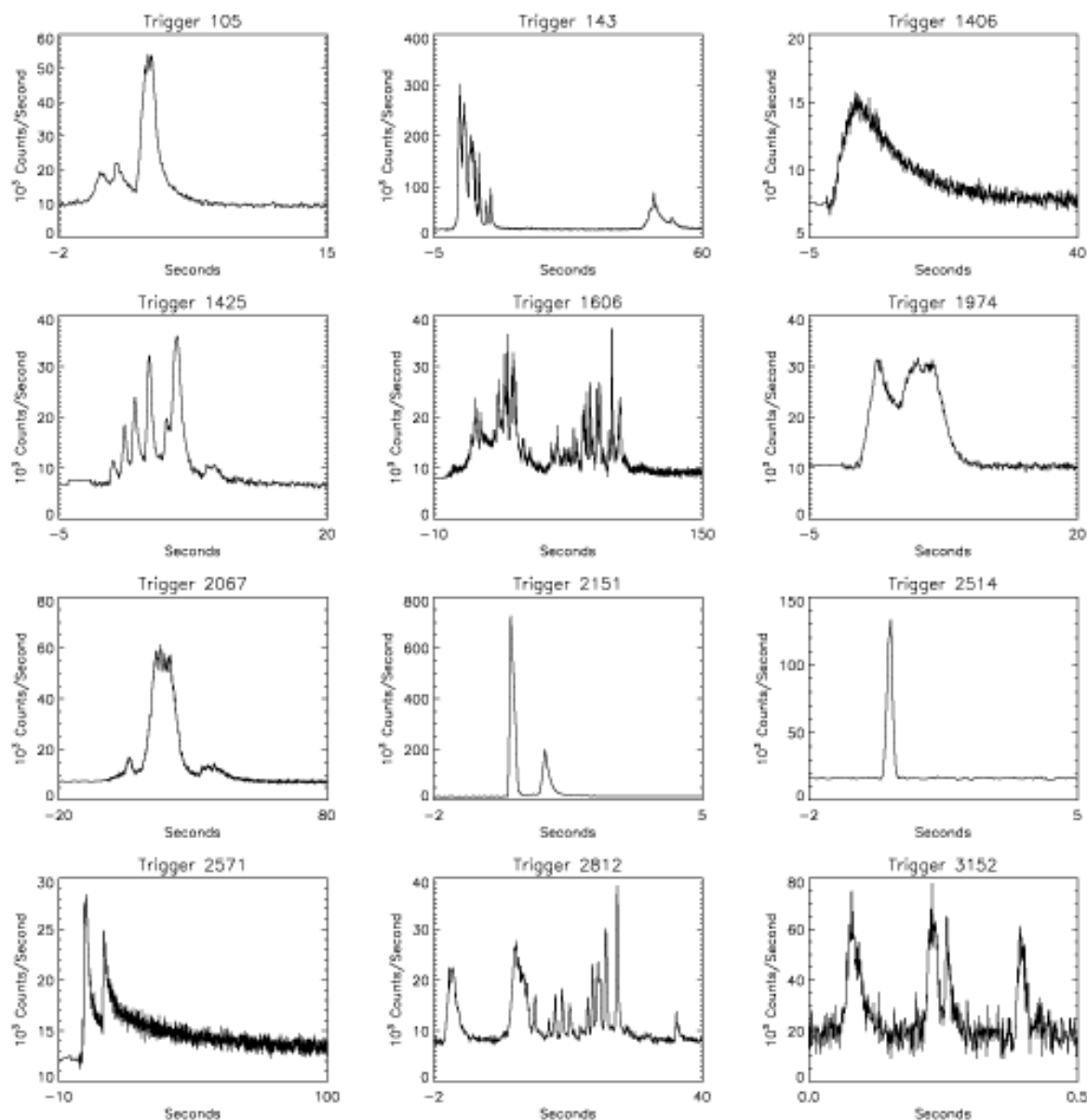


Figure 1.10 – Échantillon de courbes de lumière de sursauts gamma détectés par CGRO/BATSE illustrant la diversité des profils (NASA, <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/grbs/grbs.html>). Les courbes de lumière peuvent présenter différents caractères : longues ou courtes, un ou plusieurs pics, amplitude variable. Bande d'énergie : 20 keV–1 MeV.

montrées sur la figure 1.11, 8 heures puis 3 jours après la détection initiale par GRBM. L'intensité de la source ainsi détectée décroît avec le temps, et diminue d'un facteur ~ 20 entre les deux images. D'autre part, l'information de cette détection est transmise à la communauté par le Bureau central des télégrammes astronomiques et d'autres observations sont sollicitées dans toutes les longueurs d'onde (Costa et al., 1997b). Ainsi, la région du ciel correspondante a pu être observée par des télescopes au sol : 28 heures après la détection par GRBM, une source est détectée dans le visible par le télescope WHT (van Paradijs et al., 1997). Cette source présente le même comportement de décroissance que celui observé en rayons X mous, comme en témoigne l'image réalisée 8 jours plus tard par

le télescope Isaac Newton (INT). Les observations dans le visible permettent d'associer la source avec un objet non transitoire supposé être une galaxie (Groot et al., 1997) sans pouvoir déterminer de distance.

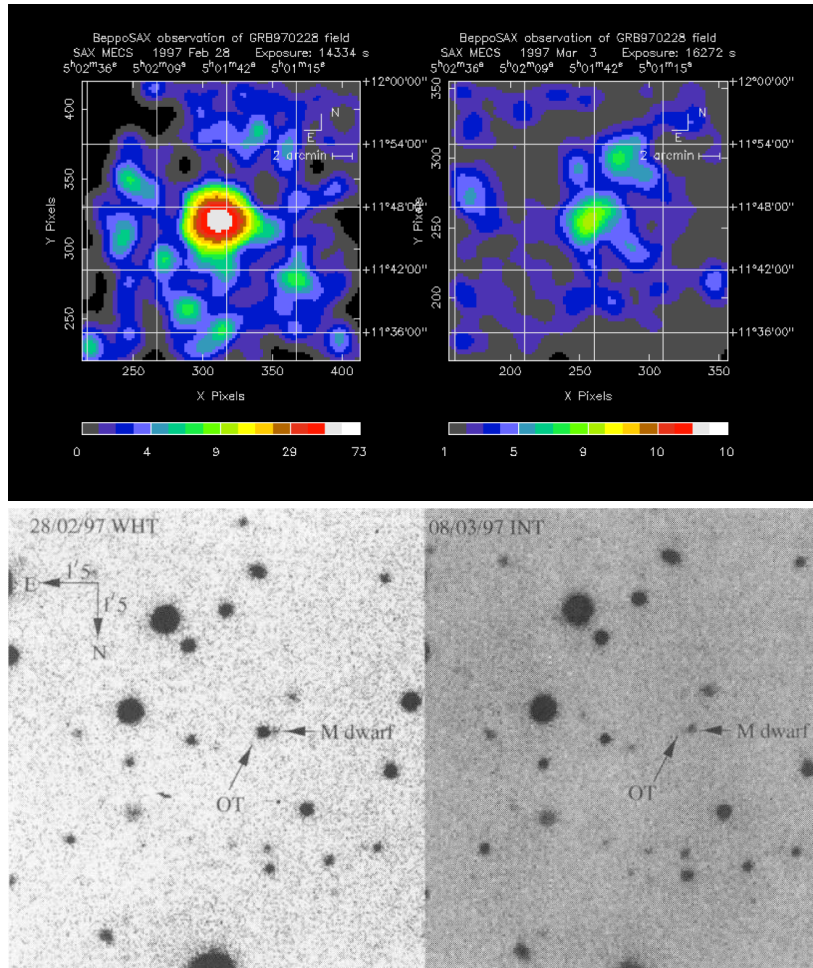


Figure 1.11 – Première observation de la contrepartie X et optique du sursaut gamma 970228 détecté par Beppo-SAX. Haut : images obtenues par l'instrument MECS (1.3–10 keV) le 28 février 1997 (à gauche, 14334 s d'exposition, 8 heures après la détection) et le 3 mars 1997 (à droite, 16272 s d'exposition) (Costa et al., 1997a). Bas : images de la région du ciel contenant la position de la contrepartie optique obtenues en visible. L'image de gauche a été réalisée avec le télescope WHT (La Palma) le 28 février 1997, 28 heures après la détection (300 s d'exposition). L'image de droite a été réalisée avec le télescope INT (La Palma) le 8 mars 1997 (2500 s d'exposition) (van Paradijs et al., 1997).

Le succès de cette opération réside dans la conduite rapide des premières observations pour localiser le sursaut assez précisément avant d'alerter la communauté. Cette rapidité est notamment permise par le fait que ces instruments appartiennent à la même mission, ce qui accélère le traitement et la programmation des suivis avec les instruments petit champ. Précédemment, un autre sursaut gamma, GRB 790305, a pu être localisé en combinant les signaux de plusieurs détecteurs embarqués sur différents satellites en différents points du système solaire (Evans et al., 1979) : *Pioneer Venus Orbiter* en orbite autour de Venus, *International Sun-Earth Explorer 3* au point de Lagrange L1, Helios 2 en orbite

héliocentrique, Venera 11 et 12 après leur survol de Vénus et enfin Vela 5A, 5B et 6A. L'ensemble formait un réseau appelé *Inter Planetary Network*. Ce réseau existe toujours avec les détecteurs actuellement en opération dans l'espace. Cependant, la concertation entre les différents acteurs impliqués dans cette détection (américains, russes, européens) n'a pas permis de diffuser rapidement l'alerte de la détection de GRB 790305. La circulaire de l'Union Astronomique Internationale informant la communauté de l'événement est publiée le 11 mai, beaucoup trop tard pour espérer détecter une contrepartie dans d'autres longueurs d'onde à cause de la décroissance rapide du phénomène. En revanche, grâce aux performances du réseau, la source des photons gamma a pu être localisée dans une boîte de dimensions $1 \text{ arcmin} \times 1.5 \text{ arcmin}$. Des observations ultérieures (Mazets et al., 1982) montreront en fait que cette source émet des bouffées de photons gamma de manière répétée dans le temps. Aujourd'hui, ces sources forment une classe distincte d'objets appelés sursauteurs gamma mous ou SGR (*soft gamma repeaters*).

La première détermination de la distance d'un sursaut gamma est rendue possible par la détection de GRB 970508. Sa localisation résulte de la même séquence temporelle que GRB 970228. En plus des images visibles, un spectre est obtenu (Metzger et al., 1997). L'identification de raies en absorption du fer et du magnésium dans ce spectre permet de déterminer le décalage spectral du sursaut $z=0.835$ (correspondant à une époque où l'Univers est âgé de ~ 2 milliard d'années). Ce résultat confirme l'hypothèse de Paczyński selon laquelle les sursauts gamma sont produits à des distances cosmologiques.

Depuis, ces séquences d'observations multi longueurs d'onde coordonnées ont été réalisées pour plusieurs sursauts. La figure 1.12 donne la distribution des décalages spectraux pour les sursauts longs et courts (Berger, 2014). Les sursauts courts se produisent à des décalages spectraux $\langle z \rangle_{\text{court}} \approx 0.5$ tandis que les sursauts longs sont distribués dans une plus grande gamme ($0.0085 \leq z \leq 9.5$) mais concentrés autour de $\langle z \rangle_{\text{longs}} \approx 2$.

Pour résumer, les sursauts gamma sont caractérisés par des émissions brèves dans le domaine des rayons X et gamma, apparaissant de manière isotrope dans le ciel depuis des distances cosmologiques. Deux familles peuvent être distinguées selon leur durée. Ces événements présentent aussi des émissions dans d'autres longueurs d'onde. Dans les sections suivantes, je vais présenter plus en détail les caractéristiques de l'émission prompte à haute énergie puis dans les autres longueurs d'onde qui apparaissent généralement de façon retardée dans ce que l'on appelle l'émission rémanente.

1.2.2.2 Émission prompte

L'émission prompte est généralement l'émission de haute énergie en rayons X et gamma permettant de détecter un sursaut gamma¹. Le spectre de cette émission, non thermique,

1. Historiquement l'émission prompte est détectée en photons gamma (car cette émission est très brillante et il y a peu de sources rayonnant dans cette gamme dans le ciel), mais l'émission prompte peut aussi être observée dans le visible. C'est justement l'objectif de l'ensemble GWAC de la mission

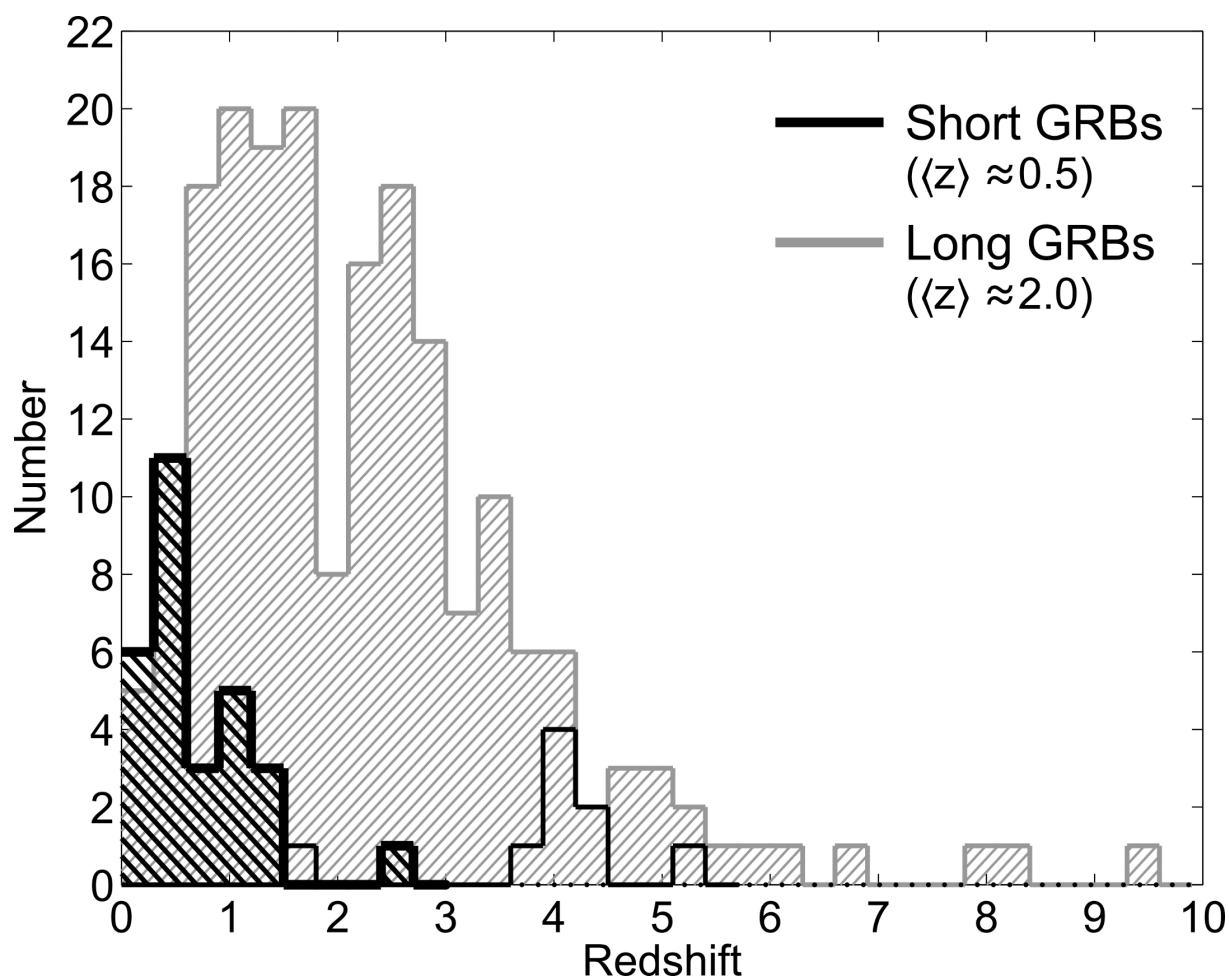


Figure 1.12 – Distribution des décalages spectraux des sursauts gamma courts (en noir) et longs (en gris). L’histogramme à bordure noire et fond transparent donne la limite supérieure du redshift en l’absence de rupture Lyman dans la rémanence et/ou les détections optiques de la galaxie hôte. Figure adaptée de Berger (2014).

peut être modélisé par un modèle construit à partir des données de CGRO/BATSE par Band et al. (1993). Ce modèle est uniquement empirique et ne reflète pas de processus physique particulier. Le spectre en flux de photon de ce modèle, noté $N_E(E)$ s’exprime à l’aide de l’équation 1.1 où N_0 est la normalisation du spectre, α et β sont les indices spectraux de photons à basse et haute énergie, au-dessous et au-dessus de la coupure en énergie E_0 et E_{ref} est une énergie de référence (100 keV pour BATSE).

$$N_E(E) = N_0 \begin{cases} \left(\frac{E}{E_{\text{ref}}}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), & E \leq (\alpha - \beta)E_0 \\ \left[\frac{(\alpha - \beta)E_0}{E_{\text{ref}}}\right]^{\alpha - \beta} \left(\frac{E}{E_{\text{ref}}}\right)^\beta \exp(\beta - \alpha), & E \geq (\alpha - \beta)E_0 \end{cases} \quad (1.1)$$

Bien que tous les spectres de sursauts modélisés par cette fonction ne donnent pas

SVOM (voir 2.2.5). Par exemple dans le cas du sursaut GRB 080319B, l’émission prompte a été détecté en optique par le télescope « Pi Of The Sky » 18 s après que le sursaut soit détectée par Swift/BAT (Sokolowski et al., 2009).

exactement les mêmes valeurs pour les paramètres, les valeurs canoniques sont : $\alpha \sim -1$, $\beta \sim -2.3$, $E_0 \sim 200$ keV. Un exemple est donné pour GRB 990123 sur la figure 1.13 à partir des observations de plusieurs instruments (Briggs et al., 1999). Le panneau du haut donne $N_E(E)$ tandis que le panneau du bas donne $E^2 N_E(E)$, la distribution spectrale d'énergie, sur laquelle on peut constater la présence d'un pic en énergie, noté E_{peak} . Cette énergie peut être reliée à la valeur de E_0 par l'équation 1.2. Cette énergie correspond à l'énergie caractéristique du sursaut gamma.

$$E_{\text{peak}} = (2 + \alpha)E_0 \quad (1.2)$$

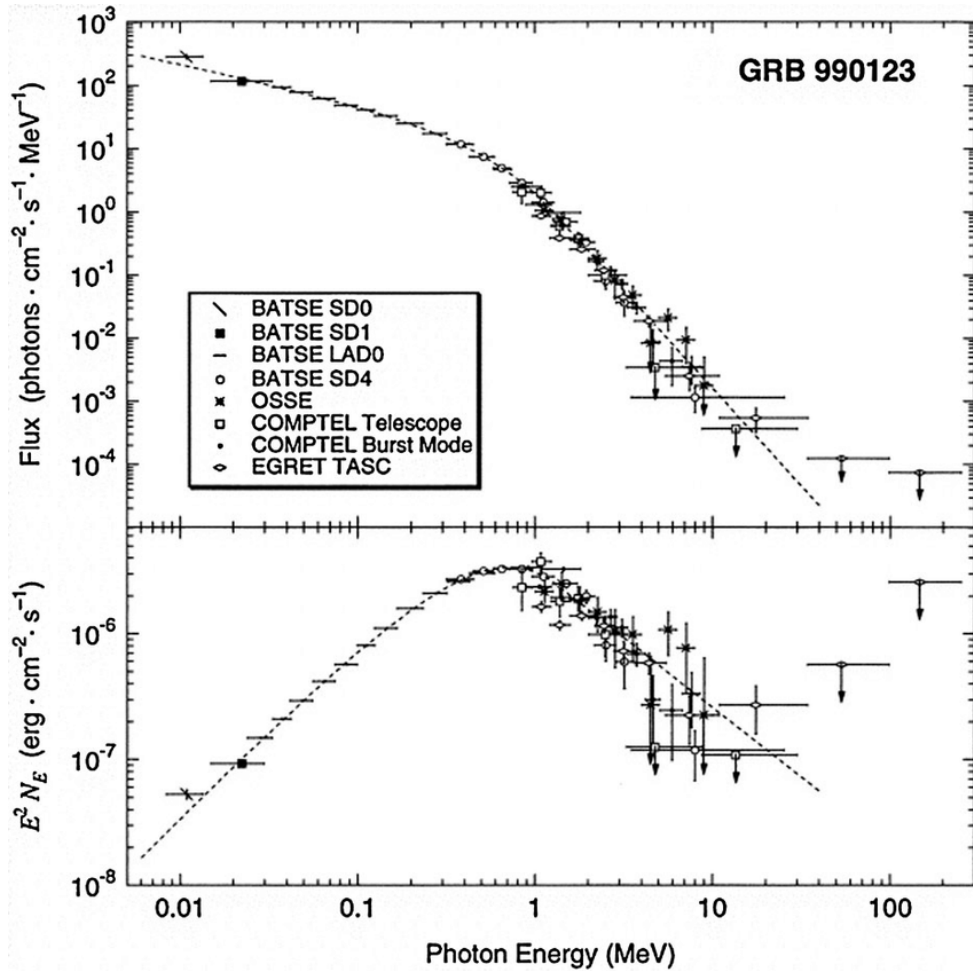


Figure 1.13 – Spectre en photons (en haut) et distribution spectrale d'énergie (en bas) de GRB 990123 : $E_{\text{peak}} = 720 \pm 10$ keV, $\alpha = -0.60 \pm 0.01$, $\beta = -3.11 \pm 0.07$ (Briggs et al., 1999).

Le modèle de Band est particulièrement bien adapté pour modéliser le spectre des sursauts gamma dans une large bande d'énergie (comme celle de BATSE : 20 keV–1 MeV) ou en combinant plusieurs instruments entre eux (comme c'est le cas pour les sursauts avec une énergie de pic élevée ~ 1 MeV, et notamment pour GRB 990123). En revanche, si l'énergie du pic est proche de (ou dépasse) l'énergie extrême d'un détecteur, ce modèle

peut être mal contraint. Dans ce cas, le modèle de Band peut être remplacé par une loi de puissance simple (équation 1.3) ou avec une coupure exponentielle (équation 1.4).

$$N_E(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_{\text{ref}}} \right)^\alpha \quad (1.3)$$

$$N_E(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_{\text{ref}}} \right)^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) \quad (1.4)$$

La version avec coupure exponentielle a notamment été utilisée pour modéliser les spectres des sursauts détectés par les instruments à bord de HETE-2 (Sakamoto et al., 2005), Swift/BAT (Sakamoto et al., 2008) ou Fermi/GBM (Paciesas et al., 2012). La version simple de cette loi sera préférée pour les sursauts peu brillants (Sakamoto et al., 2008, 2011).

La loi de puissance munie d'une coupure exponentielle est similaire à la portion à basse énergie de la loi de Band où l'énergie du pic est désormais une énergie de coupure ($E_c = (2 + \alpha)E_0$). Ce modèle est aussi appelé modèle « comptonized » car dans le cas où $\alpha = -1$, le modèle permet d'ajuster le spectre d'une source binaire X dans laquelle les photons X mous émis par le disque d'accrétion sont diffusés, par effet Compton inverse sur des électrons chauds ($kT \sim 100$ keV) de la couronne, et gagnent ainsi de l'énergie. Dans ce cas, le modèle est uniquement phénoménologique mais est préféré car il dépend de moins de paramètres que des modèles de comptonisation plus complets. Toutefois, si ce modèle permet également d'ajuster le spectre de certains sursauts, cela ne signifie pas pour autant que cet effet Compton inverse est responsable de l'émission prompte de ces sursauts gamma, où le rayonnement synchrotron des électrons relativistes accélérés qui tournent dans le champ magnétique, peut être préféré.

Il existe d'autres fonctions utilisées pour décrire le spectre de l'émission prompte mais ces dernières sont plus minoritaires. D'autre part, pour modéliser certains spectres d'émission prompte, il est nécessaire de combiner plusieurs modèles, et dans certains cas d'ajouter des composantes thermiques. Une revue détaillée est proposée dans Willingale et Mészáros (2017).

1.2.2.3 Émission rémanente

L'émission rémanente correspond à celle de plus basse énergie observée suite à la détection de l'émission prompte. Cette émission est plus longue que l'émission prompte (jusqu'à plusieurs heures ou jours) et s'étend sur une gamme de longueur d'onde beaucoup plus grande : des rayons X mous aux ondes radio. Dans certains cas, l'émission rémanente a également été observée en rayons gamma de haute énergie, comme c'est le cas pour GRB

180720B (Abdalla et al., 2019) observé par Fermi/LAT (100 MeV–10 GeV) et HESS (100–440 GeV). La figure 1.14 donne l'évolution temporelle canonique de cette émission dans les rayons X à partir des observations de Swift/XRT. Plusieurs phases sont observables sur cette courbe. La phase (0) correspond à l'émission prompte (détectée par Swift/BAT par exemple dans ce cas). La phase (1) traduit une décroissance forte qui commence à la fin de l'émission prompte et pendant laquelle le spectre devient plus mou. La phase (2) est une décroissance très lente, aussi appelée « plateau » mais qui n'est pas présente pour tous les sursauts. La phase (3) est une décroissance plus rapide correspondant à l'interaction d'un jet avec le milieu interstellaire (voir section 1.2.3). Pour la plupart des sursauts, cette phase est la dernière observable en rayons X. Pour une partie des sursauts, il existe une phase de décroissance tardive (4), plus rapide que la précédente. Enfin, certains sursauts présentent des regains d'activité pendant la phase de plateau qui se manifestent par des *flares* (5, observés dans la moitié des sursauts environ).

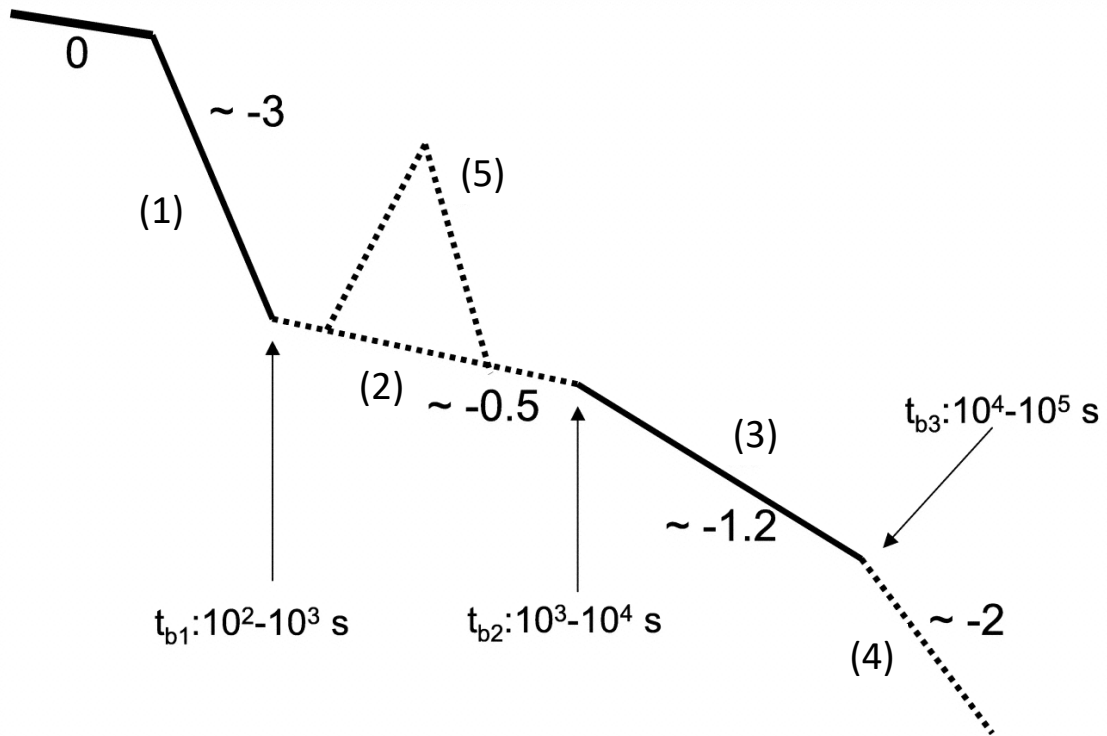


Figure 1.14 – Courbe de lumière canonique d'un sursaut gamma observé en rayons X, construite à partir des observations de *Swift*/XRT. L'émission prompte (0) est suivie de l'émission rémanente décomposée en plusieurs segments de loi de puissance (1 à 4) avec éventuellement des sursauts d'activités ou *flares* (5). Les phases 1 et 3 en traits pleins sont les plus courantes tandis que les autres en tirets sont observées seulement pour une fraction des sursauts. Les durées indicatives de chaque phase sont également données (Zhang et al., 2006).

Dans le visible, la phénoménologie est assez semblable, avec des cassures entre deux lois de puissance, des plateaux ou des *flares*. Cependant, ces phases en visible ne sont pas nécessairement corrélées à celles observées en rayons X. De plus, des *flares* ont déjà été observés en ondes radio (Kulkarni et al., 1999). L'émission rémanente est une phase à part

entière provoquée par les sursauts gamma et nécessite des techniques observationnelles et d'analyses spécifiques à chaque domaine de longueur d'onde. Cette émission est une clé pour mieux comprendre les sursauts gamma mais nécessite d'être observée le plus rapidement possible. C'est pour cela que la localisation rapide par les instruments qui détectent l'émission prompte est une performance essentielle à la mise en œuvre des observations de suivi.

L'analyse spectroscopique de l'émission rémanente, principalement dans l'ultra-violet, le visible et le proche infrarouge, est essentielle pour déterminer le décalage spectral des sursauts gamma. La mission SVOM (voir chapitre 2) a été conçue de manière à optimiser la détection de sursauts gamma à grande distance et pourrait doubler, au bout de 3 ans, le nombre de sursaut gamma détecté à un décalage spectral supérieur à $z = 6$ par rapport à l'échantillon actuel (Wei et al., 2016). Cette limite $z = 6$ pourrait correspondre à la fin de la phase de réionisation de l'Univers (Becker et al., 2007) au cours de laquelle l'hydrogène neutre du milieu intergalactique a été ionisé par le rayonnement des premières étoiles. Les sursauts gamma à haut décalage spectral $z > 6$ pourraient permettre de sonder l'état d'ionisation de l'Univers. Les quasars permettent également d'étudier la période de réionisation mais comme leur émission est généralement plus longue que celle des sursauts gamma, ils peuvent eux-même ioniser le milieu environnant. De ce point de vue, les sursauts gamma sont des sondes non biaisées de la réionisation.

1.2.3 Modèles

Dans cette section, je vais présenter brièvement les mécanismes à l'œuvre expliquant l'émission (prompte et rémanente) des sursauts gamma selon le modèle actuel. Plus de détails sont disponibles dans Piran (1999) et Kumar et Zhang (2015).

Suite aux premières observations des sursauts gamma, par les missions CGRO et Beppo-SAX notamment, un modèle a peu à peu émergé au sein de la communauté. Ce modèle permet d'expliquer l'émission prompte et rémanente et notamment comment une énergie si intense ($\sim 10^{45}$ J émis en rayons gamma²) peut-être émise en quelques secondes. Les variations observées dans les courbes de lumière se produisent à des échelles de l'ordre de quelques millisecondes. Afin de garantir que l'information puisse se propager tout en préservant le principe de causalité, la source de l'émission ne devrait pas être plus grande que quelques centaines de kilomètres. Aussi, en combinant cet argument sur la dimension et la quantité d'énergie libérée, les objets compacts (et les trous noirs notamment) responsables de phénomènes cataclysmiques (voir section 1.1.2) apparaissent comme des candidats sérieux pour l'émission des sursauts gamma. En effet, les mécanismes d'accrétion et d'éjection à grande vitesse permettraient de les expliquer. Ce modèle de jet a

2. Quantité d'énergie libérée en supposant que l'émission est isotrope, ce qui n'est pas le cas en réalité. Pour obtenir une valeur plus réaliste, il est nécessaire de prendre en compte l'ouverture du jet, ce qui va diviser cette valeur par un facteur compris entre 50 et 500.

été invoqué pour décrire le sursaut GRB 780325 (Hueter et Lingenfelter, 1983) puis plus généralement par Meszaros et Rees (1992).

Cependant, une telle quantité d'énergie confinée dans une zone d'une telle dimension implique une densité de photons importante et donc un milieu opaque au rayonnement. Ce corollaire est contredit par l'observation des spectres non thermiques de l'émission prompte et rémanente. Ce problème, connu sous le nom de « problème de la compacité » a été résolu par Cavallo et Rees (1978), Paczynski (1986) et Goodman (1986) qui proposent qu'un milieu initialement opaque au rayonnement puisse devenir transparent lors de son expansion à des vitesses relativistes, et ainsi permettre l'émission de photons de haute énergie selon la distribution spectrale observée.

Le modèle ainsi construit, appelé modèle de la « boule de feu » est basé sur l'émission de jets de matière relativiste lors de la formation d'un trou noir. La figure 1.15 donne une illustration du phénomène. Les différents scénarios de destins stellaires pouvant conduire à la formation de ce trou noir seront présentés dans la section 1.2.3.1. Dans tous les cas, le trou noir nouvellement formé est accompagné d'un disque de matière accrétée (zone 1 sur la figure 1.15). Les conditions du milieu (le champ magnétique intense notamment) participent à l'émission de deux jets très focalisés selon l'axe de rotation du disque. Si un détecteur se trouve dans l'axe d'un des jets, il est susceptible de détecter le sursaut gamma. Le jet est composé de protons, d'électrons, de positons et de photons émis lors de différentes salves, liées à la variation du taux d'accrétion (zone 2). Les paquets sont accélérés dans le jet. Lorsque des chocs internes se produisent entre les paquets se propageant à différentes vitesses dans le jet, il s'ensuit une émission de haute énergie de photons gamma et X : c'est l'émission prompte (zone 3). Enfin, lorsque des chocs externes se produisent à l'avant du jet avec le milieu interstellaire, des photons sont émis dans toutes les autres longueurs d'onde : c'est l'émission rémanente (zone 4). Dans le cadre de ce modèle, le spectre de l'émission gamma pourrait être expliquée via le rayonnement synchrotron des électrons relativistes accélérés dans le jet et tournant dans le champ magnétique (qui se développent également dans le jet, du fait des particules chargées en mouvement) ou par un effet Compton inverse subi par des photons synchrotrons de faible énergie diffusés par les électrons relativistes (appelé *synchrotron-self-Compton* ou *SSC* en anglais).

1.2.3.1 Progéniteurs

Précédemment, j'ai présenté deux classes de sursauts gamma : les sursauts courts et les sursauts longs (voir 1.9). Bien que l'identification des progéniteurs de ces sursauts soit intervenue plus tardivement, deux scénarios pouvant conduire à la formation d'un moteur central sous forme de trou noir pouvant déclencher un sursaut gamma ont été proposés. Ces deux scénarios sont les suivants :

- coalescence de deux objets compacts (un trou noir et une étoile à neutrons, ou deux étoiles à neutrons) (Narayan et al., 1992) ;

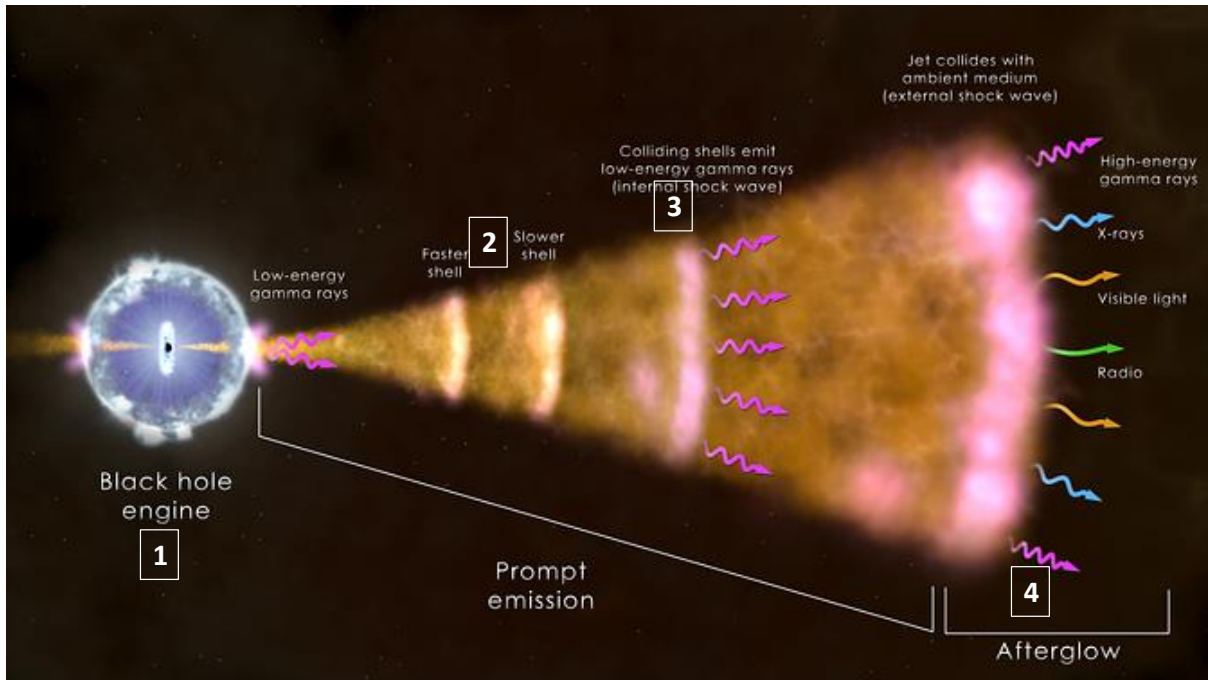


Figure 1.15 – Illustration du modèle de la « boule de feu » décrivant l’émission produite par les sursauts gamma (NASA, <https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/eteu/grbs/>). Légende : (1) moteur central, (2) bouffée de matière, (3) collision des paquets entre eux et émission prompte de photons gamma, (4) collision des paquets avec le milieu interstellaire et émission rémanente dans toutes les longueurs d’onde.

— effondrement d’une étoile d’une trentaine de masses solaires ou plus (Woosley, 1993).

Les deux scénarios ont les mêmes conséquences : formation d’un disque de matière résiduelle n’ayant pas participé à la formation du trou noir, émission de jets avec des chocs internes (dus à des inhomogénéités à l’intérieur du jet) menant à l’émission prompte et des chocs externes menant à l’émission rémanente.

Aujourd’hui, les sursauts courts et longs ont été associés aux scénarios précédents. D’abord, avec la détection de GRB 980425, un sursaut long, qui a été associé à l’observation de la supernova de type Ic : SN 1998bw (Galama et al., 1998), puis avec GRB 030329 associée à l’hypernova SN 2003dh (pour la première fois par spectroscopie dans le visible, Stanek et al. 2003). Ce type de supernova (au même titre que les types II et Ib) est bien connu pour être la signature de l’effondrement d’une étoile massive. Depuis, plusieurs sursauts longs ont été associés à des observations de supernovæ, et les caractéristiques spectrales des supernovæ sont identifiables dans les spectres de rémanence des sursauts longs. Cette identification est cohérente avec une observation des sursauts longs principalement dans les galaxies à formation d’étoiles.

Concernant l’association des sursauts courts et de la coalescence d’objets compacts, la preuve a été apportée lors de la détection quasi simultanée d’une onde gravitationnelle, GW 170817, et d’un sursaut gamma court, GRB 170817A (Abbott et al., 2017). Cette

association est compatible avec l’observation des sursauts courts dans les galaxies elliptiques qui ne forment plus d’étoiles et qui sont suffisamment vieilles pour que des systèmes binaires d’objets dégénérés aient le temps de se former et de coalescer.

1.2.4 Les missions d’observation des sursauts gamma d’aujourd’hui et de demain

Dans cette section, je vais décrire brièvement les missions en fonctionnement qui contribuent à la détection des sursauts gamma et dont la mission SVOM, sur laquelle porte mon travail de thèse, hérite par certains aspects, ainsi que les projets de missions futures. Une revue de ces missions, présentes et futures, est donnée dans [Schanne \(2018\)](#).

Tout d’abord, l’instrument ECLAIRs à bord de SVOM permettant de détecter les sursauts gamma (voir chapitre 3) reprend la même technique d’imagerie, dite à « ouverture codée », que les instruments de la mission INTEGRAL (IBIS sensible à des photons d’énergie entre 15 keV et 10 MeV et SPI sensible entre 20 keV et 8 MeV) de l’ESA et lancée en 2002 et à laquelle l’équipe du CEA a fortement contribué. Le modèle de vol du satellite est visible sur la figure 1.16. Le cylindre horizontal correspond à l’instrument SPI et le parallélépipède du dessus à l’instrument IBIS. Grâce à ces instruments, la mission INTEGRAL est en mesure de détecter des sursauts gamma avec un taux d’environ un par mois. Les données enregistrées par les détecteurs sont transmises au sol puis analysées avec le logiciel IBAS ([Mereghetti et al., 2003](#)), installé au centre des données d’INTEGRAL (ISDC à Genève), à la recherche de sursauts gamma, grâce à une réception de données en temps quasi-réel. La mission INTEGRAL est prévue pour fonctionner au maximum jusqu’en février 2029, date à laquelle la rentrée dans l’atmosphère du satellite est prévue.

Deux ans après le lancement d’INTEGRAL, en 2004, la NASA a lancé le satellite Swift, dont la mission SVOM est fortement inspirée. La mission Swift améliore la stratégie de la mission Beppo-SAX utilisée pour le sursaut GRB 970228 pour lequel avait été programmé, depuis le sol, un repointage avec plusieurs heures de délai afin de l’observer avec d’autres instruments embarqués fonctionnant dans d’autres longueurs d’onde. La mission Swift et son logiciel de détection embarqué permettent de gagner du temps en effectuant un repointage automatique du satellite en quelques minutes, sans commande depuis le sol. Les sursauts sont détectés par l’instrument grand champ à masque codé BAT dans une bande d’énergie qui couvre la décade de 15 à 150 keV, offrant une dynamique insuffisante pour déterminer l’énergie du pic de la plupart des sursauts. Ensuite leur émission rémanente est recherchée avec les instruments XRT (X mous, 0.2–10 keV) et UVOT (UV/visible, 170–650 nm). Le modèle de vol du satellite Swift est visible sur la figure 1.17 (à gauche). La mission Swift détecte environ 90 sursauts par an avec une localisation prompte, obtenue à l’aide de BAT, inférieure à 5 arcmin. Aussi, grâce au pointage de ses instruments dans différentes longueurs d’onde (XRT et UVOT) en un temps de l’ordre de 1 min, la mission



Figure 1.16 – Modèle de vol du satellite INTEGRAL (ESA) lors d’essais thermique dans une gigantesque chambre à vide située à l’ESTEC à Noordwijk, aux Pays-Bas.

Swift fournit des localisations de sursauts précises (de l’ordre de 3 à 5 arcsec, [Burrows et al. 2007](#)) et situées en des positions du ciel³ permettant la mesure de décalages spectraux pour environ 35 sursauts par an grâce aux observations de suivi par d’autres instruments.

La mission SVOM hérite aussi d’une autre mission, Fermi, lancée par la NASA en 2008. Le satellite Fermi embarque deux instruments : LAT (20 MeV–300 GeV) et GBM. Son modèle de vol est visible sur la figure 1.17 (à droite). L’instrument GBM est lui même très similaire à l’instrument BATSE de CGRO et au GRBM de Beppo-Sax. Ces trois instruments ont inspiré l’instrument GRM de SVOM (voir section 2.2.2). Contrairement à Swift, l’instrument GRM offre à SVOM la capacité de réaliser des spectres de l’émission prompt des sursauts gamma sur une large bande allant des rayons X durs aux rayons gamma (près de trois décades de 4 keV à quelques MeV). L’instrument GBM de Fermi est composé de 12 détecteurs d’iodure de sodium (8 keV–1 MeV) et de 2 détecteurs de germanate de bismuth (150 keV–30 MeV). Cet ensemble (dont une partie est visible sur la face de gauche du modèle de vol présenté en figure 1.17) couvre presque l’intégralité du ciel et permet de détecter environ 240 sursauts par an. De plus, grâce à sa bande d’énergie allant jusqu’à 30 MeV, il est particulièrement bien adapté pour mesurer l’énergie du pic des sursauts.

3. L’absorption par les poussières du plan galactique complique l’observation de l’émission rémanente et la mesure du décalage spectral. De plus, une fraction importante des sursauts de Swift sont détectés côté jour, et ne sont pas observables immédiatement par les télescopes de suivi au sol.

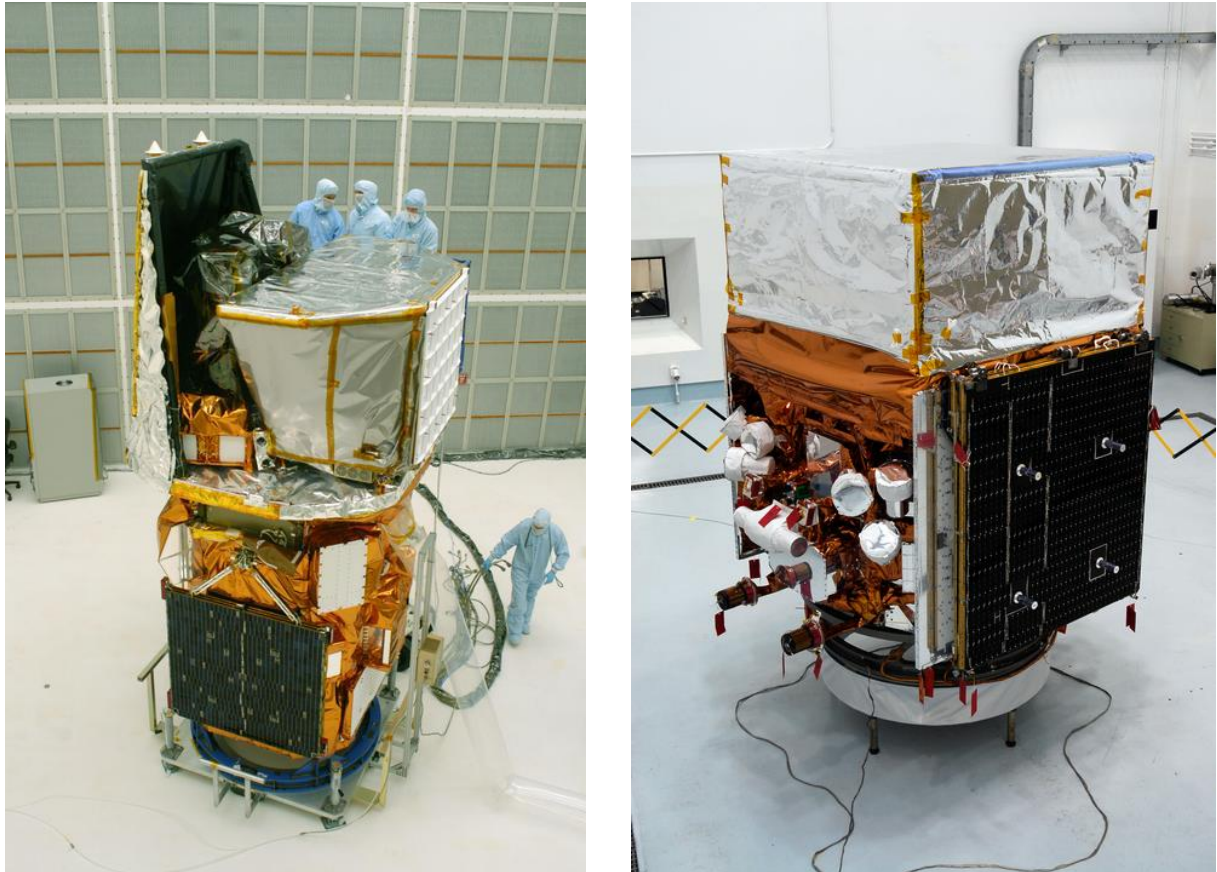


Figure 1.17 – Modèles de vol des satellites Swift (à gauche, où on voit apparaître l'instrument BAT) et Fermi (à droite, le parallélépipède supérieur est l'instrument LAT, les détecteurs sur le côté font partie de l'instrument GBM) en salles blanches (NASA).

Aujourd'hui, les missions INTEGRAL, Swift et Fermi sont encore en opération mais ne sont pas les seules à détecter des sursauts gamma, même si elles sont les principales. Pour s'en rendre compte, il suffit de consulter les circulaires envoyées sur le réseau GCN⁴. Parmi ces autres missions on peut notamment citer Konus-Wind, AGILE, MAXI, Calet, Astrosat, HXMT (voir figure 2.4). La grande majorité des missions qui contribuent à détecter les sursauts gamma sont toutes basées sur le même principe : elles embarquent généralement un instrument grand champ de vue pour détecter l'émission prompte et parfois d'autres instruments à plus petit champ observant l'émission rémanente dans différentes longueurs d'onde.

Dans le futur, de nouvelles missions viendront compléter et/ou remplacer les missions existantes. Dans ce domaine, dans la décennie des années 2020, on peut noter l'émergence de la Chine avec ses missions SVOM évidemment (en collaboration avec la France) mais aussi GECAM (deux satellites couvrant tout le ciel dans une gamme 6 keV–5 MeV), Einstein Probe (dédiée à la surveillance du ciel transitoire dans le domaine des rayons X mous, pour lequel il est prévu de réutiliser le réseau d'alertes des stations VHF françaises

4. <https://gcn.gsfc.nasa.gov/>

de SVOM) ou encore eXTP (en collaboration avec l'Europe) avec son instrument WFM (d'un champ de vue de 3.5 sr) auquel l'équipe du CEA en charge du logiciel de détection de SVOM pourrait contribuer. A plus long terme, pour un lancement dans la décennie des années 2030, des consortiums de scientifiques proposent à l'ESA et à la NASA respectivement les missions THESEUS et TAP (basé sur le démonstrateur TAO destiné à être monté à bord de la station internationale), mais qui ne sont actuellement pas encore sélectionnées définitivement.

1.2.5 Questions ouvertes

Depuis leur découverte et grâce aux différentes missions, la compréhension des sursauts gamma a nettement évoluée. Cependant, des questions restent en discussion ou non résolues encore. Ces questions sont regroupées en catégories et listées ci-dessous. Les futures missions tenteront d'y répondre, comme la mission SVOM que je présenterai dans le chapitre suivant.

1.2.5.1 Progéniteurs

- Quelle est la nature du moteur central? Par exemple, pour les sursauts longs, le trou noir ne permet pas d'expliquer les émissions sporadiques observées avant l'émission prompte mais la naissance d'un magnétar (une étoile à neutrons très magnétisée) le pourrait (Bernardini et al., 2013).
- Comment les propriétés des progéniteurs (binarité, métallicité) influencent-elles les caractéristiques observées?
- Quelle est l'origine de la grande diversité des courbes de lumière observées?
- Peut-on confirmer par plus d'observations que les sursauts longs sont liés à la fin de vie d'étoiles massives, accompagnés de supernovæ?
- Peut-on observer plus d'exemples de sursauts gamma courts, liés à des ondes gravitationnelles, signant la coalescence de deux étoiles à neutrons (événements du type de GW 170817), ou d'une étoile à neutrons et d'un trou noir?

1.2.5.2 Mécanisme d'accrétion et d'éjection

- Quelle est la composition du jet : leptons ou hadrons (ou les deux)?
- Comment la matière est-elle accélérée dans le jet : via des effets magnétiques ou par l'annihilation de neutrinos émis par le disque chaud (Fryer et Mészáros, 2003)?
- Quels sont précisément les processus physiques qui opèrent dans les jets pour donner lieu à l'émission observée? L'émission prompte est-elle due à des chocs internes dans les jets qui émettent du rayonnement par effet synchrotron, et est-ce qu'il existe une composante thermique dans l'émission prompte? La rémanence est-elle réellement due à des chocs du jet sur le milieu interstellaire externe au jet?

- Comment le jet est-il affecté par la traversée des couches périphériques des étoiles massives dans le cas des sursauts longs ?

1.2.5.3 Durées

- Quelle est la vraie durée de l'émission prompte d'un sursaut et comment la mesurer sans biais instrumental ?
- Quelle est la durée d'activité du moteur central des sursauts gamma qui produit les jets de matière ultra-relativistes ?
- Il existe des sursauts ultra-longs que j'ai étudiés pendant ma thèse (voir chapitre 6). Comment cette classe est-elle liée aux sursauts longs classiques, représente-t-elle vraiment une famille distincte ou représente-t-elle simplement la queue de distribution des sursauts longs classiques ?
- Quel est le lien entre les sursauts longs et les autres événements transitoires longs (les disruptions d'étoiles par effet de marée auprès de trous noirs supermassifs par exemple) ?

1.2.5.4 Cosmologie

- Quelles sont les galaxies hôtes des sursauts gamma ? Peut-on confirmer par plus d'observations que les sursauts longs se produisent préférentiellement dans les galaxies à formation d'étoiles et sont donc liés à la mort de jeunes étoiles massives, alors que les sursauts gamma courts se produisent préférentiellement dans des galaxies dépourvues de formation d'étoiles, et sont donc liés à de vieux objets ?
- Quelle est la distribution des sursauts dans l'Univers (non biaisée par les effets instrumentaux) et notamment de leur décalage spectral ?
- Les sursauts gamma permettent-ils de tracer le taux de formation d'étoiles dans l'Univers, notamment à haut décalage spectral ?
- L'Univers forme-t-il des sursauts à des décalages spectraux supérieurs à 20 ? En particulier certains sursauts sont-ils associés à la mort des toutes premières étoiles de l'Univers (dites de population III) apparues à la fin des Ages sombres dans la période de réionisation ?
- Les sursauts gamma sont-ils des sites d'émission de rayons cosmiques de haute énergie ($> 10^{20}$ eV) ou de neutrinos de haute énergie ?
- Les sursauts gamma peuvent-ils être utilisés comme des chandelles standards (comme les céphéides et les supernovæ de type Ia) ? Cela permettrait de construire une échelle de distance indépendante valable à très grand décalage spectral pour étudier par exemple la densité de matière noire et d'énergie noire de façon indépendante des autres méthodes (celles des supernovæ de type Ia, du fond diffus micro-ondes ou des oscillations acoustiques baryoniques).

2.1	Description	29
2.2	Instruments	33
2.2.1	ECLAIRs	33
2.2.2	GRM : <i>Gamma-Ray Monitor</i>	33
2.2.3	MXT : <i>Microchannel X-ray Telescope</i>	34
2.2.4	VT : <i>Visible Telescope</i>	35
2.2.5	GWAC : <i>Ground based Wide Angle Cameras</i>	35
2.2.6	GFTs : <i>Ground based Follow-up Telescopes</i>	37
2.2.7	Le réseau d'alerte	38
2.3	Stratégie d'observation	40
2.3.1	Orbite et pointage	40

2.1 Description

La mission d'astronomie SVOM est une collaboration franco-chinoise entre la CAS et la CNSA pour la Chine et le CNES pour la France, avec des contributions de nombreux laboratoires en France et de deux laboratoires d'Allemagne et d'Angleterre. Cette mission a comme objectif l'étude multi-longueur d'onde des phénomènes transitoires, et notamment des sursauts gamma (voir chapitre 1). La mission, ses objectifs scientifiques et les solutions techniques retenues sont détaillées dans Wei et al. (2016). Dans ce chapitre, je vais présenter le principe général de cette mission, les programmes d'observations prévus ainsi que les instruments.

La mission SVOM est composée de deux segments : un segment spatial constitué d'un satellite sur lequel sont intégrés 4 instruments et un segment sol articulé autour d'un réseau d'alerte auquel sont connectés des télescopes robotiques. Cette architecture est présentée sur la figure 2.1.

La mission suivra trois programmes :

- le programme *Core* est dédié à la détection automatique à bord et au suivi multi-longueur d’onde des sursauts gamma ;
- le programme *General* concerne l’observation planifiée des sources connues du ciel (binaires X, noyaux actifs de galaxies, ... voir section 1.1.2) ;
- le programme *Target Of Opportunity* est destiné à mener des observations non programmées à l’avance sur des cibles d’intérêt choisies à court terme depuis le sol et faisant suite à un événement astronomique détecté par SVOM ou d’autres expériences : sursauts gamma, supernovæ, ondes gravitationnelle, neutrinos.

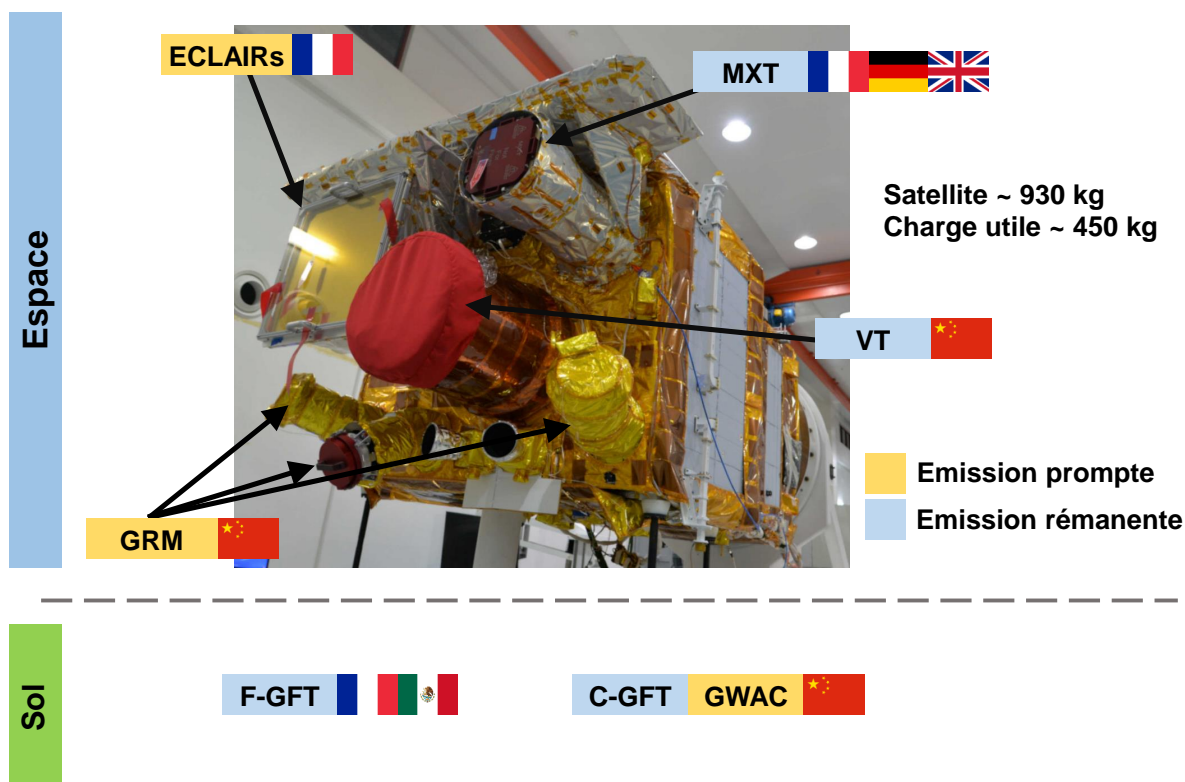


Figure 2.1 – Les instruments de la mission SVOM (dans l’espace et au sol). Photo : modèle de qualification du satellite en intégration à Shanghai en décembre 2019, SECM/CNES

Actuellement, la mission est en phase de construction (phase D). Elle est prévue pour entrer en phase d’opération (phase E), après le lancement du satellite, au milieu de l’année 2022. Entre septembre 2019 et janvier 2020, les équipes françaises et chinoises ont travaillé ensemble pour intégrer le modèle de qualification du satellite sur lequel des tests ont été réalisés afin de valider le comportement mécanique, électrique et thermique global. La figure 2.2 illustre deux de ces essais : acoustique et thermique.

La mission SVOM est prévue (dans un premier temps) pour fonctionner 5 ans répartis de la manière suivante : une phase nominale de 3 ans suivie d’une phase étendue de 2 ans. La figure 2.3 donne la répartition du temps pour chaque programme d’observation pour les deux phases de la mission. Au cours de la phase nominale, les observations sont

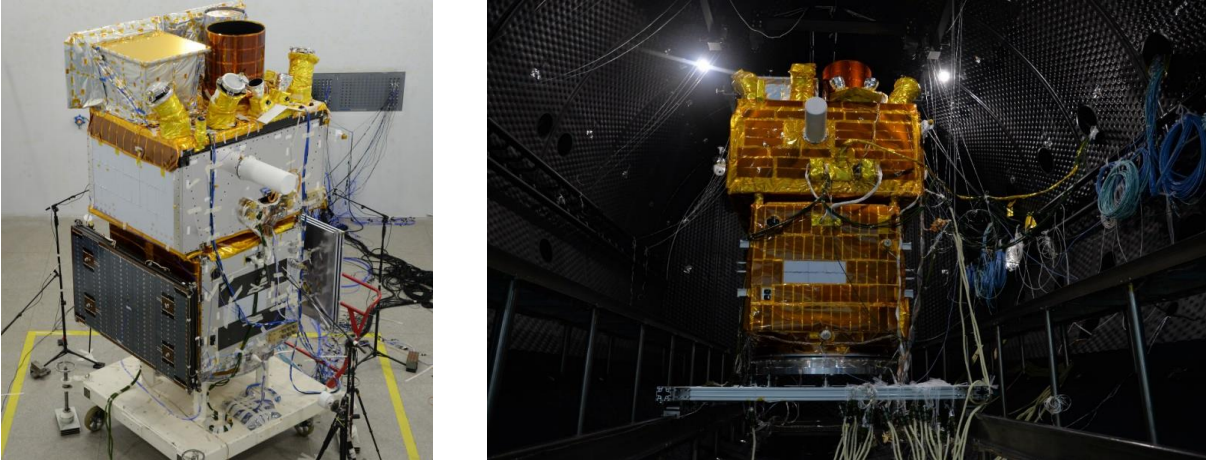


Figure 2.2 – Quelques essais subis par le modèle de qualification du satellite. A gauche : test acoustique reproduisant les vibrations du lancement. A droite : test thermique dans une chambre à vide reproduisant les conditions thermiques rencontrées dans l'espace avec une alternance d'exposition à la chaleur ou au froid.

concentrées sur les sources connues et la recherche de sursauts gamma en autorisant une petite fraction du temps pour la reprogrammation des observations lors d'événements d'intérêt (ToO). Au cours de la phase étendue, cette fraction est augmentée au détriment des observations du programme *General*.

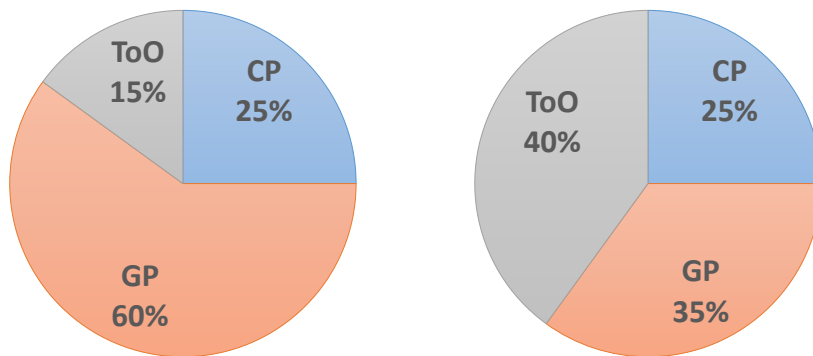


Figure 2.3 – Temps d'observation alloué à chaque programme d'observation de la mission SVOM pour la phase nominale (à gauche) puis la phase étendue (à droite). CP : programme *Core*, GP : programme *General*, ToO : programme *Target Of Opportunity*.

Le principe de la mission SVOM s'inspire de la mission Swift et de son satellite embarquant des instruments dans plusieurs longueurs d'onde (visible, X et gamma). La science du ciel transitoire, et des sursauts gamma notamment, requiert l'utilisation de plusieurs instruments dans différentes longueurs d'onde pour caractériser et comprendre le mieux possible les phénomènes observés. Dans le cas des sursauts gamma, il s'agit de détecter l'émission prompte avec des instruments à grand champ de vue (pour augmenter le taux de sursauts détectés) dans les domaines des rayons X et gamma puis d'observer le plus rapidement possible l'émission rémanente dans d'autres longueurs d'onde (en visible

notamment pour obtenir la distance). Un panorama des différents observatoires (au sol ou dans l'espace) susceptibles de détecter ces phénomènes ou d'en effectuer le suivi est donné sur la figure 2.4. A l'horizon 2020–2030, une synergie pourrait s'établir entre différents observatoires pour détecter des phénomènes transitoires via différents messagers : en photons (SVOM, GECAM, VRO, SKA, CTA, ...), en neutrinos (KM3NeT, IceCube), en ondes gravitationnelles (LIGO, Virgo, KAGRA) ou en rayons cosmiques. Un événement détecté via plusieurs messagers est d'autant plus intéressant car les différentes informations collectées permettent d'améliorer sa compréhension. C'est notamment ce qu'il s'est passé lors de la détection de GW 170817/GRB 170817A. D'autres observatoire permettront d'observer ces événements dans différentes longueurs d'ondes (JWST, VLT, E-ELT, XRISM, ...).

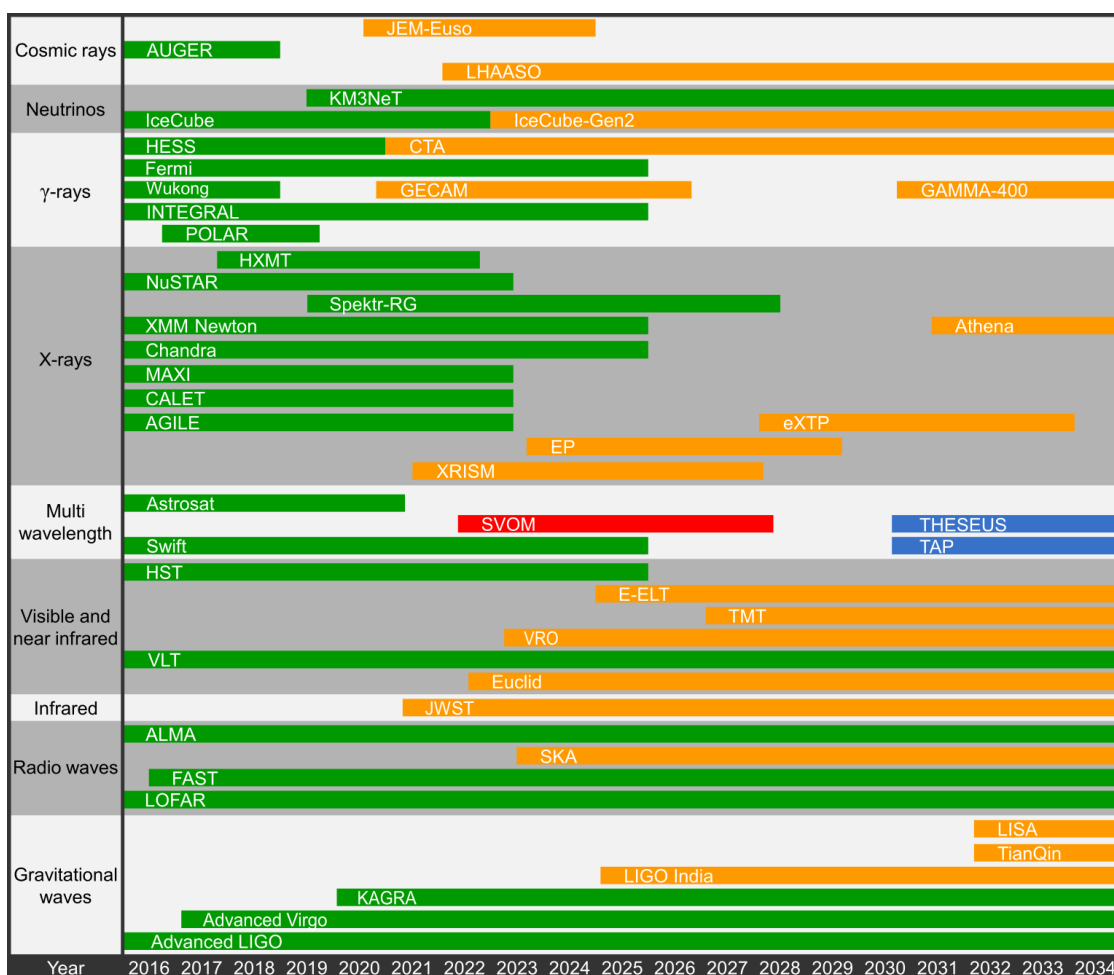


Figure 2.4 – Panorama des observatoires (sol et espace) susceptibles de détecter des phénomènes transitoires et d'effectuer leur suivi dans différentes longueurs d'onde.

Grâce aux observations coordonnées avec ses différents instruments, la mission SVOM a pour objectif de construire un échantillon de sursauts gamma, bien caractérisés dans différentes longueurs d'onde et avec une distance mesurée (pour 2/3 des sursauts contre 1/3 pour ceux détectés par Swift).

2.2 Instruments

Dans cette section, je vais présenter les instruments de la mission SVOM, embarqués à bord du satellite et au sol.

2.2.1 ECLAIRs

L'instrument ECLAIRs, embarqué sur SVOM, est un télescope possédant un grand champ de vue couvrant environ 1/6 du ciel et fonctionnant dans le domaine des rayons X durs et gamma mous (4–150 keV). Il est destiné principalement à détecter l'émission prompte des sursauts gamma et à transmettre rapidement une alerte au sol et à la plateforme satellite pour réorienter rapidement les autres instruments à bord afin d'observer l'émission rémanente dans d'autres longueurs d'ondes. L'instrument ECLAIRs sur lequel je me suis concentré pendant mon travail de thèse sera décrit plus en détail dans le chapitre 3.

2.2.2 GRM : *Gamma-Ray Monitor*

En plus du télescope ECLAIRs, le satellite embarque un autre instrument à grand champ de vue : le *Gamma-Ray Monitor* (GRM) qui aura la charge d'observer l'émission prompte des sursauts gamma mais aussi d'autres phénomènes de haute énergie comme les flashes gamma terrestres se produisant dans l'atmosphère. L'instrument est montré sur la figure 2.5 (à gauche). Sa bande d'énergie (15 keV–5 MeV) lui permettra notamment de mesurer l'énergie du pic spectral pour les sursauts gamma les plus énergétiques avec une énergie au pic en dehors de la bande d'ECLAIRs.

Le GRM, développé par l'IHEP à Pékin, est composé de trois détecteurs à scintillation. Chaque détecteur est constitué d'un cristal d'iodure de sodium (dopé au thallium), d'un photomultiplicateur, d'une électronique de lecture et d'un scintillateur plastique à l'entrée du détecteur permettant de distinguer les électrons et les photons gamma. Le champ de vue d'un détecteur est un cône d'angle 60° par rapport à l'axe optique, soit environ 3 sr. Le champ de vue du télescope ECLAIRs (environ 2 sr) est couvert presque totalement par au moins deux des trois détecteurs du GRM (voir figure 2.5, à droite).

Le GRM permettra de détecter au moins 90 sursauts gamma par an et de les localiser avec une erreur d'environ 5° . Les détections fournies par l'instrument permettront d'améliorer des capacités de détection du télescope ECLAIRs.

L'instrument est aussi équipé d'un détecteur de particules chargées pour détecter l'entrée dans les zones d'anomalies des ceintures magnétiques de la Terre présentes sur l'orbite (voir 3.3.3).

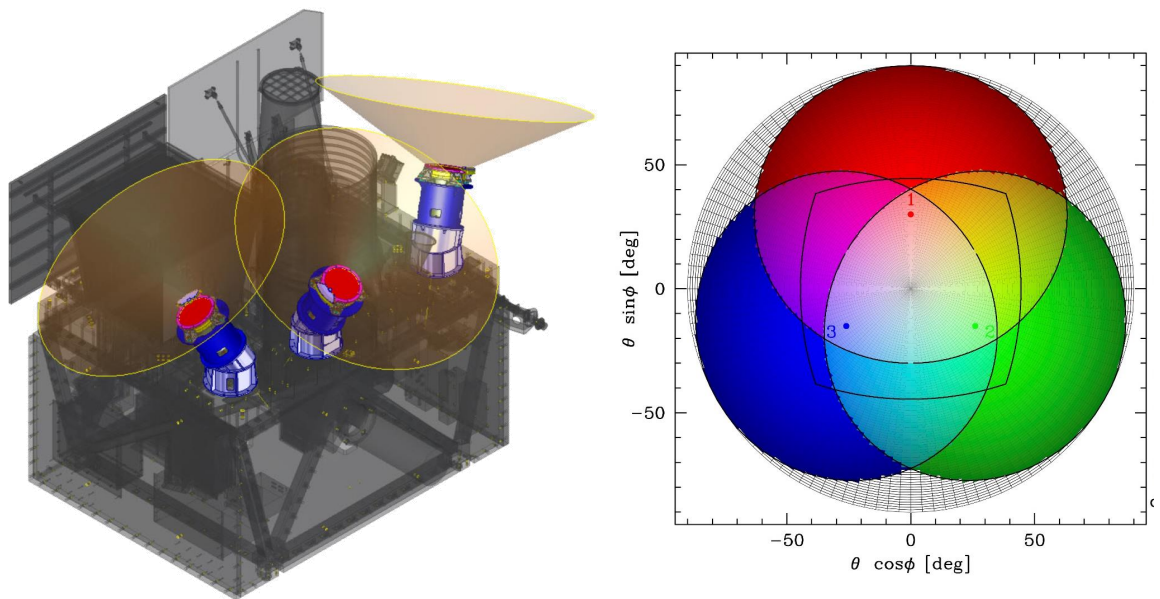


Figure 2.5 – Gauche : modèle 3D de l’instrument GRM et de ses trois détecteurs sur le satellite SVOM. Le champ de vue de chaque détecteur est mis en évidence. Droite : champs de vue des trois détecteurs du GRM superposés avec celui du télescope ECLAIRS.

2.2.3 MXT : *Microchannel X-ray Telescope*

Le télescope à rayons X à micro-canaux (*Microchannel X-ray Telescope*, MXT) est un instrument à petit champ de vue (57×57 arcmin²) couvrant la gamme des rayons X mous (0.2–10 keV). Il permettra notamment d’observer le début de l’émission rémanente des sursauts gamma et de localiser plus précisément la source en affinant la position fournie par l’instrument ECLAIRS. Après 10 minutes d’observation, la position de la source sera déterminée avec une erreur inférieure à 2 arcmin pour 90% des sursauts détectés. Le design du télescope est donné sur la figure 2.6. MXT permettra également d’obtenir des spectres avec une résolution d’environ 80 eV à 1.5 keV.

Ce télescope est un des 2 instruments de la mission SVOM sous responsabilité française. Il est développé par le CNES, le CEA et IJCLab en collaboration avec l’Université de Leicester au Royaume-Uni et le *Max-Planck Institut für Extraterrestrische Physik* de Garching en Allemagne.

Afin de former des images, ce télescope est basé sur le principe optique des yeux de certains crustacés. Des galettes à micro canaux de verre sont disposées à l’entrée du télescope. Dans ces canaux à section carrée, la lumière subit des réflexions à incidence rasante, ce qui permet de focaliser les rayons X mous. Une caméra pnCCD permet ensuite d’enregistrer les images ainsi formées. Cette caméra est réalisée au CEA Paris-Saclay, elle est représentée sur la figure 2.6 (sous le tube).

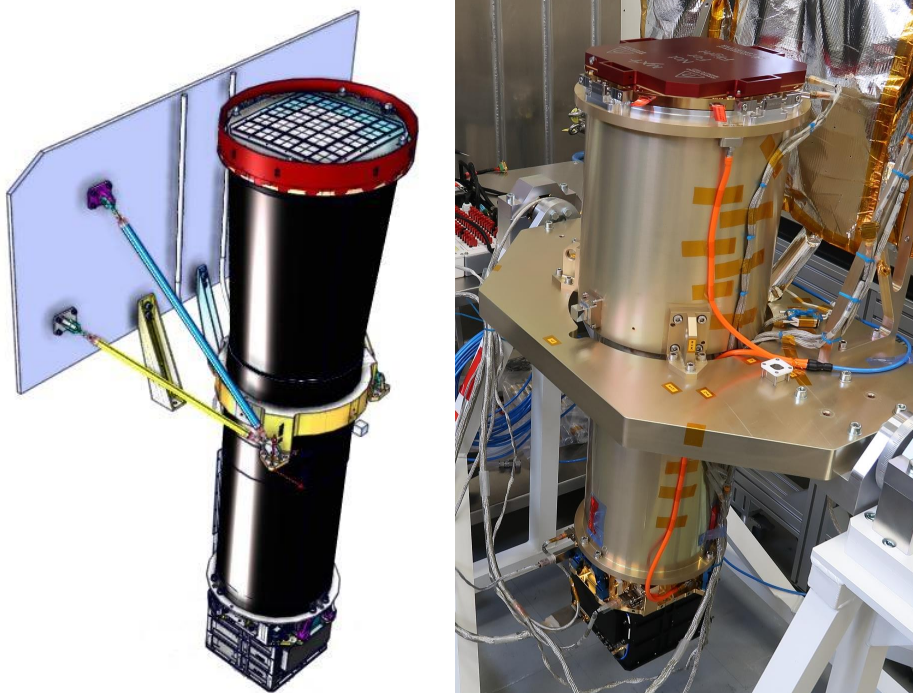


Figure 2.6 – A gauche : modèle 3D du télescope MXT présentant les galettes à micro canaux, le tube, la caméra et le radiateur. A droite : photographie du modèle de performances (CNES).

2.2.4 VT : *Visible Telescope*

Le télescope visible à bord du satellite (*Visible Telescope*, VT) est dédié à l’observation en visible de la rémanence des sursauts gamma. Il s’agit d’un télescope Ritchey-Chretien de 40 cm de diamètre et de rapport focale de 9. La figure 2.7 donne le design de l’instrument (à gauche) et une photographie de son modèle de qualification en test à l’observatoire de Xinglong (Chine). Son champ de vue est de 26×26 arcmin² (adapté à la boîte de localisation d’ECLAIRs d’un rayon d’environ 12 arcmin).

L’instrument est développé par le NAOC (Pékin) et XIOPM (Xian). Il permettra de réaliser des images dans deux canaux (400–650 nm et 650–1000 nm) et d’observer 80 % des sursauts détectés par ECLAIRs en fournissant une position avec une erreur inférieure à 1 arcsec. Le télescope VT participera à l’identification des galaxies hôtes des sursauts en comparant les images transmises au sol avec des catalogues d’objets et permettra d’obtenir une première indication sur la distance. Sa sensibilité $m_V = 23$ en 300 s d’exposition lui permettra d’observer des sursauts allant jusqu’à un décalage spectral d’environ 6.5.

2.2.5 GWAC : *Ground based Wide Angle Cameras*

En plus des instruments embarqués sur le satellite, la mission SVOM complète sa panoplie par des instruments au sol, d’où il est facile d’observer le rayonnement visible qui traverse l’atmosphère.

Le premier élément de ce segment sol est l’ensemble de caméras grand angle (*Ground*

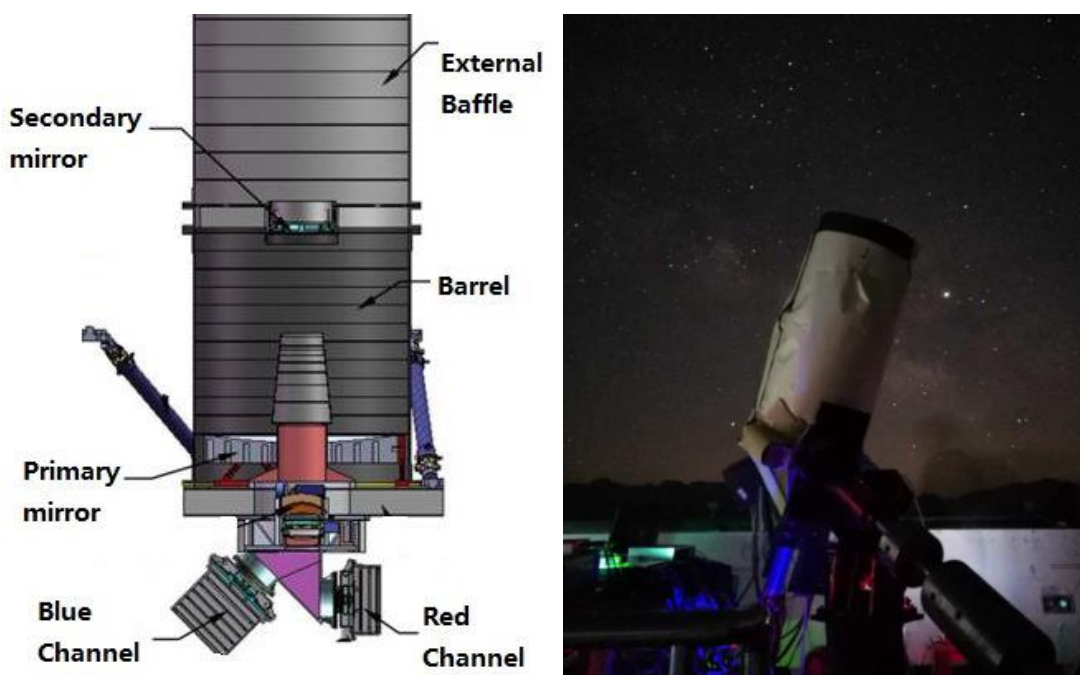


Figure 2.7 – Gauche : design du télescope VT. Droite : modèle de qualification en test à l’observatoire de Xinglong (Chine).

based Wide Angle Cameras, GWAC) développé par le NAOC (Pékin). A terme, cet ensemble est prévu pour être installé en partie en Chine. Il permettra notamment, en couvrant le même champ de vue que l’instrument ECLAIRS d’observer l’émission prompte des sursauts dans le domaine visible. Ces observations permettraient d’en apprendre plus sur le mécanisme d’éjection. Cependant, l’orbite de SVOM (voir section 2.3.1) ne permettra pas à GWAC d’observer tous les sursauts détectés par ECLAIRS en simultané.

GWAC propose deux autres modes d’observation : un programme d’observation général du ciel et un programme d’observation de cibles d’opportunité et de recherche de contrepartie lors de détection d’événements transitoires et/ou multi-messagers par d’autres expériences.

Actuellement, une partie de cet ensemble est en fonctionnement et installé à l’observatoire de Xinglong (Chine). Il est présenté sur la figure 2.8 (à droite). Cet ensemble est composé de 4 montures portant chacune 4 caméras. Chaque caméra est caractérisée par une ouverture de 18 cm et un champ de vue de 150 deg^2 . Ces caméras réalisent des images dans une bande de 500 à 800 nm et permettent de localiser une source avec une erreur inférieure à 11 arcsec dans des images de 13 secondes d’exposition. La sensibilité est de $m_v = 16$. Chaque monture porte une autre caméra supplémentaire (3.5 cm d’ouverture, 900 deg^2 de champ de vue) couvrant le champ de vue des 4 caméras et utilisée pour l’observation de sources brillantes. Deux télescopes de 60 cm et un télescope de 30 cm viennent compléter l’ensemble pour le suivi des sources transitoires détectées par les caméras.

Le système GWAC étant déjà opérationnel, il a notamment été utilisé pour effectuer des observations de recherche de contrepartie optique lors de la détection d’ondes gravi-



Figure 2.8 – Vue de l’ensemble GWAC à l’Observatoire de Xinglong (Chine) avec les montures de caméras à droite et les télescopes de 60 et 30 cm à gauche.

tationnelles par les interféromètres LIGO et Virgo. Ces observations permettent de tester le système et d’entraîner l’équipe chargée de suivre le déroulement des observations. Les membres de cette équipe sont appelés des *burst advocates* (ou *multi messengers advocates* dans le cas des ondes gravitationnelles). Au cours de ma thèse, j’ai été intégré à cette équipe et j’ai eu l’occasion d’effectuer le suivi de quelques événements de candidats d’ondes gravitationnelles lors de la recherche de contrepartie par le système GWAC.

Le travail consiste à :

- vérifier que la détection d’onde gravitationnelle n’est pas une fausse alerte ;
- vérifier que l’alerte est bien transmise au système GWAC ;
- vérifier la météo à l’Observatoire de Xinglong ;
- vérifier que la zone de recherche dans le ciel fournie par les interféromètres (appelée « boîte d’erreur ») est compatible avec une observation de nuit depuis le site d’observation ;
- surveiller les circulaires rapportant les observations menées dans d’autres observatoires ;
- rédiger une circulaire pour rapporter les observations du système GWAC.

Ainsi avec les collègues chinois de l’équipe, j’ai participé à la rédaction de plusieurs circulaires (par exemple Wang et al. (2020) pour le candidat d’onde gravitationnelle S200316bj).

2.2.6 GFTs : *Ground based Follow-up Telescopes*

Afin d’observer l’émission rémanente des sursauts gamma et d’affiner le décalage spectral photométrique déterminé par VT, la mission SVOM se dote de deux télescopes robotiques au sol (*Ground based Follow-up Telescope*, GFT) : un sous responsabilité française (F-GFT) et un sous responsabilité chinoise (C-GFT). Le télescope français sera installé à l’Observatoire de San Pedro Mártir (Mexique) et est développé en collaboration par la France et le Mexique (CPPM Marseille, IRAP Toulouse, CEA Paris-Saclay, LAM Marseille, OHP-OSU Pytheas, UNAM Mexico, UNAM Ensenada). Son diamètre est de 1.3 m

et il réalisera des images en visible et proche infra-rouge (400–1800 nm) dans un champ de vue de 26×26 arcmin².

Le télescope chinois est situé à l’Observatoire de Jiling (Chine) et est développé par le NAOC de Pékin. Son diamètre est de 1.2 m et il réalisera des images en visible (400–900 nm) dans un champ de vue de 21×21 arcmin².

La figure 2.9 donne des photographies des deux instruments.



Figure 2.9 – Gauche : le F-GFT en test en Allemagne. Droite : le C-GFT à l’Observatoire de Jiling (Chine).

Ces télescopes permettront d’affiner la position des sources détectées avec une erreur inférieure à 1 arcsec. 20 % des alertes transmises par le satellite seront observables immédiatement par un des deux instruments. Grâce à leur pointage automatisé rapide et au traitement des données en temps réel, un délai de 5 min entre la réception de l’alerte et la diffusion des résultats permettra notamment d’observer l’émission rémanente d’un sursaut avec d’autres instruments en dehors de la collaboration SVOM (VLT, ALMA, ... voir figure 2.4).

2.2.7 Le réseau d’alerte

Le réseau d’alerte n’est pas un instrument scientifique. Cependant, il permet la transmission rapide des alertes entre le satellite et le sol. A ce titre, c’est un des piliers de la mission SVOM permettant d’atteindre les objectifs scientifiques. Il s’agit d’un réseau d’une quarantaine d’antennes radio très haute fréquence (VHF, 30–300 MHz) disposées le plus homogènement possible sur Terre dans les régions survolées par le satellite. La carte présentée en figure 2.10 donne la position des stations.

Les antennes sont conçues par le CNES et fabriquées par la société Ingespace. Les signaux réceptionnés par les antennes seront ensuite transmis au centre français scientifique

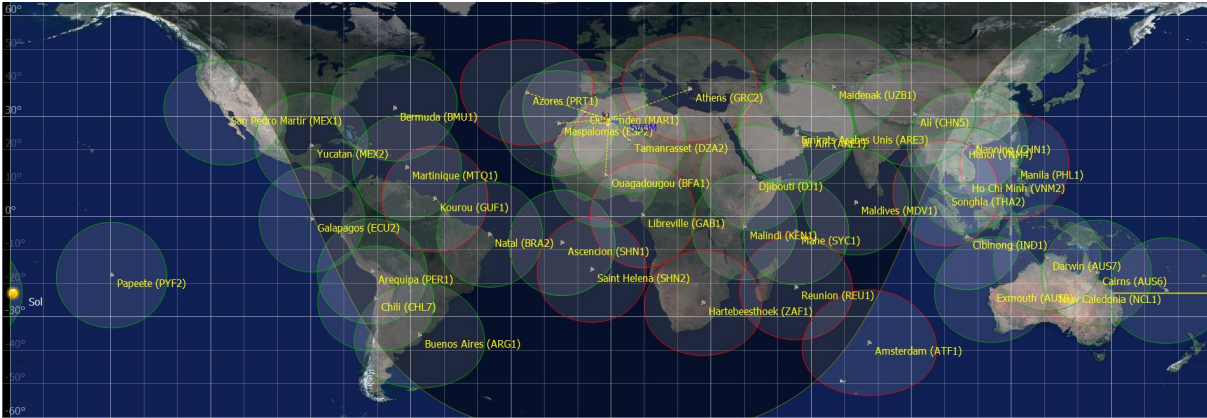


Figure 2.10 – Carte du réseau d’antennes VHF de la mission SVOM (en rouge les stations déployées, en vert les stations à venir).

de la mission (FSC) hébergé au CEA Paris-Saclay.

2.3 Stratégie d’observation

Afin de détecter, de localiser et d’observer les sursaut gamma, le programme *Core* de mission SVOM suit la stratégie d’observation suivante.

- Les instruments à petit champ de vue fonctionnant dans les domaines visible (VT) et des rayons X (MXT) observent des sources connues dans le cadre du programme *General*.
- Les instruments à grand champ de vue fonctionnant dans les domaines des rayons X et gamma (ECLAIRs et GRM) scrutent le ciel en permanence à la recherche d’événements transitoires (des candidats de sursauts gamma à ce stade).
- Lors de la détection d’un sursaut gamma, la position fournie par ECLAIRs est transmise à la plateforme satellite qui peut se réorienter afin d’observer l’émission rémanente avec les instruments à petit champ de vue MXT et VT pour affiner la position. Dans 80 % des cas, cette réorientation s’opère en moins de 3 minutes.
- Simultanément, les informations sont envoyées au sol via le réseau d’alerte VHF et les instruments au sol (GWAC, F/C-GFT) commencent à observer la région du ciel où le phénomène a été détecté.
- Une fois la position déterminée avec une erreur inférieure à environ 1 arcsec ou si la contrepartie du sursaut a été identifiée dans un catalogue d’objets, des télescopes plus performants en dehors de la communauté SVOM peuvent effectuer des observations plus précises (et notamment en spectroscopie pour mesurer un décalage spectral).

Cette stratégie est illustrée sur la figure 2.11.

2.3.1 Orbite et pointage

Le satellite SVOM sera lancé depuis la base de Xichang (Chine) sur une orbite basse quasi-circulaire d’inclinaison $\approx 30^\circ$, d’altitude ≈ 625 km et de période orbitale ≈ 96 min. L’attitude du satellite (donnant la direction de pointage des instruments) suit une loi appelée « B1 » (document interne SV-SY-NT-16-CNES) respectant les contraintes ci-dessous.

- L’axe optique des instruments embarqués pointe à environ 45° de la direction anti-solaire, afin de protéger la charge utile de la lumière du soleil pouvant entraîner des problèmes allant de la perte de sensibilité à des dommages destructeurs (surtout en cas d’éruption solaire).
- Le plan galactique, défini par les latitudes galactiques $|b| < 10^\circ$, est maintenu tant que possible en dehors du champ de vue du télescope ECLAIRs. Cela permet d’éviter les sources brillantes de rayons X localisées dans ce plan (des binaires X essentiellement) qui perturbent les algorithmes de détection et réduisent la sensibilité.

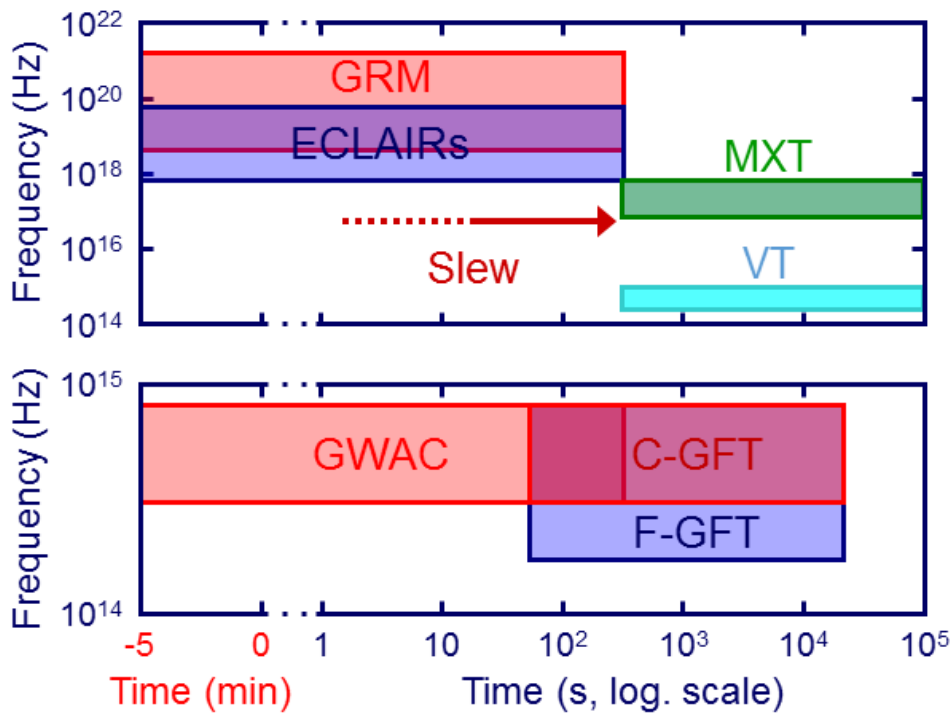


Figure 2.11 – Stratégie d’observation multi-longueur d’onde de la mission SVOM. Le panneau du haut concerne le segment spatial et le panneau du bas le segment sol. L’axe des abscisses donne le temps relatif à l’instant de détection du phénomène transitoire par ECLAIRs et/ou GRM. Notons que l’instrument GWAC est en activité avant la détection car il peut être en mesure (s’il fait nuit à ce moment) d’observer le même champ de vue que l’instrument ECLAIRs depuis le sol.

Cette contrainte permet aussi de faciliter l’observation de l’émission rémanente, bloquée par les poussières du plan galactique.

- La source Scorpius X-1 (Sco X-1), extrêmement brillante en rayons X, est également maintenue hors du champ de vue du télescope ECLAIRs avec une marge de 1° .
- Les régions du ciel les plus observées sont celles couvertes par les grands télescopes terrestres, généralement situés proche des Tropiques (par exemple : Maunea Kea, Cerro Paranal, Roque de los Muchachos ...). L’observation par ces instruments des sources détectées par SVOM est essentielle pour les caractériser le mieux possible (mesure du décalage spectral notamment).

La loi B1 garantit notamment que tous les candidats sursaut gamma détectés sont visible dans le ciel nocturne sur Terre, et qu’il existe des télescopes au sol pouvant observer l’émission rémanente. La figure 2.12 donne le temps d’exposition de chaque zone du ciel pendant un an de la phase nominale et étendue de la mission (sans prendre en compte ni la contrainte de pointage anti-solaire, ni la marge de 1° autour de Sco X-1, ni l’efficacité non uniforme d’ECLAIRs). Pendant la phase nominale, les directions des pôles galactiques (où il y a moins de binaires X notamment) sont les plus exposées tandis que le plan galactique est évité le plus possible. Cet évitement n’est pas toujours possible. En effet après un repointage du satellite pour suivre un sursaut gamma, le plan galactique est

susceptible d’entrer dans le grand champ de vue du télescope ECLAIRs (de même pour la source Sco X-1). Pendant ma thèse, j’ai proposé un traitement pour pallier la présence de sources brillantes dans le champ de vue d’ECLAIRs (voir sections 4.3.1 et 5.3). Pendant la phase étendue, la différence de couverture entre les pôles et le plan galactique est moins marquée car cette phase modifie les durées allouées aux programmes *General* et *Target Of Opportunity* et permet ainsi plus de pointages en dehors de la loi B1. A partir de ces cartes, j’ai estimé que l’exposition en dehors de la loi B1 représente 60% du temps de la mission pour la phase nominale et 74% pour la phase étendue¹. La figure 2.13 donne la distribution des pointages du satellite et les programmes d’observation associés pendant un an de la phase nominale et étendue de la mission. Cette figure illustre la répartition différentes des temps alloués à chaque programme entre les deux phases nominale et étendue.

Les caractéristiques de l’orbite et la définition de l’attitude du satellite entraine deux conséquences. Une orbite à cette altitude et à cette inclinaison traverse plusieurs fois par jour des anomalies dans les ceintures magnétiques de la Terre soumettant les instruments à un important flux de particules (voir section 3.3.3). Pour certains passages il sera nécessaire d’éteindre les instruments afin d’éviter des dommages. Aussi, avec une direction de pointage anti-solaire, la Terre peut occulter partiellement, ou totalement, le champ de vue des instruments. Ces deux effets réduisent le taux de fonctionnement des instruments à 56%. Pour comparer, la mission Swift avec son orbite moins inclinée (20°) et sa plateforme plus agile pour éviter la Terre a un taux de fonctionnement de 75%.

A partir des simulations de pointages réalisées par le CNES, j’ai déterminé la distribution du temps d’observation efficace pour l’instrument ECLAIRs (phase nominale). Les trois panneaux de la figure 2.14 donnent la distribution de trois grandeurs :

- la durée de pointage (éventuellement interrompus par des traversées des anomalies des ceintures magnétiques de la Terre et des occultations terrestres) ;
- la durée des observations interrompues par le télescope ECLAIRs (durée de pointage soustraite de la durée d’interruption par les traversées des anomalies magnétiques et les occultations terrestres) : données pour différents ratios du champ de vue du télescope ECLAIRs libre de Terre.
- la durée des observations continues par le télescope ECLAIRs comprise entre chaque repointages, traversées des anomalies magnétiques et occultations de la Terre : données pour quatre points du champ de vue d’ECLAIRs définissant la zone d’efficacité optimale (voir section 3.2.5), ainsi que pour ces quatre points simultanément.

1. Ici, un pointage dans la loi B1 est un pointage pour lequel ni Sco X-1 (sans marge de 1°) ni aucun point ayant une latitude galactique $|b| < 10^\circ$ n’est présent dans le champ de vue d’ECLAIRs. Avec cette définition, les durées d’expositions en dehors de la loi B1 que j’ai calculées peuvent différer de celles données dans des documents de référence de la mission SVOM, où les pointages sont distingués en fonction leur éloignements par rapport aux pointages qui respectent strictement le loi B1.

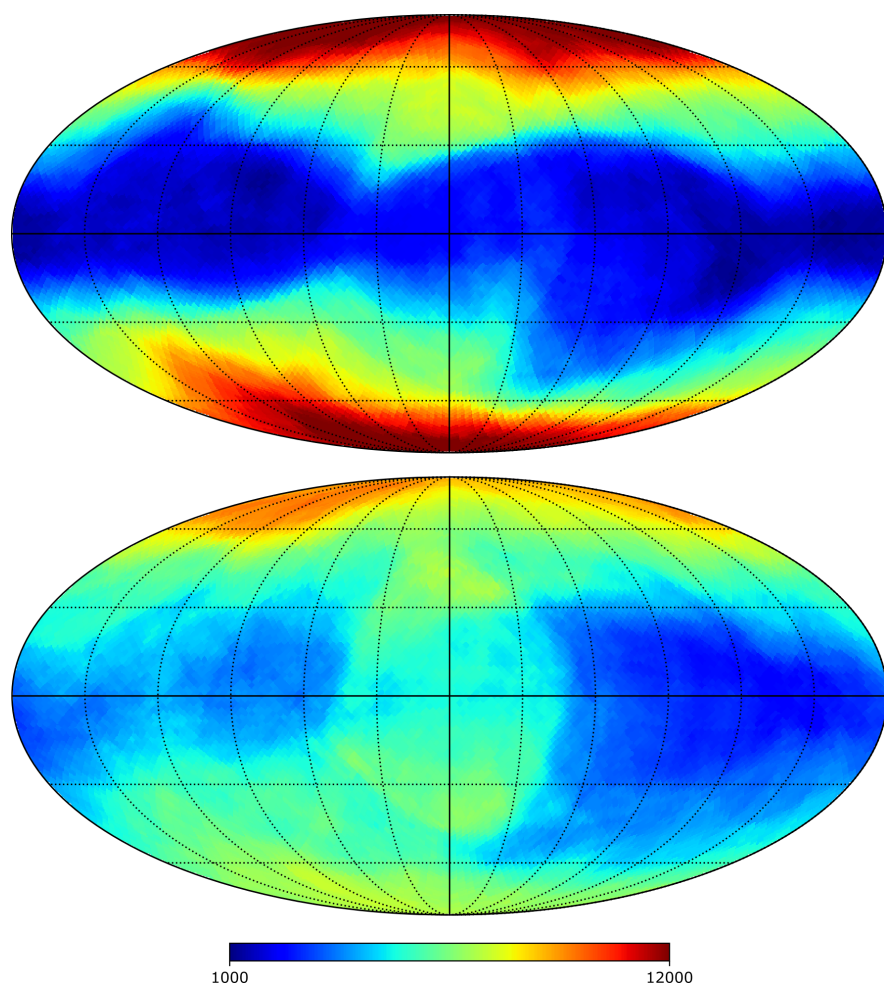


Figure 2.12 – Carte du ciel en coordonnées galactiques donnant l'exposition de chaque zone du ciel (en ks) pendant une année de la phase nominale (en haut) et de la phase étendue (en bas) de la mission SVOM d'après une simulation réalisée par le CNES (longitude croissante de droite à gauche).

Dans l'histogramme de gauche, les pics élevés représentent des durées multiples d'une orbite complète (environ 50 min de temps efficace). De nombreux pointages stables jusqu'à 14 orbites (environ 22 heures) sont prévus. Concernant les histogrammes de droite, la médiane de l'histogramme rouge (champ de vue d'ECLAIRs d'efficacité optimale totalement libre de Terre) est de 43 minutes. Peu d'observations longues (jusqu'à 5 heures) dans lesquelles cette portion du champ de vue reste libre de la Terre sont possibles. Cela signifie que l'instrument ECLAIRs sera en mesure d'enregistrer les photons en provenance d'une région du ciel pendant un temps maximum d'environ 40 minutes, sans subir d'interruption. En comparaison, l'instrument BAT de la mission Swift possède un temps de pointage maximal d'environ 30 minutes. Le satellite Swift est très agile et se réoriente régulièrement pour éviter d'avoir la terre dans le champ de vue de l'instrument BAT. Le satellite SVOM ne se réorientant pas pour éviter la Terre, le télescope ECLAIRs et son logiciel de bord sont conçus pour fonctionner même quand une portion du champ de vue est masquée par la Terre.

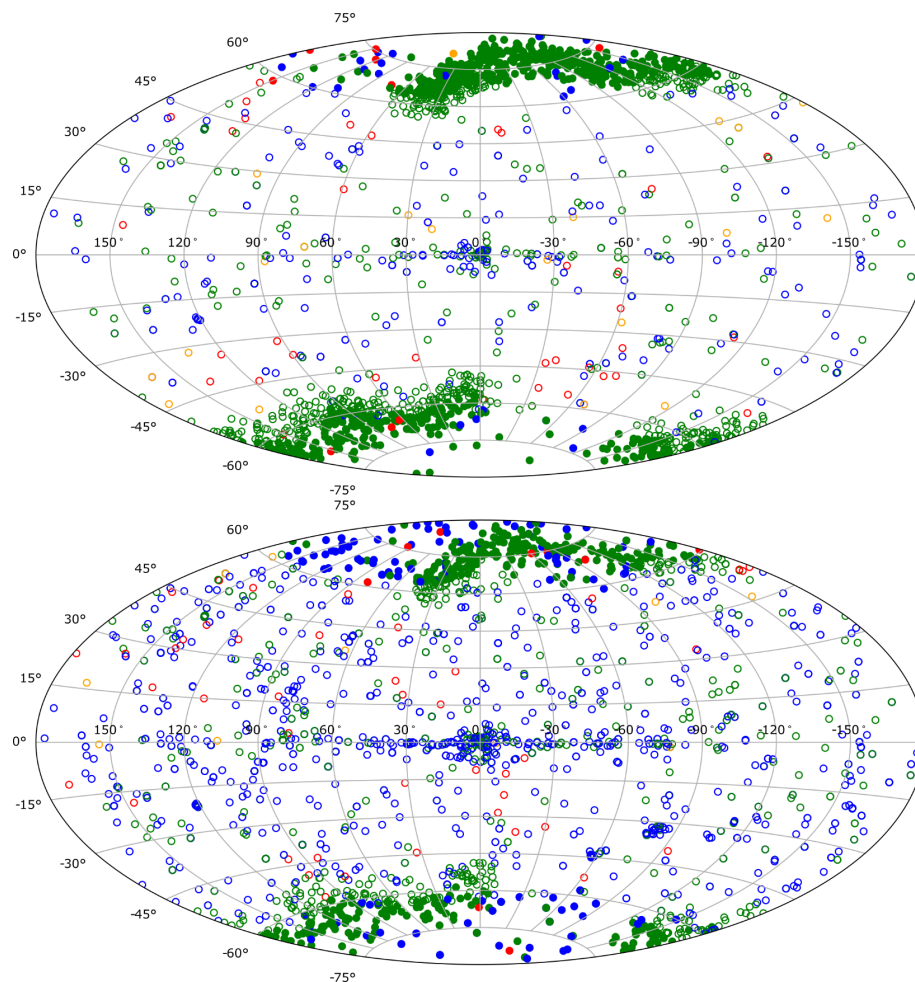


Figure 2.13 – Carte du ciel en coordonnées galactiques donnant les différents types de pointages associés aux programmes d’observation pendant une année de la phase nominale (en haut) et de la phase étendue (en bas) de la mission SVOM d’après une simulation réalisée par le CNES. Les pointages dans la loi B1 (resp. en dehors) sont marqués par des cercles pleins (resp. vides). Couleurs : vert : cibles du programme Général, bleu : cibles d’opportunité nominale (suivi d’un phénomène transitoire, revisite d’un sursaut gamma) , orange : cibles d’opportunité exceptionnelle (événement exceptionnel demandant un suivi rapide comme un événement multi-messagers), rouge : suivi d’un sursaut-gamma. Ces cartes sont construites sans prendre en compte ni la contrainte de pointage anti-solaire, ni la marge de 1° autour de Sco X-1, ni l’efficacité non uniforme d’ECLAIRS.

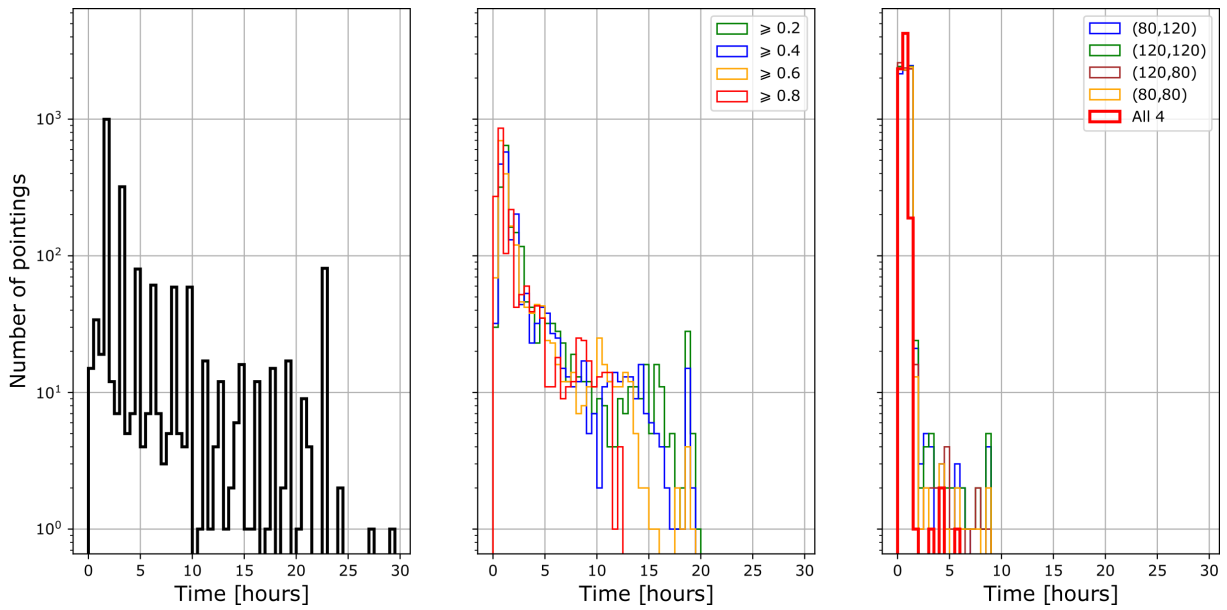


Figure 2.14 – Distribution des pointages et durée des observations pendant une année de la phase nominale d’après une simulation réalisée par le CNES. Gauche : pointages stables (éventuellement interrompus par des traversées des anomalies des ceintures magnétiques de la Terre et des occultations terrestres). Centre : observations interrompues (durée de pointage soustraite de la durée d’interruption par les traversées des anomalies magnétiques et les occultations terrestres). Des histogrammes de couleurs différentes sont donnés pour différentes fractions du champ de vue du télescope ECLAIRs libre de Terre. Droite : observations continues comprise entre chaque repointage, traversée des anomalies magnétiques et occultations de la Terre pour quatre points du champ de vue du télescope ECLAIRs (de taille 200×200) plus les quatre points tous ensemble.

Le télescope ECLAIRs et son logiciel de déclenchement

3.1	Objectifs scientifiques et description de l'instrument	48
3.1.1	Description des composants	48
3.1.2	Description du détecteur	49
3.1.3	Description de l'UGTS	50
3.2	Fonctionnement d'un télescope à masque codé	52
3.2.1	Comment réaliser des images du ciel en rayons X et gamma ?	52
3.2.2	Principe de l'imagerie à masque codé	53
3.2.3	Sensibilité <i>versus</i> localisation	55
3.2.4	Le masque d'ECLAIRs	57
3.2.5	Géométrie et champ de vue	58
3.2.6	Reconstruction de l'image du ciel	59
3.2.6.1	Principe de la reconstruction	59
3.2.6.2	Prise en compte de la taille des éléments du masque	61
3.2.6.3	Taille de l'image du ciel	61
3.2.6.4	Formulation mathématique de la déconvolution	62
3.2.7	Détection et localisation des sources dans l'image du ciel	64
3.3	Bruit de fond attendu	64
3.3.1	Bruit de fond cosmique de rayons X	65
3.3.2	Influence de la Terre sur le bruit de fond	68
3.3.3	Particules piégées	69
3.3.4	Sources connues	70
3.4	Logiciel de déclenchement	71
3.4.1	Définition des paramètres	71
3.4.2	Déclenchement en taux de comptage	72
3.4.3	Déclenchement en image	73
3.4.4	Seuils de détection	75

3.5	Simulation du comportement d'ECLAIRs	76
3.5.1	Modélisation de l'instrument	76
3.5.2	Méthode de simulation par <i>ray-tracing</i>	76
3.5.3	Implémentation	79

3.1 Objectifs scientifiques et description de l'instrument

Le télescope ECLAIRs est un des instruments embarqués à bord du satellite SVOM dont le rôle est de détecter l'émission prompte des sursauts gamma et de localiser la source avec une erreur maximale de 12 arcmin (à 90% de niveau de confiance), garantissant que la source soit dans le champ de vue du télescope VT après le repointage. Il est développé par les laboratoires français impliqués dans la mission SVOM (IRAP, CEA, APC) sous la maîtrise d'œuvre du CNES. Cet instrument appartient à la famille des télescopes à masque codé permettant l'observation du ciel en rayons X et gamma. Le télescope ECLAIRs a la charge d'enregistrer les photons X et gamma d'énergie comprise entre 4 et 150 keV (imagerie entre 4 et 120 keV). Des travaux précédents ont montré qu'il serait en mesure de détecter entre 46 ± 8 et 67 ± 10 sursauts gamma par an respectivement selon que l'on considère des sursauts de type de ceux détectés par BATSE, ou un possible surplus de sursauts riches en rayons X, (Antier-Farfar, 2016). Sa géométrie lui confère un grand champ de vue d'environ 2 sr ($89 \times 89 \text{ deg}^2$), soit environ un sixième du ciel, ce qui permet de maximiser le taux de détection. A titre de comparaison, un œil humain couvre environ 0.5 sr.

Le seuil bas de l'instrument à 4 keV est la différence majeure de cet instrument par rapport à l'instrument BAT à bord du satellite Neil Gehrels *Swift* (15 keV). Malgré une surface efficace environ 5 fois inférieure à celle de BAT, pour des raisons de budget de masse et de puissance alloués à ECLAIRs sur le satellite SVOM, ce seuil bas permettra à l'instrument d'être plus sensible aux sursauts gamma riches en rayons X de plus faible énergie, c'est-à-dire aux sursauts potentiellement les plus lointains.

3.1.1 Description des composants

L'instrument est composé de plusieurs éléments figurant sur la figure 3.1. A son sommet se trouve un dispositif appelé « masque codé » permettant de réaliser des images du ciel en rayon X et gamma (voir section 3.2). Le masque sera décrit plus en détail dans la section 3.2.4.

Un blindage latéral constitué de cuivre et de plomb absorbe la grande partie des photons dans la gamme d'énergie considérée et assure que les photons observés rentrent essentiellement dans le télescope par l'ouverture du masque. Aussi, l'illumination de ce

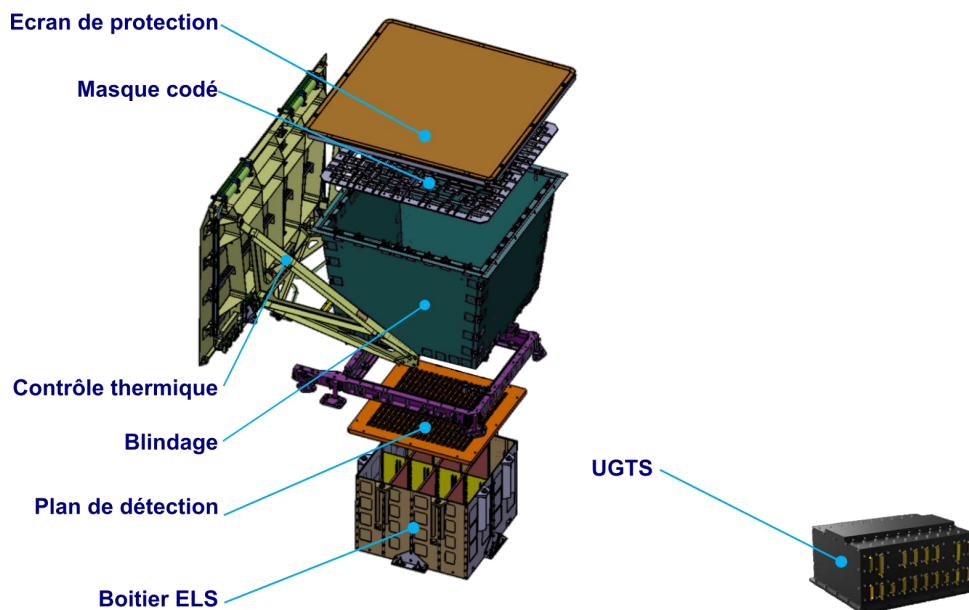


Figure 3.1 – Vue éclatée du télescope ECLAIRs.

blindage par des photons de plus haute énergie permettra d'obtenir des spectres de faibles raies d'activation du cuivre et du plomb utiles pour la calibration en énergie en vol.

3.1.2 Description du détecteur

A une distance de 46 cm sous le masque, se trouve le plan de détection de l'instrument. Ce dernier est composé de 80×80 pixels de tellurure de cadmium (CdTe) de dimensions $4 \times 4 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur 1 mm. Les pixels sont espacés de 0.5 mm les uns des autres. Aussi, la surface totale du plan de détection est de 1296 cm^2 pour une surface de détection de 1024 cm^2 (figure 3.2). Les détecteurs sont regroupés par 32 pour former un module XRDPIX (figure 3.2), eux-mêmes groupés par 25 pour former un secteur (Godet et al., 2014), tout le plan détecteur est constitué de 8 secteurs. Les XRDPIX sont connectés à une électronique de lecture utilisant des circuits intégrés de type ASIC développés au CEA et appelée IDeF-X. Quant à eux, les 8 secteurs sont connectés chacun à une électronique de lecture spécifique (ELS). Les 8 ELS sont indépendants et fonctionneront en mode photon par photon. Chaque coup détecté par un pixel est horodaté avec une résolution de $20 \mu\text{s}$ par un FPGA puis se verra attribué une valeur d'énergie non calibrée¹ avec une résolution en énergie de l'ordre de 1.1 keV (valeur produite par la conversion numérique de la valeur analogique mesurée par l'ASIC IDeF-X pour le coup détecté). Cette énergie est ensuite classée dans l'une des 4 bandes disjointes dont les bornes sont préprogrammées pour chaque pixel depuis le sol par configuration (par exemple 4–20, 20–50, 50–80, 80–120 keV). Les ELS réalisent le classement des événements comme simples, multiples avec

1. Pour obtenir une valeur calibrée de l'énergie, une fonction de transfert dépendant du pixel sera appliquée au sol à la valeur non calibrée.

une énergie codée ou multiples simplement comptés (sans codage de l'énergie) si leur multiplicité est trop élevée (au delà d'un seuil configurable, typiquement 2), ou encore comme événements saturants (en dehors de la gamme d'énergie). Si un seul événement est détecté dans une fenêtre programmable, d'une durée typique de $1 \mu s$, alors il sera considéré comme « simple », sinon, les événements se produisant seront dit « multiples », considérant qu'il s'agit d'interaction en chaîne au sein du détecteur. Les événements sont ensuite envoyés à l'UGTS (voir section 3.1.3) qui a la charge de les analyser et de détecter les sursauts gamma. Les algorithmes de déclenchement utilisés à bord de l'UGTS seront détaillés dans la section 3.4, ils analysent uniquement les événements simples et classés dans l'une des 4 bandes d'énergie disjointes programmées.

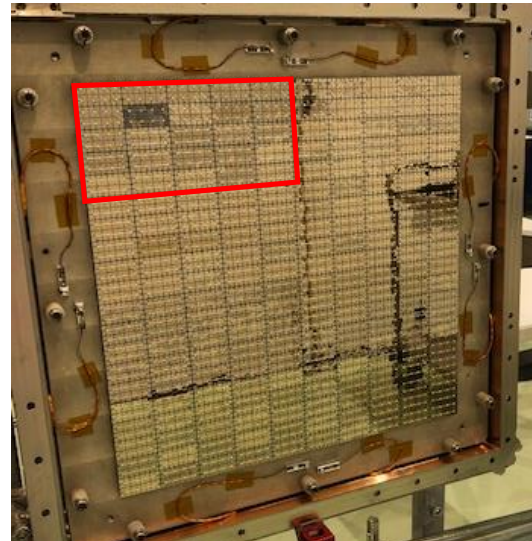


Figure 3.2 – Gauche : vue d'un module XRDPIX et des 32 détecteurs CdTe qui le composent (crédit : Sébastien Chastanet/OMP/IRAP/CNRS Photothèque). Droite : modèle de vol du plan de détection sur lequel sont intégrés les 200 XRDPIX, dont un secteur est encadré en rouge (IRAP/CNES).

3.1.3 Description de l'UGTS

L'UGTS est l'Unité de Gestion et de Traitements Scientifiques embarquée à bord d'ECLAIRs. Les fonctions de ce système électronique sont le contrôle de l'instrument (réception et traitement des commandes reçues, collecte de données de diagnostic, gestion thermique du plan détecteur, gestion des pixels devenant bruyants), l'acquisition des données et le stockage dans la mémoire de masse ainsi que le traitement scientifique (détection de sursauts gamma ou de sources en éruption, émission des séquences d'alerte et de la consigne de repointage du satellite). En entrée l'UGTS reçoit les événements détectés par la caméra. Un FPGA est en charge de collecter les événements transmis par les 8 ELS sur 8 liens de données en parallèle, de les acquérir par séquences groupées dans des

« time frames » de 10 ms de durée et de les ranger dans des paquets de taille fixe. Ces paquets sont ensuite transmis à la mémoire de masse du satellite pour être téléchargés au sol lors de passages au-dessus de stations de réception radio en bande X (toutes les 6 à 12 heures). Ainsi, tous les événements détectés sont récupérés au sol (avec un retard de plusieurs heures) pour une analyse fine des phénomènes physiques. En parallèle les événements sont analysés par le processeur de l'UGTS qui les traite en temps-réel pour détecter les sursauts gamma à bord de SVOM, émettre des alertes et demander le repointage du satellite pour leur suivi.

L'UGTS, dont une photographie du modèle de qualification est donnée sur la figure 3.3 (à gauche), est constitué de 10 cartes correspondant aux fonctions d'alimentation (4 cartes pour les 8 ELS, une carte combinant deux ELS, et 2 cartes pour la partie calculateur), de gestion des entrées et sorties (2 cartes), et de calcul (2 cartes). La sûreté de fonctionnement de la partie calculateur est assurée par une redondance dite « froide », c'est à dire que les cartes sont dupliquées de manière identique avec la possibilité de commuter entre les deux (sur requête du sol) en cas de panne. L'UGTS comporte des composants durcis aux radiations, et respectant la réglementation qui autorise leur exportation en Chine.

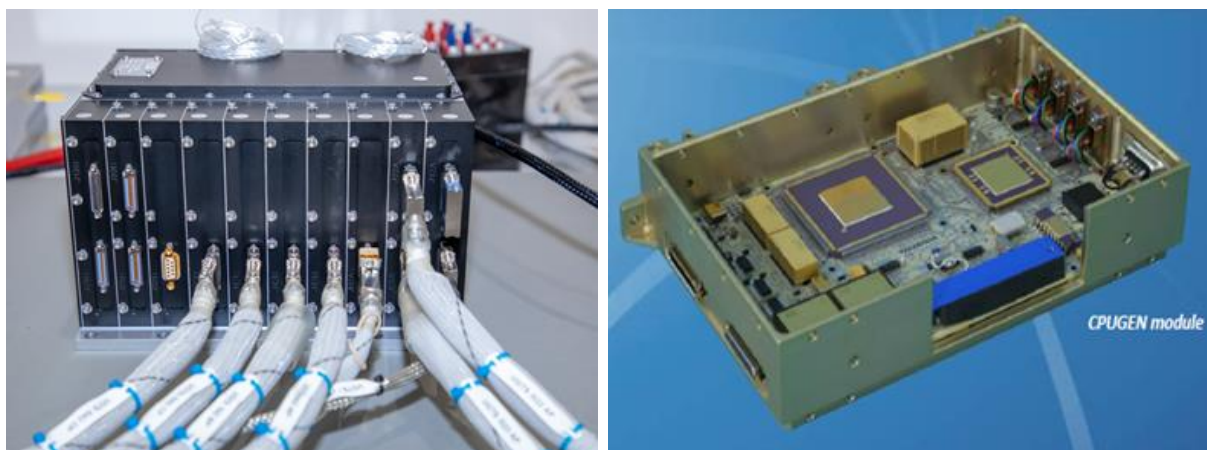


Figure 3.3 – A gauche : modèle de qualification de l'UGTS. A droite : vue de la carte de calcul de l'UGTS (CEA/CNES).

La carte de calcul de l'UGTS (voir figure 3.3, à droite) est composée d'un FPGA (le plus gros composant carré à gauche) et d'un processeur double cœur Léon 3 (à droite) d'horloge 80 MHz, délivrant une puissance de calcul de 2×50 Mflops (millions d'opérations flottantes par secondes) et de 256 Mo de mémoire vive et 4 Mo de mémoire pour le logiciel et la configuration persistante. Le logiciel de l'UGTS emploie le système d'opérations Xtratum, un hyperviseur qui compartimente les différentes tâches dans des « partitions » en allouant un temps d'exécution fixe et prédictible à chaque partition. Ce logiciel est écrit en C++ (avec la partie Xtratum écrite en C). L'applicatif complet de l'UGTS (firmware du FPGA et logiciel du processeur, y compris les traitements scientifiques) est développé à l'IRFU du CEA avec le concours du Département d'Astrophysique

(DAP) et du Département d'Électronique des Détecteurs et d'Informatique pour la Physique (DEDIP). La figure 3.4 montre le banc de test de l'UGTS (modèle « BB1 ») installé au CEA pour le développement de l'applicatif.

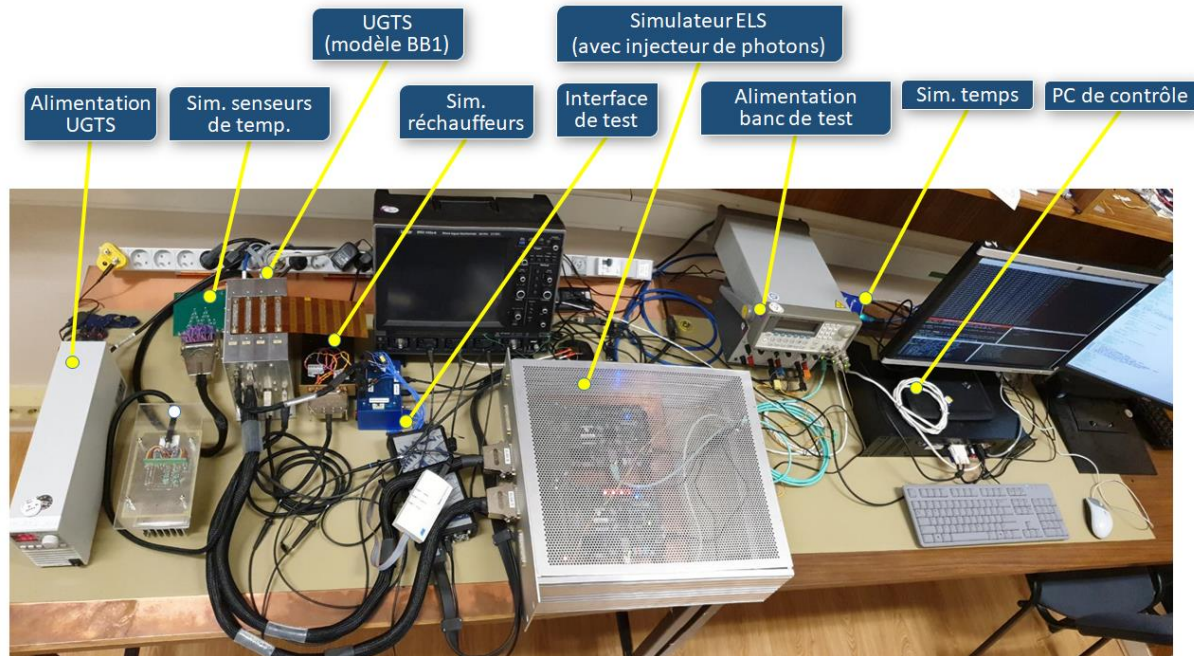


Figure 3.4 – Banc de test de l'UGTS, comportant entre autres le modèle « BB1 » du calculateur de l'UGTS, le simulateur des ELS permettant d'injecter des données simulées dans l'UGTS en temps réel et de simuler la réception des commandes par les ELS, des alimentations et équipements de test, ainsi que l'ordinateur qui permet de piloter le banc de test (CEA).

3.2 Fonctionnement d'un télescope à masque codé

3.2.1 Comment réaliser des images du ciel en rayons X et gamma ?

Au cours de ma thèse, j'ai participé à différentes actions de médiation scientifique pendant lesquelles j'ai eu l'occasion de présenter la mission SVOM. Au moment de présenter la maquette (échelle 1) du télescope ECLAIRs (figure 3.5), j'ai posé la question au public « que représente cet instrument, à quoi sert-il ? » A ce moment, personne ne devine qu'il s'agit bel est bien d'un télescope ! En effet, il s'agit d'un télescope à masque codé, dont l'aspect diffère bien des télescopes et lunettes plus traditionnels. La raison de cette différence réside, comme expliqué dans la section précédente, dans le domaine de longueur d'onde pour lequel ECLAIRs est conçu. A la différence des télescopes observant dans des longueurs d'onde différentes (infra-rouge, visible, ultra-violet), le télescope ECLAIRs qui observera les rayons X et gamma n'est pas équipé de miroirs mais d'un masque opaque à ces rayonnements et percé de trous. En effet, l'énergie des rayons X et gamma est assez grande pour traverser un miroir sans subir de réflexion, ce qui rend im-

possible la focalisation de la lumière et la réalisation d'une image. Toutefois, si les miroirs sont utilisés en incidence suffisamment rasante, le faisceau de rayons X peut être réfléchi mais l'incidence doit être de plus en plus rasante à mesure que l'énergie augmente. La longueur focale de l'instrument augmente donc considérablement. Par exemple, le projet (abandonné) Symbol-X avait pour objectif de concevoir un télescope utilisant des miroirs et pouvant fonctionner jusqu'à une énergie de 100 keV. Cela requiert une focale de 20 m, ce qui est un défi pour un télescope spatial. La solution technique retenue était de réaliser deux engins spatiaux en vol en formation : un pour le miroir, et un pour le détecteur, les deux étant séparés de 20 m.

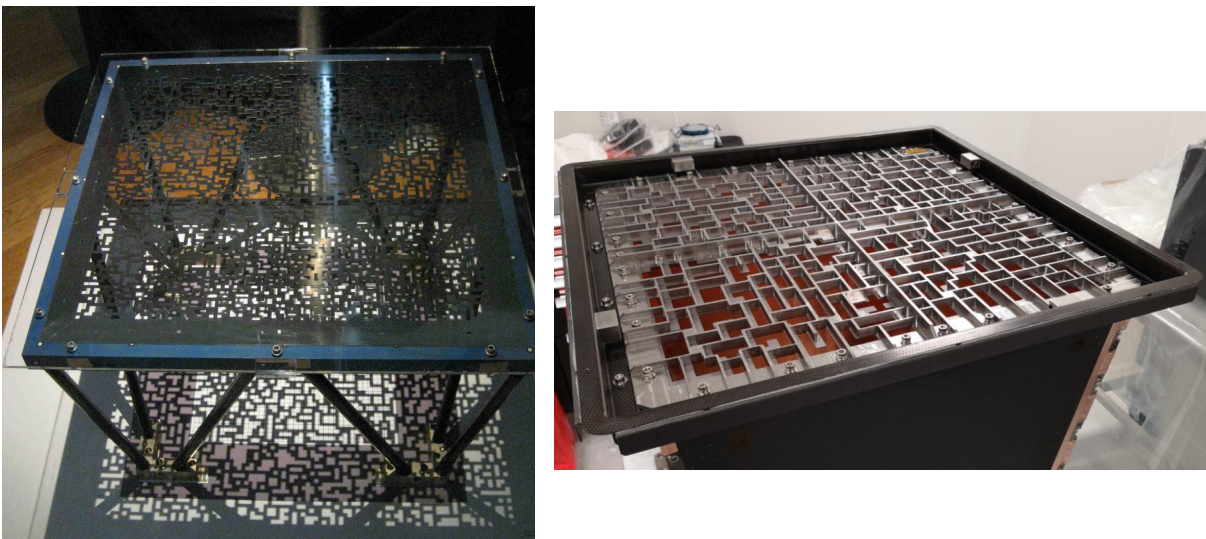


Figure 3.5 – Gauche : maquette du télescope ECLAIRS utilisant un version préliminaire du masque. Droite : masque final intégré sur le modèle de qualification du télescope ECLAIRS.

3.2.2 Principe de l'imagerie à masque codé

Face au problème évoqué précédemment, une autre méthode d'imagerie existe. Il s'agit de l'imagerie à masque codé, dont une revue est donnée dans [Caroli et al. \(1987\)](#). Cette technique a déjà été mise en œuvre pour différents télescopes (Granat/SIGMA et ART-P, Beppo-SAX/WFC, INTEGRAL/JEM-X, IBIS et SPI, Swift/BAT, Astrosat/CZTI). Un schéma de principe est donné sur la figure 3.6 à gauche. La méthode est comparable avec la chambre noire en lumière visible. Un matériau opaque à cette lumière forme une boîte au fond de laquelle est placé le détecteur. Sur la face opposée correspondant au masque, un seul trou est percé (figure 3.6, à droite, situation 1). Ainsi, la lumière ne passe que par ce trou. Les faces latérales opaques correspondent au blindage de la figure 3.1.

Si une source de lumière ponctuelle est placée devant la boîte, on observera un point sur le détecteur. La position de ce point dépendra de la position de la source. Si la source est dans l'axe du trou, le point sera au centre du détecteur. En revanche, si la source est hors axe, le point se déplacera vers un bord ou un coin du détecteur. En détectant la

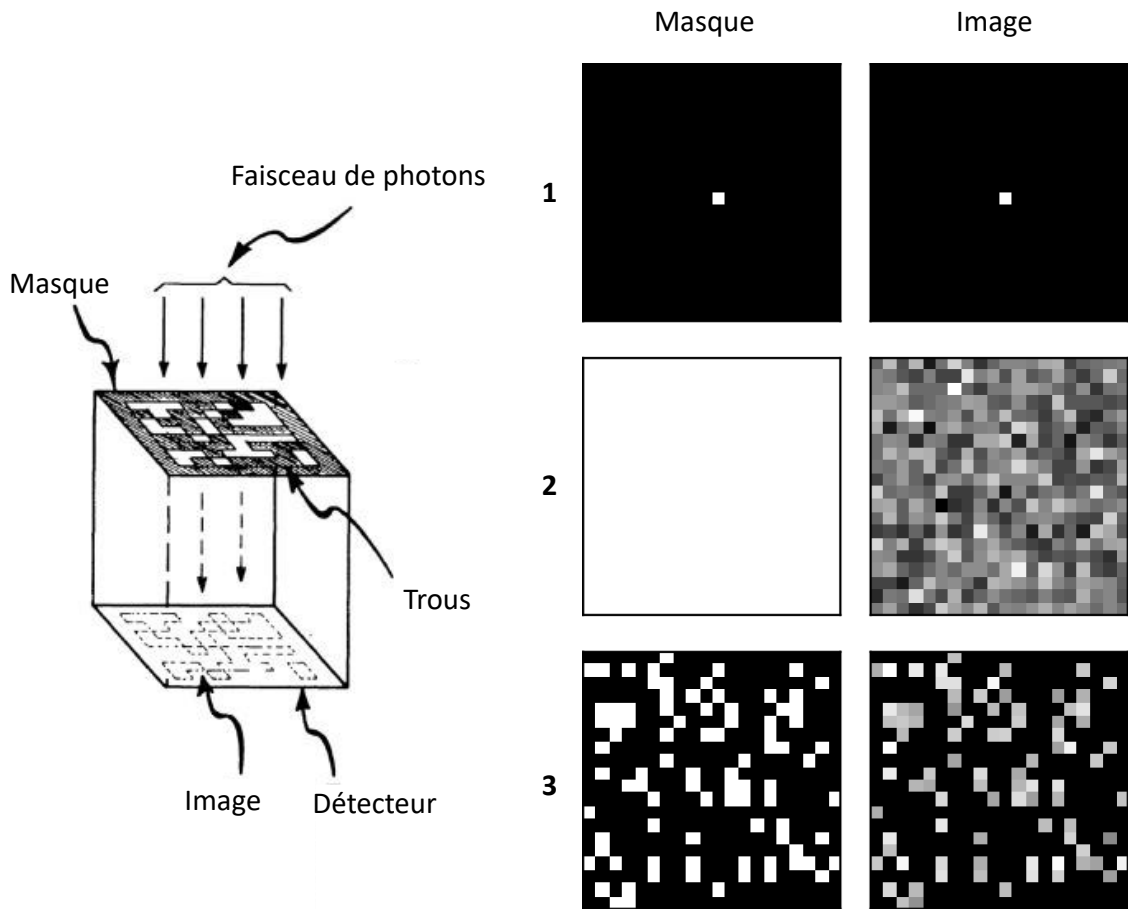


Figure 3.6 – Gauche : schéma d'une caméra à masque codé d'après Dicke (1968). Droite : simulation de l'imagerie à masque codé pour une source ponctuelle dans l'axe pour trois différents masques, de haut en bas : masque percé d'un unique trou central, masque totalement ouvert, masque percé aléatoirement. J'ai réalisé ces simulation à partir du logiciel de simulation d'ECLAIRs (voir chapitre 3.5) pour une géométrie simplifiée d'une caméra cubique où le masque et le détecteur sont de même taille et comportent un même nombre de pixel.

position du point dans un des pixels du détecteur, il est possible de déduire la position de la source dans le champ de vue. Cependant, avec un seul trou, peu de lumière est en mesure de rentrer dans l'instrument et d'interagir avec le détecteur. L'instrument est alors très peu sensible mais il localise très bien la source. Dans le cas limite opposé (figure 3.6, à droite, situation 2), si le masque est totalement ouvert avec un trou de surface égale à la surface totale de la face alors la lumière rentre librement dans l'instrument et éclaire tout le détecteur. L'instrument est très sensible, mais localise très mal la source (le détecteur est éclairé uniformément pour toutes les positions de la source, pourvu qu'elle soit dans le champ de vue). Il y a donc un compromis à faire entre la sensibilité et la performance de localisation qui sont deux grandeurs qui s'opposent (voir section 3.2.3). Dans l'idéal, l'instrument doit être très sensible et avoir de bonnes performances de localisation. Pour cela, le masque est percé de plusieurs trous (figure 3.6, à droite, situation 3). Dans ce cas

la localisation n'est plus si simple et fait appel à un algorithme de décodage (voir section 3.2.6).

Dans le cas d'ECLAIRs le matériau composant le masque doit être opaque dans le domaine d'énergie qui nous intéresse (4–150 keV), d'où le choix du tantale (Ta, densité 16.4 g/cm³). Lorsqu'une source, ponctuelle et supposée à l'infini, de rayons X ou gamma est dans le champ de vue, un faisceau parallèle de lumière illumine le masque. Une partie de la lumière traverse les trous du masque et illumine le détecteur pour former un motif, une ombre, dessinant une partie du motif du masque. Dans la suite, ce motif sur le détecteur sera appelé un shadowgramme de cette source. Si plusieurs sources sont présentes dans le champ de vue, plusieurs motifs du masque se superposent sur le détecteur. Idéalement, le masque doit alors fournir des ombres uniques pour chaque source dans des directions du ciel différentes afin d'éviter les ambiguïtés entre les positions des sources lors du décodage. Sur la maquette d'ECLAIRs (figure 3.5), il est possible d'illustrer le principe avec la lumière visible (le tantale est aussi opaque en visible). Une lampe est placée au-dessus du masque et illumine la maquette. Sur la feuille blanche à carreau qui matérialise le détecteur on observe une projection d'une portion du masque. Notons l'absence de blindage latéral sur cette maquette. La technique d'imagerie à masque codé permet de détecter plusieurs sources simultanément. Dans ce cas, plusieurs portions différentes du masque sont projetées sur le détecteur.

3.2.3 Sensibilité *versus* localisation

Le compromis entre la sensibilité et la performance de localisation est paramétré par le rapport entre la taille des éléments du masque (notée m) et la taille des pixels du détecteur (notée d). Skinner (2008) a montré que la meilleure localisation d'une source est obtenue lorsque $m = d$. Cependant cette valeur n'est pas optimale vis à vis de la sensibilité, c'est à dire de la capacité à détecter des sources faibles dans des images. Plus la taille des trous du masque augmente, plus le nombre de pixels du détecteur illuminés est grand, et donc plus la sensibilité augmente mais la performance de localisation diminue. Cet effet est illustré sur la figure 3.7.

Par ailleurs, plus l'ouverture globale du masque augmente, plus le flux de photons interagissant avec le détecteur est important. Cependant, une ouverture trop grande entraîne une augmentation du taux de bruit de fond qui dégrade également la sensibilité ainsi que la localisation.

On peut supposer que pour des raisons technologiques il est plus facile d'agir sur le rapport m/d en modifiant la taille des éléments du masque plutôt que la taille des pixels du détecteur qui est souvent imposée par les composants qui sont utilisés. Ainsi, la taille des éléments du masque est à choisir pour obtenir la meilleure sensibilité sans trop dégrader la localisation (ou inversement). Toutefois, les valeurs de $m/d > 1$ ne

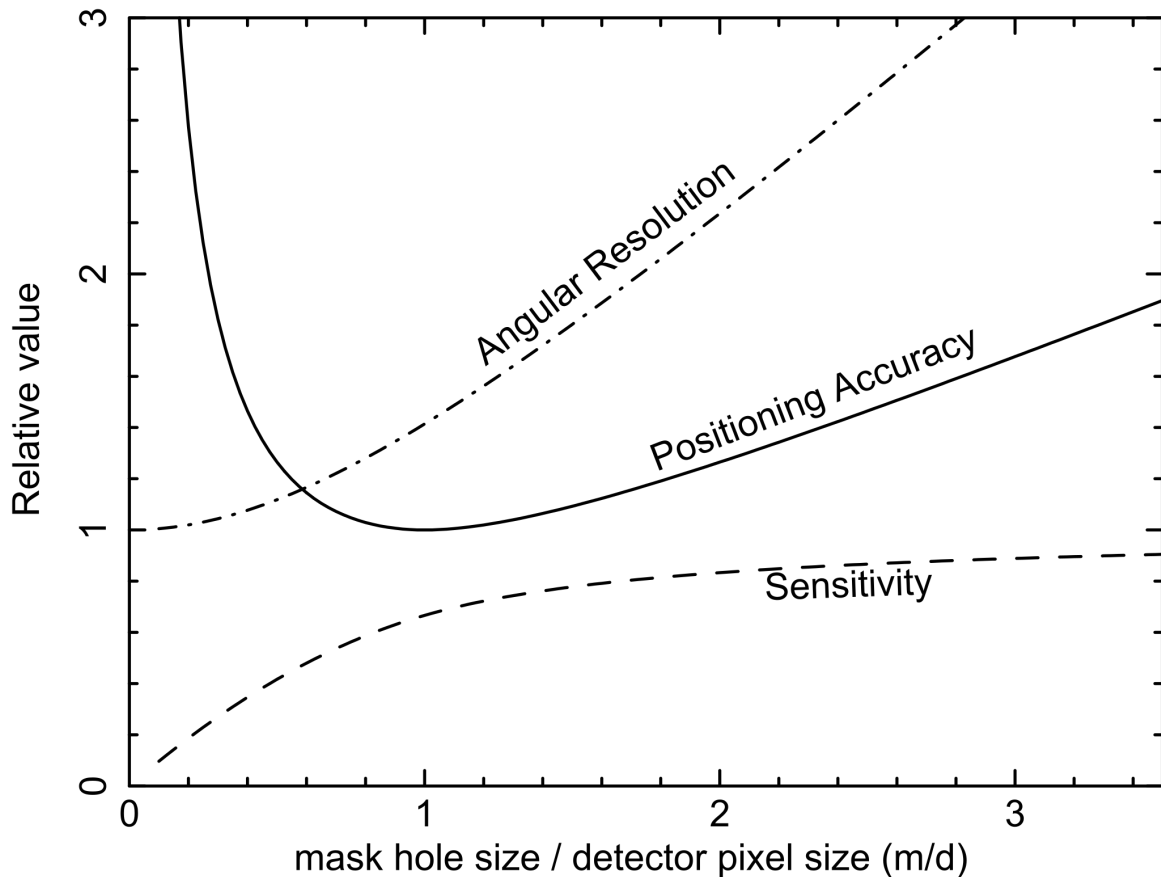


Figure 3.7 – Variation relative de la sensibilité, de la précision de localisation et de la résolution angulaire en fonction du rapport entre la taille des éléments du masque et la taille des pixels du détecteur (rapport m/d) pour une taille des pixels du détecteur fixe, toute chose étant égale par ailleurs (Skinner, 2008).

sont pas toutes aussi bonnes. En effet avec un rapport m/d entier, il n'est pas possible de distinguer deux sources proches et qui produisent des shadowgrammes décalés d'une distance correspondant à la distance inter-pixel du détecteur. Un rapport m/d non entier permet de lever cette dégénérescence en garantissant qu'il y a toujours une fraction de pixels partiellement illuminés. Par exemple dans le cas où $m = d$ (figure 3.8, en haut), pour le cas d'une source puis d'une autre source décalée dans le ciel d'un angle θ inférieur à $\arctan(D_p/H)$ de la première, où D_p est la distance interpixel (0.5 mm), et la H la distance masque détecteur (46 cm), soit donc $\theta < 37$ arcmin, alors dans les deux cas, on obtient une illumination identique sur le plan détecteur, et donc la localisation sera entachée d'une erreur systématique due à la géométrie du détecteur. Avec un rapport m/d non entier (figure 3.8, en bas avec $m = 1.5d$), les deux sources éclairent certains pixels de manière identique et d'autres partiellement, avec une fraction d'éclairement différente : la dégénérescence est levée.

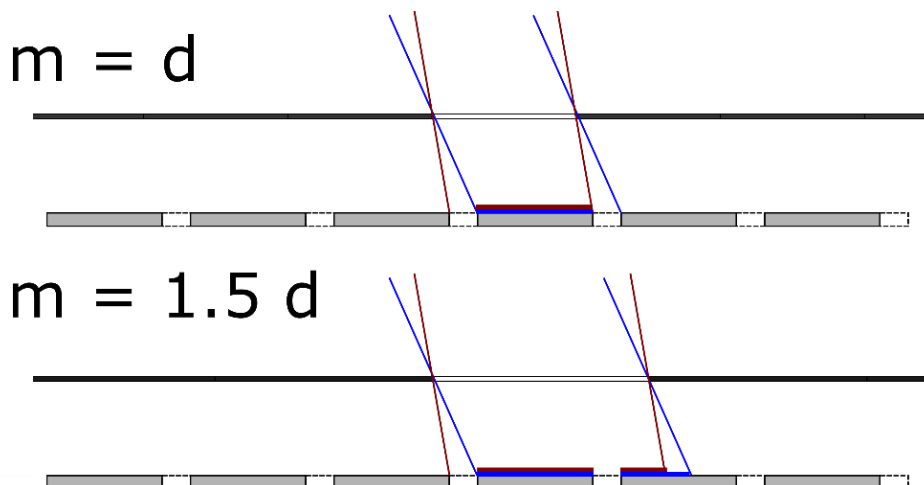


Figure 3.8 – Illustration de la levée de dégénérescence pour des sources dans deux directions différentes (en rouge et en bleu). En haut : cas $m = d$: les deux sources illuminent identiquement le détecteur, les deux sources sont indiscernables. En bas : cas $m = 1.5d$: les deux sources illuminent un même pixel du détecteur plus une fraction différente du pixel voisin, les deux sources sont différenciables.

3.2.4 Le masque d'ECLAIRS

Le masque est composé d'une feuille de tantale de 0.6 mm d'épaisseur située à 45.77 cm au dessus du détecteur. Cette feuille est disposée entre deux feuilles de titane (1 mm chacune) munies de nervures épaisses (figure 3.5) pour garantir que l'ensemble est suffisamment rigide pour supporter les vibrations induites lors du lancement.

Les trous du masque sont percés selon un motif conçu aussi aléatoirement que possible tout en respectant plusieurs contraintes :

- l'ouverture est de 40 % (voir ci-dessous) ;
- le masque comporte quatre cadrants séparés par une croix qui contribue à sa rigidité mécanique ;
- la taille d'un élément est de $m = 1.1394$ cm (voir ci-dessous) ;
- les éléments opaques ne doivent pas être reliés seulement par un coin (pour des raisons mécaniques) ;
- les éléments opaques doivent être tous reliés les uns aux autres (il ne peut pas y avoir d'éléments opaques « flottants » entourés d'éléments vides) : le masque est dit autoporteur (ce qui rend possible d'atteindre un seuil bas en énergie de 4 keV, les photons qui interagissent avec le détecteur n'ont traversé aucune matière susceptible de les absorber, à part les couvertures thermiques et de protection contre la lumière visible indispensables au fonctionnement de l'instrument).

Les paramètres du masques (ouverture, dimension des éléments) résultent des simulations réalisées par Aleksandra Gros, Stéphane Schanne (CEA/DAP) et Cyril Lachaud (APC) (Schanne et al., 2016). L'ouverture de 40 % est optimisée pour améliorer la dé-

tection des sursauts gamma courts en faisant un compromis entre le nombre de photons de ces sources et du bruit de fond tout en conservant une faible perte pour les sursauts longs. La taille des éléments des quadrants du masque permet d'atteindre un rapport $m/d = 2.53$ qui offre une sensibilité optimale au prix d'une moins bonne localisation que celle théoriquement atteignable compte tenu de la taille des pixels du détecteur et de la distance entre le masque et le détecteur (avec ce masque, 90 % des sursauts seront localisés avec une erreur inférieure à 12 arcmin). Toutefois, cette localisation reste compatible avec les tailles des champs de vue des instruments MXT et VT qui fourniront une position plus précise.

Avec ces contraintes, il est possible de générer des milliers de motifs de masque et de comparer les performances de sensibilité et de localisation qu'ils offrent. Le masque final est celui qui donne la meilleure sensibilité tout en respectant l'objectif de localisation pour ECLAIRs (12 arcmin). Cette version du masque est montrée sur la figure 3.5 où il est intégré sur le modèle de qualification du télescope ECLAIRs.

3.2.5 Géométrie et champ de vue

La notion de champ de vue est déterminante pour la détection des sursauts gamma. Les sursauts gamma se produisant selon une distribution isotrope dans le ciel, plus le champ de vue est grand, plus le taux de détection sera élevé. La géométrie du télescope ECLAIRs est indiquée sur la figure 3.9. Deux zones différentes sont à distinguer dans le champ de vue total de 2 sr ($89 \times 89 \text{ deg}^2$). La première est le champ de vue totalement codé (*fully coded field of view* - FCFOV). Il correspond à la portion centrale du champ de vue d'une taille de 0.15 sr soit environ $22 \times 22 \text{ deg}^2$. Une source ponctuelle se situant dans cette zone verra une portion du masque se projeter sur toute la surface du détecteur (cas illustré au centre de la figure 3.9). La seconde zone est le champ de vue partiellement codé (*partially coded field of view* - PCFOV). Une source se situant dans cette zone verra une portion du masque illuminer seulement une portion du plan détecteur (cas illustré à droite de la figure 3.9). Ainsi la sensibilité du télescope ECLAIRs sera meilleure dans le FCFOV que dans le PCFOV. Notons qu'une des composantes du bruit de fond (qui sera décrit plus en détail dans la section 3.3) est une source isotrope qui illumine toujours le détecteur (tant que la Terre n'est pas dans le champ de vue).

Étant donné la géométrie du télescope ECLAIRs, les pixels du ciel n'ont pas tous la même taille angulaire. Au centre du champ de vue la taille angulaire d'un pixel est d'environ 34 arcmin et diminue en s'éloignant de l'axe optique pour atteindre environ 17.5 arcmin dans les coins (voir figure 3.10, à gauche). La surface angulaire des pixels du ciel est illustrée sur la figure 3.10 pour un quart du champ de vue (en fraction par rapport au centre du champ de vue). Notons que les pixels situés en dehors de la diagonale ont une taille angulaire différente selon les deux axes.

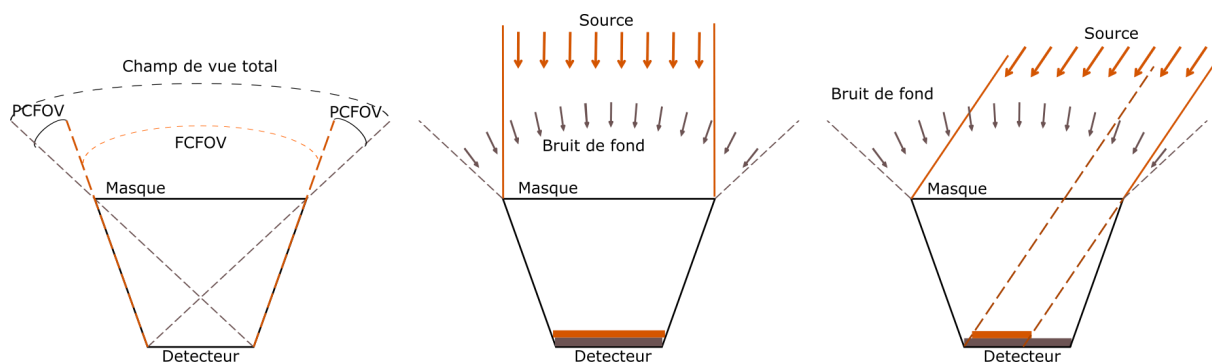


Figure 3.9 – Description du champ de vue du télescope ECLAIRs. A gauche : description des différentes zones du champ de vue. Au centre : cas d'une source totalement codée (dans le cas particulier d'une source placée dans la direction de l'axe optique du télescope). A droite : cas d'une source partiellement codée.

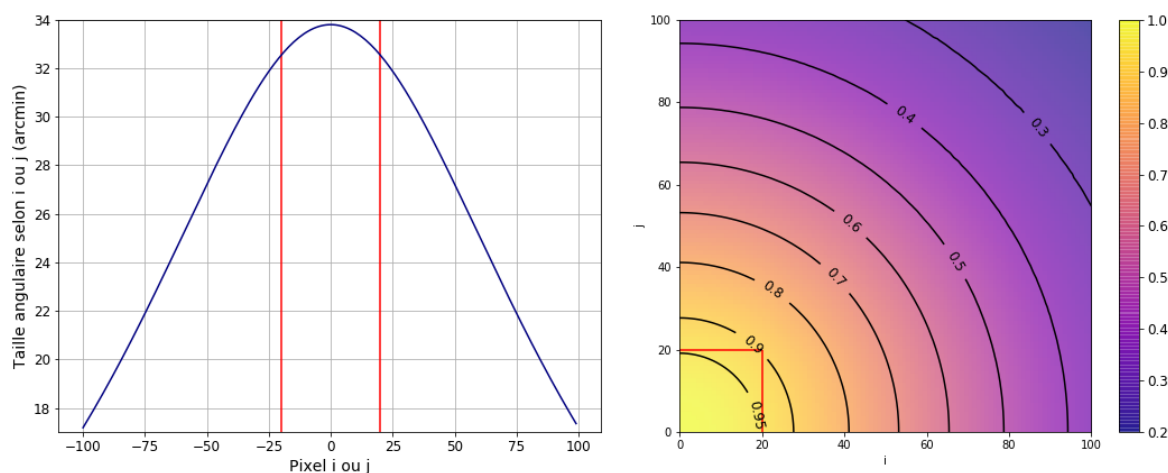


Figure 3.10 – A gauche : taille angulaire (arcmin) des pixels du ciel selon un des axes. A droite : fraction de surface angulaire des pixels du ciel par rapport au pixel central du champ de vue. Un quart du champ de vue est représenté avec le centre en bas à gauche. Le champ de vue totalement codé est délimité par les segments rouges.

3.2.6 Reconstruction de l'image du ciel

3.2.6.1 Principe de la reconstruction

Une fois l'image du shadowgramme enregistrée par le plan de détection, celle-ci doit être convertie en image du ciel dans laquelle une source peut être détectée. Cette étape s'appelle la déconvolution. Le principe de cette opération est de calculer le nombre de coups enregistrés par le détecteur pour chaque position du ciel. Or depuis chaque position du ciel, les photons interagissant avec le détecteur peuvent provenir d'une source à cette position mais aussi du bruit de fond. Aussi, il s'agit de soustraire la contribution du bruit de fond pour obtenir la contribution d'une source éventuelle. Comment calculer la contribution du bruit de fond ? Raisonnons pour une position donnée du ciel, la situation est illustrée sur la figure 3.11 (avec une version antérieure du masque). Les photons d'une source à cette position qui interagissent avec le détecteur ont traversé les éléments

transparents du masque. La portion du masque projetée sur le détecteur apparaît en jaune à gauche. Le shadowgramme de la source alors est projeté sur le détecteur (notons que la source est partiellement codée). Que verrait alors un observateur placé au dessus du masque dans la direction de la source et qui regarderait successivement à travers les éléments transparents puis opaques du masque? Sous les éléments transparents, il verrait la partie du détecteur illuminée par les photons de la source et qui ont traversé le masque mais aussi une contribution du bruit de fond venant des autres directions (image au centre de la figure 3.11). Sous les éléments opaques du masque, aucun photon de la source (en supposant que ces éléments soient complément opaques) mais seulement des photons du bruit de fond (image à droite de la figure 3.11) provenant d'autres directions du ciel et ayant traversé des éléments transparents du masque. Les deux images sont complémentaires, mais seule celle du centre contient la contribution de la source. Voilà donc un moyen pour soustraire la contribution du bruit de fond. Dans cet exemple, la moyenne des coups visibles sous les éléments transparents est de 2.3 coups/pixels tandis que la moyenne des coups visibles sous les éléments opaques est de 1.1 coups/pixels. Ce qui donne après soustraction 1.2 coups/pixels pour cette position du ciel. Cette opération est répétée pour toutes les positions du ciel pour obtenir une carte en coups du ciel. Notons que la soustraction entre les deux zones permet uniquement de supprimer la contribution d'un bruit de fond spatialement plat sur le détecteur. Dans le cas d'un bruit de fond non plat (comme celui présenté en 3.3.1), cette soustraction est inopérante car la contribution moyenne d'un tel bruit de fond n'est pas la même dans les deux images complémentaires que je viens de présenter.

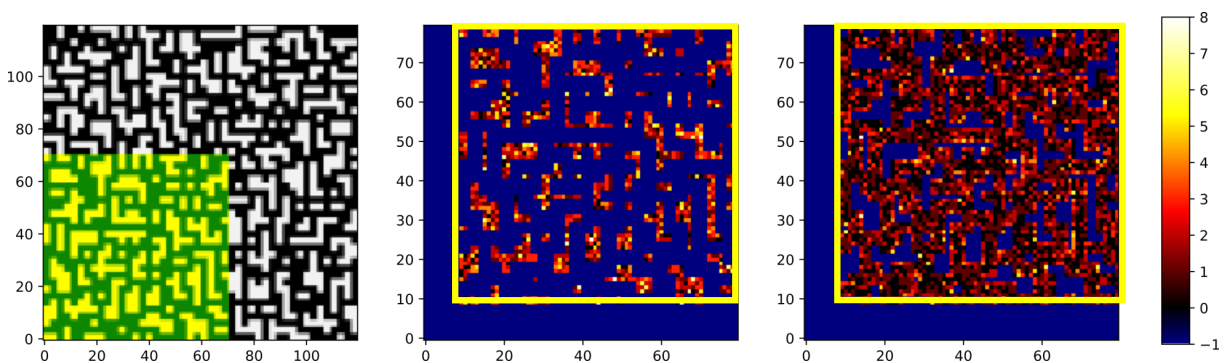


Figure 3.11 – Illustration du principe de déconvolution. A gauche : masque et sa portion (en jaune) projetée sur le détecteur. Au centre : contribution vue à travers les éléments transparents du masque (là où les photons de la source et du bruit de fond sont passés). A droite : contribution vue à travers les éléments opaques du masque (où seuls les coups du bruit de fond depuis d'autres directions sont visibles). L'échelle de couleurs donne le nombre de coups. La valeur -1 (bleu) est utilisée pour les pixels du détecteur masqués (sous les éléments opaques au centre, sous les éléments transparents à droite, ou derrière le blindage).

3.2.6.2 Prise en compte de la taille des éléments du masque

En pratique, la taille des pixels du masque est différente de la taille des pixels du détecteur et il faut interpoler la matrice masque pour obtenir des pixels de taille équivalente pour le masque et le détecteur et ainsi permettre le calcul de la déconvolution. Le masque interpolé a la même ouverture que le masque physique et contient 120×120 pixels (chacun de taille égale au pas de la grille détecteur : 4.5 mm) comprenant des valeurs entre 0 et 1. La figure 3.12 montre le masque physique (à gauche) sans que la croix centrale y soit représentée (3.53 pixels détecteur de large) et le masque interpolé (à droite).

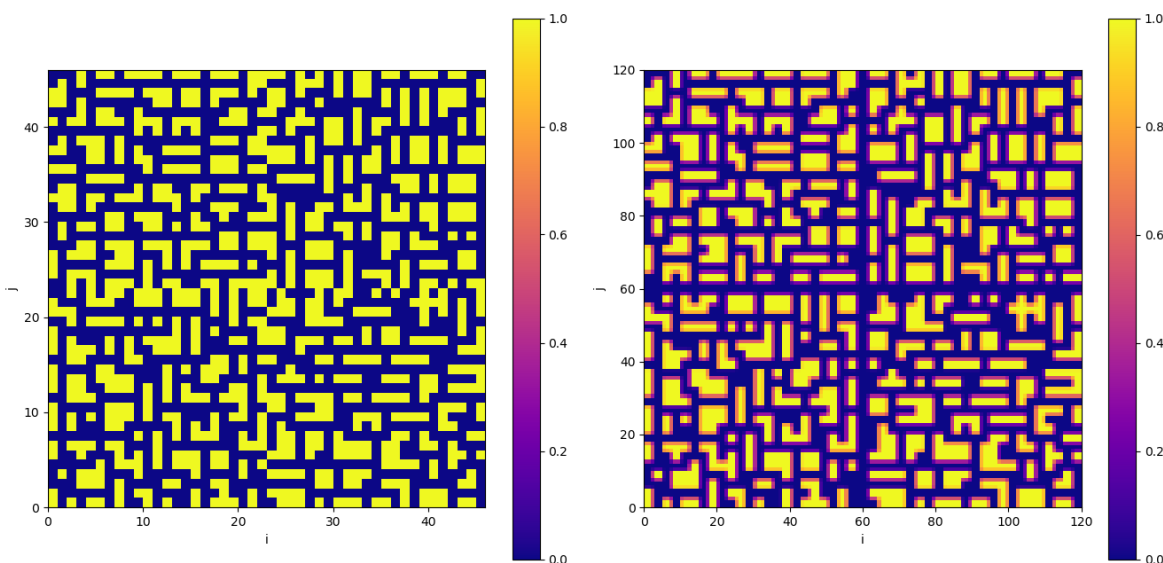


Figure 3.12 – Masque physique (à gauche) sans que la croix centrale, de 3.53 pixels détecteur de large, y soit représentée (on devine la présence de la croix au niveau du « décrochement » entre les indices $i = 22$ et $i = 23$ ou $j = 22$ et $j = 23$) et le masque interpolé au pas de la grille détecteur (4.5 mm, à droite).

3.2.6.3 Taille de l'image du ciel

Avec ce masque interpolé et le détecteur de 80×80 pixels, les images du ciel formées ont une taille de 199×199 . L'explication est donnée sur la figure 3.13 pour le cas d'un détecteur illustratif comprenant 8 pixels et un masque de 10 pixels de même taille que ceux du détecteur. La direction du ciel notée 0 (en bleu clair en haut à gauche) est celle où le bord gauche du premier pixel (0) du masque se projette sur le bord gauche du dernier pixel (ici 7) du détecteur. Ensuite pour le pixel 1 du ciel : le pixel 0 du masque se projette sur le pixel 6 du détecteur et ainsi de suite jusqu'à arriver au pixel 7 du ciel pour lequel le pixel 0 du masque se projette sur le pixel 0 du détecteur. Le pixel 8 du ciel correspond à celui situé dans l'axe optique. Les directions du ciel situées entre les pixels 7 et 9 correspondent au champ de vue totalement codé où tout le plan de détection est illuminé. Enfin, les directions suivantes appartiennent de nouveau au champ de vue

partiellement codé jusqu'au dernier pixel du ciel (16) où le dernier pixel du masque (9) se projette sur le premier (0) du détecteur. Les hypothétiques pixels du ciel > 16 et < 0 ne projettent aucune partie du masque sur le détecteur, ce sont les limites du champ de vue. Au final la dimension du ciel, vu par le détecteur, en pixels, est la somme des dimensions du masque et du détecteur moins 1.

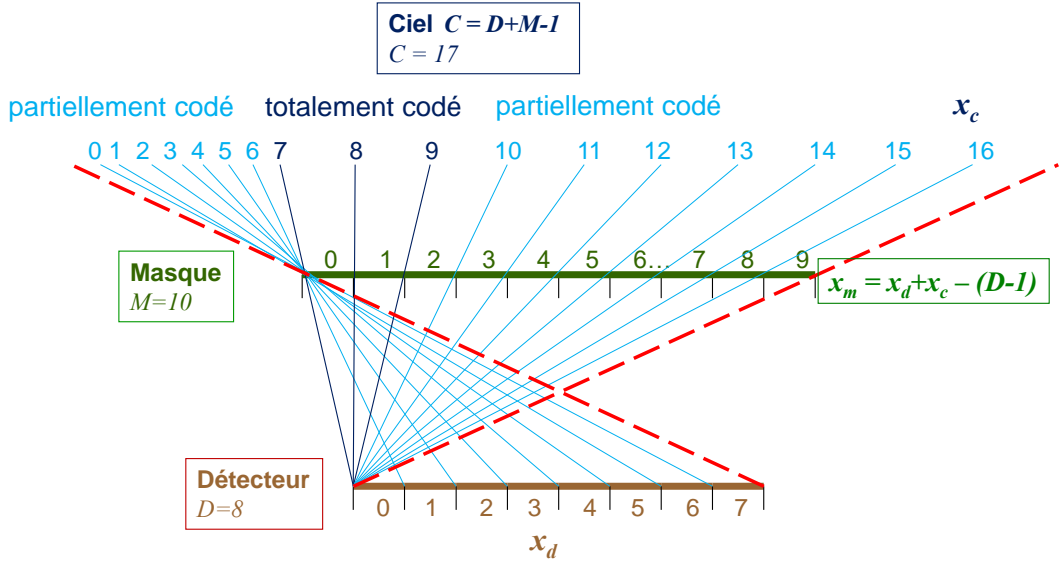


Figure 3.13 – Description de la taille du ciel en pixel pour un détecteur comprenant 8 pixels et un masque 10 pixels. Les variables x_m , x_d , x_c correspondent respectivement aux indices des pixels du masque, du détecteur et du ciel.

3.2.6.4 Formulation mathématique de la déconvolution

Le principe de la déconvolution a été décrit dans Goldwurm et al. (2003), et se traduit mathématiquement par l'équation 3.1 qui donne la carte du ciel en coups/pixel.

$$\text{Ccnt}(i, j) = \frac{[G^+ * (\tilde{D} \cdot W)](i, j)}{A(i, j)} - \frac{B(i, j) \cdot [G^- * (\tilde{D} \cdot W)](i, j)}{A(i, j)} \quad (3.1)$$

Le premier terme correspond à la contribution des sources et du bruit de fond sous les éléments transparents du masque vue de la position (i, j) du ciel et le deuxième terme correspond à la contribution du bruit de fond sous les éléments opaques du masque pour la même position. La matrice \tilde{D} correspond à l'image enregistrée par le détecteur, corrigée des défauts de non uniformité et du bruit de fond non plat (voir section 3.3). La matrice W est une matrice d'efficacité pour ajuster les poids associés à chaque pixel du détecteur (par exemple ignorer les pixels morts ou trop bruyants en mettant leur poids à 0). Les matrices G^+ et G^- sont des matrices de décodage construites à partir du masque M : G^+ contient les valeurs $\frac{1}{\alpha}M - 1$ pour les éléments transparents du masque interpolés tels que

$M > \alpha$ et 0 ailleurs ; G^- contient les valeurs $\frac{1}{\alpha}M - 1$ pour les éléments opaques du masque interpolés tels que $M < \alpha$ et 0 ailleurs. Le paramètre α est égal à l'ouverture moyenne du masque (40% pour ECLAIRs). La matrice B assure d'obtenir une image plate si le bruit est plat avec une moyenne nulle en l'absence des sources et A est une normalisation des coups pour obtenir un flux correct des sources situées aux centres des pixels du ciel. L'équation 3.2 donne la carte du ciel associée en variance.

$$\text{Cvar}(i, j) = \frac{[G^{+2} * (\tilde{V}_D \cdot W^2)](i, j)}{A^2(i, j)} + \frac{B^2(i, j) \cdot [G^{-2} * (\tilde{V}_D \cdot W^2)](i, j)}{A^2(i, j)} \quad (3.2)$$

Dans les expressions précédentes, l'opérateur « $*$ » désigne la corrélation et « \cdot » désigne le produit de Hadamard (multiplication pixel par pixel). Les puissances des matrices sont à interpréter au sens du produit de Hadamard. Les matrices A , B , G^+ et G^- sont de la même taille que le champ de vue. Les matrices \tilde{D} et \tilde{V}_D sont les images en coups et en variance du détecteur corrigées de la non uniformité et du bruit de fond non plat, obtenues à partir des images brutes D et V_D . Les différentes corrections seront présentées dans le chapitre 5. La distribution des coups enregistrés par les pixels du détecteur suit une loi de Poisson. Ainsi, dans la suite on supposera que $D = V_D$.

Les cartes du ciel en coups et en variance permettent de calculer l'image du ciel en rapport signal à bruit (SNR) dans laquelle les algorithmes de déclenchement rechercheront un sursaut-gamma à partir de l'équation 3.3.

$$\text{Csnr}(i, j) = \frac{\text{Ccnt}(i, j)}{\sqrt{\text{Cvar}(i, j)}} \quad (3.3)$$

L'algorithme de déconvolution fait appel à des produits de convolution qui sont implémentés en utilisant des transformées de Fourier (via une bibliothèque de FFT) dans le calculateur d'ECLAIRs. A bord, une déconvolution demande environ 2 secondes. Aussi, pour optimiser le calcul, le ciel qui a normalement une taille de 199×199 est complété avec une colonne et une ligne pour donner une taille paire 200×200 . Cette ligne et cette colonne sont à exclure dans l'image du ciel lors de la recherche des sources. De même, la déconvolution peut aboutir à des artéfacts pour les directions du ciel très faiblement codées. Ainsi, les coins du champ de vue sont également ignorés. Ces coins correspondent à des directions du ciel pour lesquelles moins de 50 pixels du détecteur sont illuminés. Au final, le champ de vue valide est illustré sur la figure 3.14 et a une taille de 2.025 sr. Dans la suite de la thèse, les images du ciel seront analysées uniquement dans la zone autorisée.

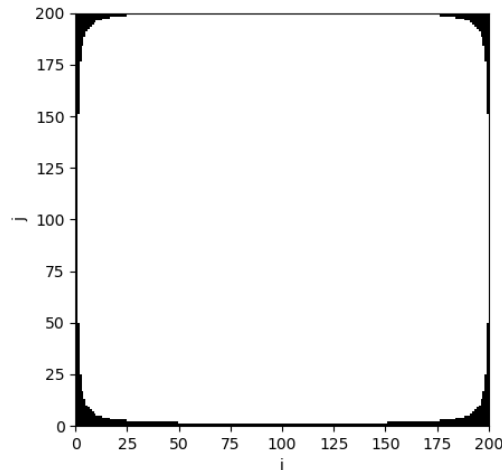


Figure 3.14 – Carte de validité du ciel excluant les coins, la première ligne et la première colonne.

3.2.7 Détection et localisation des sources dans l’image du ciel

Une fois les images du ciel reconstruites à partir de l’enregistrement du plan détecteur, des nouvelles sources sont recherchées par les algorithmes de déclenchement (voir section 3.4). Ces algorithmes recherchent des excès dans les images du ciel en SNR. Une fois un excès trouvé dans un certain pixel de l’image du ciel, une première gaussienne est ajustée dans l’image du ciel en coups, dans une boîte de ± 10 pixels autour du pixel ayant enregistré l’excès en SNR. Afin d’obtenir la meilleure localisation de la source, la largeur (sur les deux axes) de la gaussienne est fixée à 0.8 en unité de pixel du champ de vue (Schanne et al., 2016). Fixer cette largeur a pour conséquence d’imposer une gaussienne plus étroite que la valeur théorique. Par conséquent, le maximum de la gaussienne est surestimé (et donc le flux de la source également), mais cela permet la détermination la plus précise possible du centrage de la gaussienne dans l’image du ciel (et donc de la position de la source). Ainsi, à bord, l’ajustement de cette gaussienne sert uniquement à déterminer la position de la source mais pas son flux. Le flux précis de la source sera déterminé au sol. L’important ici est de déterminer la meilleure position possible qui sera ensuite transmise à la plateforme satellite afin de repointer les autres instruments pour la recherche de l’émission rémanente.

3.3 Bruit de fond attendu

Dans cette section, je vais décrire le bruit fond attendu dans le télescope ECLAIRs. Ce bruit de fond est composé de plusieurs contributions qui seront décrites ci-dessous et notamment :

- le bruit de fond cosmique de rayons X ;
- le bruit engendré par le passage de la Terre devant le champ de vue ;
- le bruit engendré par les électrons piégés dans les ceintures magnétiques de la

Terre ;

- le bruit causé par les sources ponctuelles connues émettant en rayons X et gamma (qui ne sont pas des sursauts gamma).

D'autres contributions de bruit existent dans cette gamme d'énergie et sont susceptibles de perturber le fonctionnement du télescope ECLAIRs : les rayons cosmiques (protons et particules α), les particules (électrons et protons) projetées par le vent et l'activité solaires. Ces sources existent mais ne seront pas considérées dans la suite de la thèse.

3.3.1 Bruit de fond cosmique de rayons X

Le bruit de fond cosmique de rayons X (CXB) a été découvert dans les années 1960, avec l'essor de l'astronomie en rayons X et gamma, grâce aux instruments embarqués à bord de ballons stratosphériques, de fusées-sondes (Giacconi et al., 1962) puis de satellites. Rapidement, de nombreuses équipes vont observer les premières sources cosmiques de rayons X (Sco X-1, la nébuleuse du Crabe, ...) et mettre en évidence l'existence d'un bruit de fond diffus et isotrope entre environ 1 keV et 1 MeV. Gould (1967) propose une revue des différentes expériences à bord de ballons. Déjà à l'époque, les physiciens du Centre d'Études Nucléaires de Saclay (aujourd'hui le centre CEA de Saclay) sont impliqués dans ces recherches (Rocchia et Ducros, 1975). Une explication de l'origine de ce bruit de fond est proposée par Gould et Burbidge (1963) qui interprètent cette émission comme la superposition des contributions des sources de rayons X extragalactiques non résolues (des galaxies à noyau actif essentiellement). Par la suite d'autres instruments embarqués à bord de satellites ont confirmé cette hypothèse (Gruber et al., 1999) à partir des données de la mission HEAO 1. Aujourd'hui, le modèle utilisé est celui de Moretti et al. (2009) qui donne un spectre de cette émission à partir des données des instruments XRT et BAT de la mission *Swift* dans la bande 1.5–200 keV :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{0.109 \text{ [ph/cm}^2\text{/s/sr/keV]}}{(E/29 \text{ keV})^{1.4} + (E/29 \text{ keV})^{2.88}} \quad (3.4)$$

ce qui correspond à un flux de 8.78 ph/s/cm²/sr entre 4 et 150 keV.

Ce fond diffus peut être simulé dans ECLAIRs afin de déterminer le flux en coups qu'il pourrait produire dans les images du plan détecteur. Pour simuler le comportement d'ECLAIRs, deux méthodes sont possibles. La première consiste à modéliser l'instrument sous Géant 4 et à étudier les interactions de l'instrument (dont le détecteur) avec les photons incidents. Cette technique offre des résultats précis mais est gourmande en ressource de calcul. Une seconde méthode, appelée *ray-tracing* consiste à simplement propager les photons d'une source (ponctuelle ou isotrope) à travers le masque du télescope et à compter les photons qui sont passés par les trous. Elle permet cependant de prendre en compte

l'efficacité du détecteur et la redistribution en énergie, compte tenu du fait que le photon soit passé par un trou opaque ou transparent du masque, à partir de tableaux générés au préalable avec Géant 4. Cette méthode sera présentée plus en détail dans la section 3.5 car c'est celle que j'ai utilisée dans le cadre de ma thèse.

Le niveau de bruit engendré par le CXB, déterminé par la simulation Monte-Carlo sous Géant 4, est présenté dans [Sizun \(2011\)](#); [Zhao et al. \(2012\)](#); [Mate et al. \(2019\)](#). Le résultat est donné sur la figure 3.15 (courbe rouge). Au cours d'une orbite, la Terre passe devant le champ de vue et provoque une variation du niveau de CXB. L'effet de ce passage de la Terre sera décrit plus finement dans la section 3.3.2. Quand le champ de vue est complètement libre de la Terre, la contribution attendue du CXB sur le détecteur est d'environ 3000 coups/s.

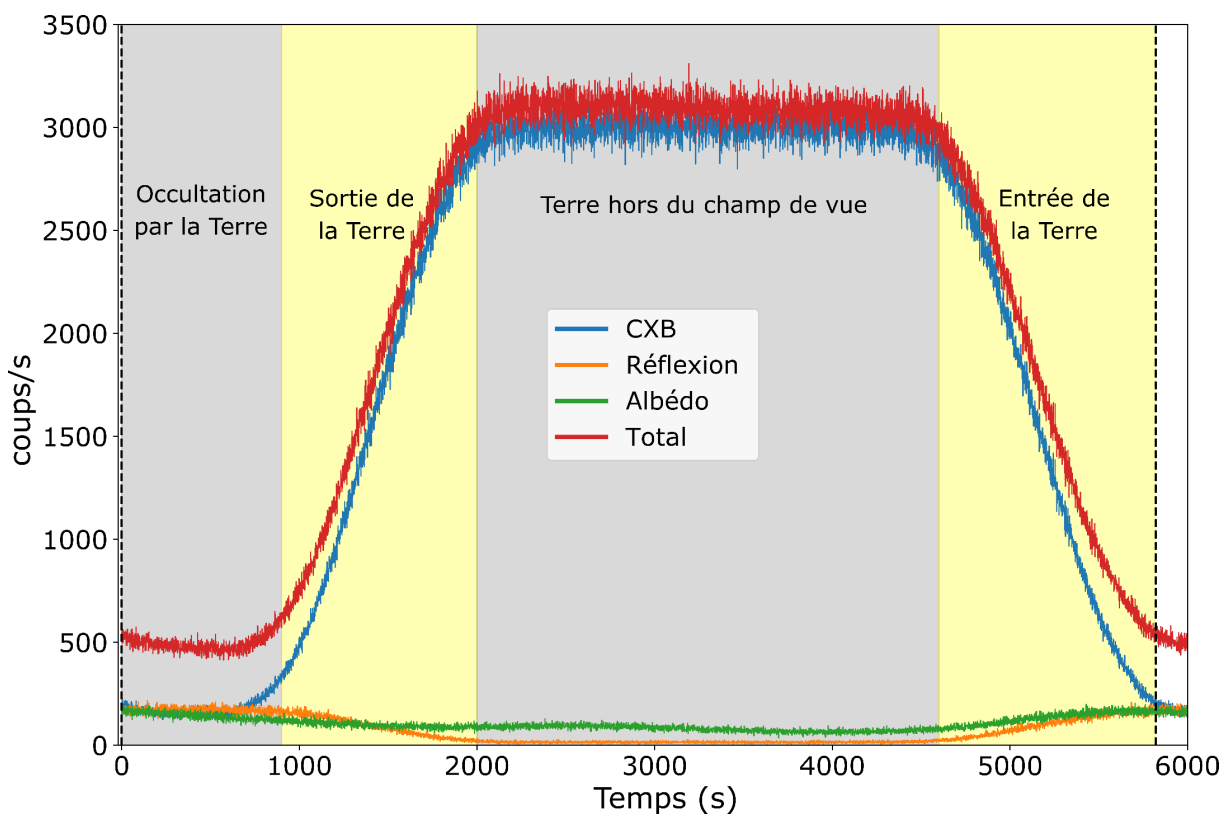


Figure 3.15 – Niveau de bruit déterminé par simulation Monte-Carlo sous Géant 4 dans la bande d'énergie 4–150 pour différentes composantes du bruit de fond pendant une orbite. Seuls les événements simples sont comptabilisés (figure adaptée de [Mate et al. \(2019\)](#)).

Avec la méthode de *ray-tracing*, il est possible de projeter, sur de longues durées de simulation, un taux de comptage (coups/s) tel que celui prédit par la simulation de Géant 4. Les images du plan détecteur produites par les deux méthodes sont données sur la figure 3.16. La géométrie du télescope ECLAIRs mène à une forme convexe pour le CXB (il en serait de même pour toutes les sources isotropes dans le ciel). Une des différences entre les deux simulations réside dans la possibilité d'interaction des photons avec le blindage latéral de l'instrument ou avec les différents matériaux du satellites (dans cette

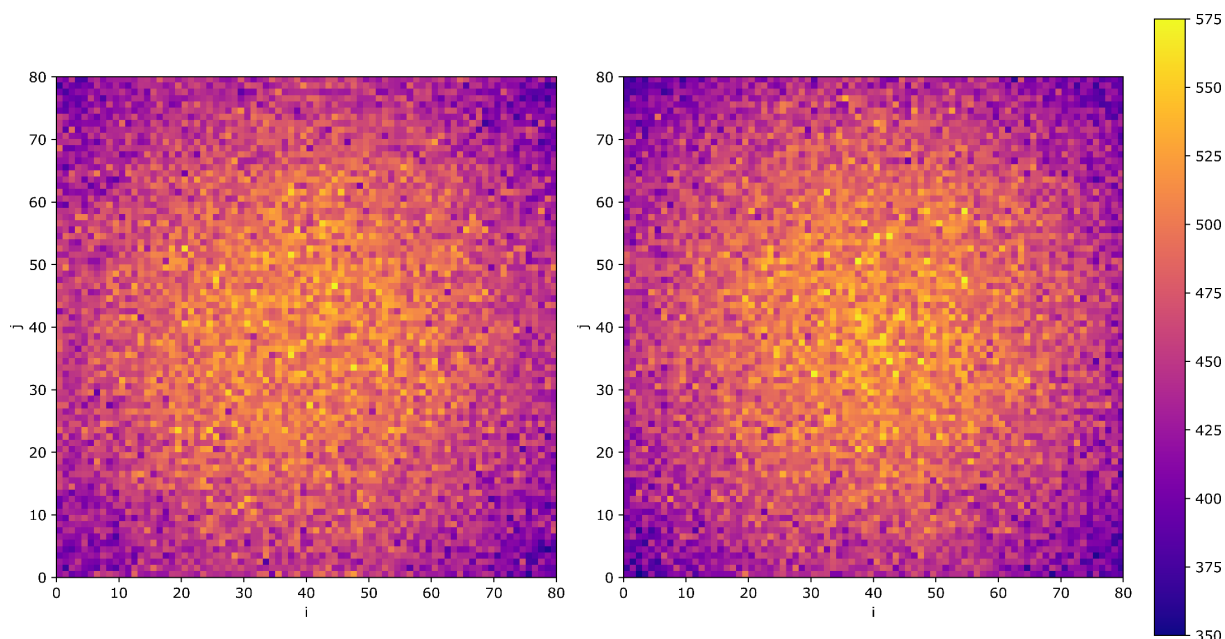


Figure 3.16 – Images du plan détecteur du CXB obtenus par la simulation décrites par [Mate et al. \(2019\)](#) (à gauche) et par *ray-tracing* (à droite) pour une durée d’exposition de 1000 s en absence de la Terre, dans la bande d’énergie 4–120 keV et ne considérant que les événements simples.

simulation, le satellite est modélisé comme un pavé de densité homogène). Ces interactions sont impossibles à prendre en compte avec le *ray-tracing* qui considère le blindage comme totalement opaque. Aussi, l’image obtenue avec la simulation Géant 4 est susceptible de présenter des écarts avec la forme convexe produite par le *ray-tracing*.

Cette différence entre les deux simulations résulte en une différence de coups produits pour un flux de photons incidents identique. Pour produire l’image de droite de la figure 3.16, j’ai réalisé la simulation, par la méthode de *ray-tracing* avec un flux incident plus fort, ajusté de sorte à retrouver le nombre de coups donné par la simulation Géant 4. La différence de coups entre les deux méthodes est d’environ 35 %. Le tableau 3.1 donne le nombre de coups produits par la simulation Géant 4 dans les 4 bandes d’énergies qui seront utilisées par la suite. J’utiliserai ce nombre de coups pour projeter suffisamment de photons du CXB en utilisant la méthode de *ray-tracing*.

Energie (keV)	Flux (coups/s)
4–150	3005
4–120	2988
4–50	2767
4–20	2272
20–120	717

Table 3.1 – Nombre de coups produits par la simulation Géant 4, observés pendant 5400 s sans Terre dans les 4 bandes d’énergie qui seront utilisées par la suite.

Sans aucun traitement des images du détecteur, le CXB aura un effet sur la qualité

des images du ciel produites (voir section 4.2). Il est donc nécessaire de corriger l'image du détecteur avant la déconvolution. Pendant ma thèse, j'ai proposé une nouvelle méthode pour soustraire la contribution du CXB qui sera présentée dans le chapitre 5.

3.3.2 Influence de la Terre sur le bruit de fond

La Terre passera régulièrement dans le champ de vue du télescope ECLAIRs, presque à chaque orbite. Une étude menée par Stéphane Schanne (DAP) et Vincent Morand (CNES) a montré que le champ de vue total d'ECLAIRs est réduit de 35 % en moyenne sur une année. Ce passage provoquera une variation du CXB enregistré par le détecteur, puisqu'une partie de sa contribution sera masquée par la Terre durant son transit dans le champ de vue. La variation du nombre de coups est illustrée sur la figure 3.15. Sans Terre, le CXB produit environ 3000 coups/s sur le détecteur (4–120 keV). Lorsque la Terre rentre dans le champ de vue, elle occulte une portion du ciel et le nombre de coups du CXB diminue. Quand la Terre sort du champ de vue, le taux de comptage augmente à nouveau. Notons que sur cette figure, le taux de comptage du CXB n'est pas nul lorsque la Terre occulte totalement le champ de vue (environ 200 coups/s) car une fraction du CXB passe à travers le blindage latéral ou la structure du satellite. Cet effet n'est pas pris en compte dans le *ray-tracing* et aucun coup ne serait observé si la Terre occultait complètement le champ de vue (à condition de négliger la réflexion du CXB et l'albédo de l'atmosphère terrestre).

En plus de la variation du taux de comptage, la Terre provoque aussi une variation de la distribution spatiale des coups du CXB sur le détecteur. Cet effet est visible sur la figure 3.17. Sur cette figure que j'ai réalisée par simulation *ray-tracing*, la Terre est supposée immobile pendant 20 s. Durant 20 s, le déplacement angulaire de la terre est de 5 arcmin ou moins selon les transits, ce qui représente 15% à 28% de la taille d'un pixel du ciel, et introduit donc une modulation négligeable dans l'image détecteur sur des périodes de temps de cet ordre ou inférieures. La Terre apparaît comme une démarcation franche dans l'image du ciel et entraîne une déformation de la distribution spatiale observée sur la figure 3.16. Pendant la thèse j'ai étudié l'effet de la présence de la Terre sur les traitements des images à bord.

La Terre entraîne d'autres effets sur le bruit de fond. Lorsqu'elle occulte le champ de vue, elle ajoute d'autres composantes au bruit de fond. La première composante est la réflexion du CXB par l'atmosphère et la seconde est une émission de l'atmosphère sous l'effet des particules cosmiques : l'albédo. Ces deux composantes ont été simulées avec Géant 4 et leurs taux de comptage respectifs sont donnés sur la figure 3.15. Nous pouvons constater que les amplitudes des taux de comptage pour la réflexion et l'albédo sont nettement inférieures à celui du CXB (environ 15% du CXB lorsque la Terre masque la moitié du champ de vue). Comme précédemment, la simulation donne des taux de

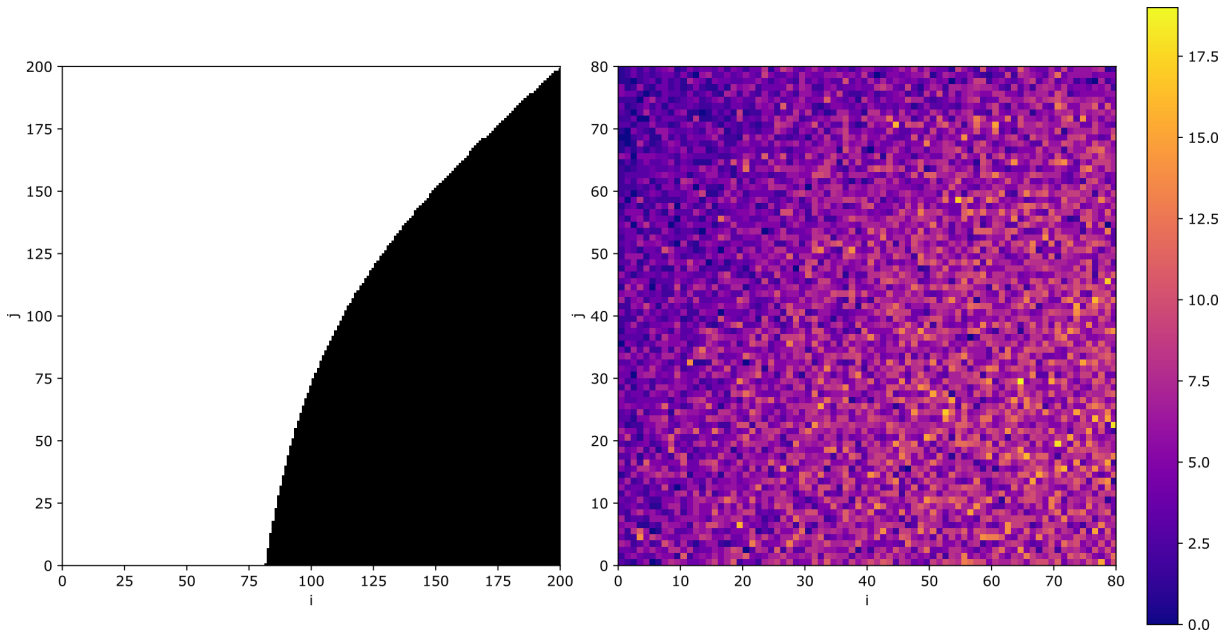


Figure 3.17 – Influence de la présence de la Terre dans le champ de vue sur le CXB. A gauche : carte du ciel marquant la présence de la Terre dans le champ de vue. A droite : image du plan détecteur du CXB obtenue par *ray-tracing* dans 4–120 keV pour une durée d’exposition de 20 s. La Terre est supposée immobile pendant cette durée.

comptage non nuls même en l’absence de la Terre à cause des interactions des photons à travers le blindage ou dans la structure du satellite. Dans la suite de la thèse, je ne considérerai pas ces composantes.

3.3.3 Particules piégées

La satellite SVOM sera situé en orbite basse (600–650 km d’altitude) dans un environnement magnétique spécifique. En effet, les particules (protons et électrons) du vent solaire peuvent se retrouver piégées dans les ceintures de radiation ou les ceintures de van Allen. Il existe une zone appelée anomalie magnétique de l’atlantique sud (*South Atlantic Anomaly, SAA*), située au large du Brésil, dans laquelle le flux de particules piégées est le plus important, et qui perturbe grandement les instruments comme ECLAIRS lorsque le satellite traverse cette zone (pendant 9 ou 10 orbites consécutives sur les 14 orbites effectuées chaque jour environ). Cette zone est le résultat du décalage de l’axe magnétique de la Terre par rapport à son axe de rotation. Aussi, les ceintures de particules piégées sont plus proches de la partie australe de l’océan Atlantique. Les cartes de la figure 3.18 donnent les flux d’électrons et protons (mesurés à une altitude de 820 km) par PROBA-V/ETP (Pierrard et al., 2014). Nous pouvons remarquer que la ceinture d’électrons est beaucoup plus étendue que la ceinture de protons qui se concentre dans la SAA. Lors des passages profonds dans la SAA le détecteur sera coupé pour éviter la saturation de la mémoire due aux très forts taux de comptage qui seraient enregistrés sinon, la compo-

sante de protons peut donc ne pas être prise en compte dans le bruit de fond. En revanche la composante d'électrons doit être prise en compte. Pour cela, des simulations ont été réalisées par [Sizun \(2011\)](#) et ont déterminé que la composante d'électrons piégés pouvait être modélisée sur le détecteur par un taux de comptage de $0.003 \text{ coups/cm}^2/\text{s/keV}$, soit environ 450 coups/s entre 4–120 keV avec, en première approximation, un spectre plat et une distribution spatiale uniforme sur le plan détecteur. La variabilité temporelle de cette composante n'est pas reproduite car elle est encore mal connue. Les passages dans la SAA entraînent une réduction du temps d'opération du satellite de 14 %.

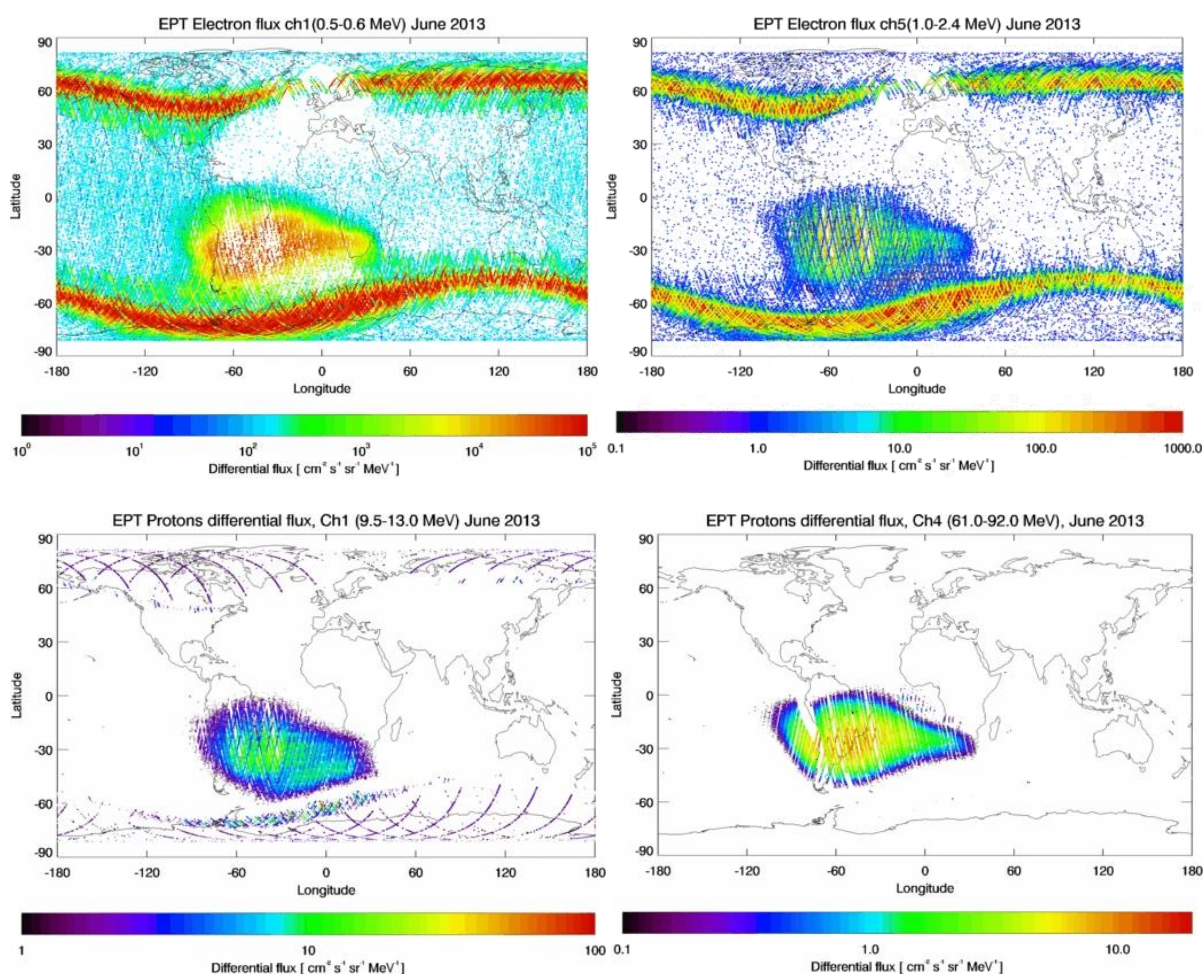


Figure 3.18 – Cartes des flux de particules mesurés par l'instrument EPT à bord de la mission PROBA-V (ESA) pour une altitude de 820 km lors du mois de juin 2013 ([Pierrard et al., 2014](#)). Haut : flux d'électrons (0.5–0.6 MeV à gauche, 1–2.4 MeV à droite). Bas : flux de protons (9.5–13 MeV à gauche, 61–92 MeV à droite). Sur les 4 cartes la SAA est clairement identifiable.

3.3.4 Sources connues

Comme présenté dans la section 1.1.2, il existe dans le ciel des sources, qui ne sont pas des sursauts gamma mais qui émettent des photons X ou gamma. Comme toutes les sources ponctuelles, ces dernières vont projeter une portion du motif du masque sur

le détecteur. Ces contributions vont alors s'ajouter à celle d'un éventuel sursaut gamma et rendre plus difficile la détection de ce dernier. Ainsi, dans l'optique de détecter des sursauts gamma, les sources connues seront aussi considérées comme des composantes du bruit de fond à corriger. Une des problématiques de mon travail de thèse a été d'évaluer l'influence de ces sources sur le niveau de bruit de fond attendu pour ECLAIRs et de proposer une stratégie de traitement de ces dernières. Ces aspects seront développés dans les chapitres 4 et 5.

3.4 Logiciel de déclenchement

Dans cette section, je vais décrire les algorithmes utilisés pour la détection des sursauts gamma à bord de l'UGTS (voir section 3.1.3) d'ECLAIRs (Schanne, 2005). J'ai utilisé ces algorithmes tout au long de ma thèse pour étudier leurs performances et adapter certaines briques logicielles (notamment l'étape de traitement avant la déconvolution, voir chapitre 5).

Précédemment, j'ai décrit la déconvolution permettant de reconstruire l'image du ciel à partir de l'image enregistrée par le plan détecteur. Cette opération prendra environ 2 secondes dans le logiciel embarqué, quel que soit le temps d'exposition. Aussi, il n'est pas possible d'effectuer cette opération de façon systématique sur toutes les périodes de temps inférieures à la durée d'exécution de l'algorithme, afin d'obtenir une image dans laquelle chercher un sursaut gamma. Cependant, le télescope ECLAIRs doit être en mesure de détecter aussi bien les sursauts courts (sur des échelles de temps aussi court que 10 ms) que les sursauts longs (jusqu'à plusieurs minutes). Ainsi, pour s'adapter à la diversité de durée des sursauts, deux parties logicielles de détection, opérant de façon simultanée sur les données, appelées *triggers* sont implémentées. Leurs algorithmes seront présentés dans les sections 3.4.2 et 3.4.3 pour le déclenchement en taux de comptage (adapté aux sursauts gamma courts) et en image (adapté aux sursauts gamma longs) respectivement.

3.4.1 Définition des paramètres

Les deux algorithmes de déclenchement fonctionnent en parallèle en se basant sur plusieurs paramètres qui sont décrits dans cette section.

D'abord, pour s'adapter à la diversité des spectres des sursauts gamma (les sursauts courts sont plutôt durs tandis que les sursauts longs sont généralement plus mous), plusieurs bandes d'énergies sont définies. Dans la suite de la thèse, je considérerai les 4 bandes : 4–20, 4–50, 4–120, 20–120 keV (voir 3.19). Ces bandes d'énergie non disjointes sont définies à partir de combinaisons des bandes d'énergie disjointes, utilisées par les électroniques ELS du plan de détection pour la classification des événements. Ces bandes sont configurables dans le logiciel de bord et susceptibles d'évoluer à l'avenir. Notons que

même si le détecteur est prévu pour fonctionner jusqu'à 150 keV, les algorithmes de détection ne considèrent pas les photons dont l'énergie est comprise entre 120 et 150 keV où le masque de tantale devient moins opaque aux photons X et gamma.

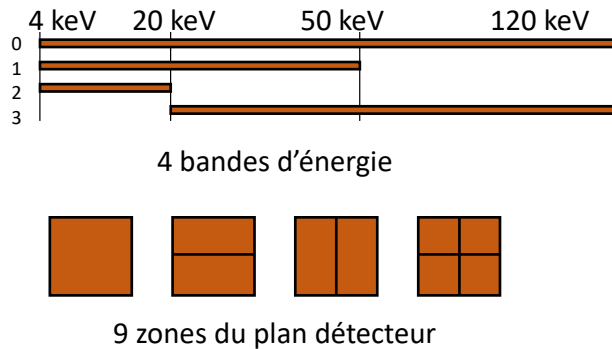


Figure 3.19 – Définition des bandes d'énergie et des zones du détecteur actuellement configurées et utilisées dans la suite de la thèse.

Ensuite, pour optimiser la détection des sursauts qui se manifesteront dans le champ de vue partiellement codé, le plan de détection est découpé en 9 zones différentes : les 4 coins, les 2 moitiés horizontales, les 2 moitiés verticales et le détecteur en entier (voir 3.19).

3.4.2 Déclenchement en taux de comptage

Le premier algorithme est le *trigger* taux de comptage, adapté à la détection des sursauts courts. Ce dernier fonctionne sur des tranches de temps allant de 10 ms à 20.48 s. L'algorithme scanne en permanence les coups les plus récents dans la mémoire et les analyse en 2 étapes. Quand débute une nouvelle période de 2.56 secondes :

- le bruit de fond est estimé (pour chacune des 9 zones de détecteur et des 4 bandes d'énergie) ;
- pour les coups détectés dans chaque échelle de temps de 10 ms à 20.48 s (pour chacune des 9 zones de détecteur et des 4 bandes d'énergies) une estimation du rapport signal à bruit d'un éventuel excès de taux de comptage en coup est calculé à partir de l'estimation B du bruit de fond et le nombre de coups N mesurés :

$$\text{SNR}_{\text{coup}} = \frac{N - B}{\sqrt{B}}. \quad (3.5)$$

Les excès significatifs pour lesquels le SNR en coups est supérieur à un seuil fixé N_c sont stockés dans la mémoire tampon des excès. Les échelles analysées ont une durée de $10 \text{ ms} \times 2^{n-1}$ avec $n = 1..12$. L'estimation B du bruit de fond est construite à partir d'un ajustement quadratique du taux de comptage sur une durée configurable pouvant aller jusqu'à 5 min.

- La mémoire tampon des excès est parcourue à la recherche de l'excès le plus significatif.
- Le shadowgramme (image du plan détecteur) correspondant à cet excès est construit à partir des coups associés stockés dans la mémoire.
- Le shadowgramme est traité puis déconvolué pour former l'image du ciel (en coups, variance et SNR).
- Un excès est cherché dans la zone autorisée et en dehors de la portion occultée par la Terre en excluant les pixels proches de sources présentes dans un catalogue bord de sources connues (voir chapitre 4). Si un excès significatif (dont le SNR dépasse un seuil fixé N_i) est trouvé dans l'image du ciel en SNR, un sursaut gamma a potentiellement été détecté et la séquence d'alerte décrite dans la section 2.3 est lancée.

L'algorithme est illustré sur le chronogramme de la figure 3.20. Notons que cet algorithme produit au maximum une image du ciel toutes les 2.56 secondes pour le meilleur excès présent dans la mémoire tampon des excès. Cet algorithme monopolise l'essentiel du temps de calcul disponible sur l'un des deux cœurs du CPU à bord de l'électronique UGTS d'ECLAIRS.

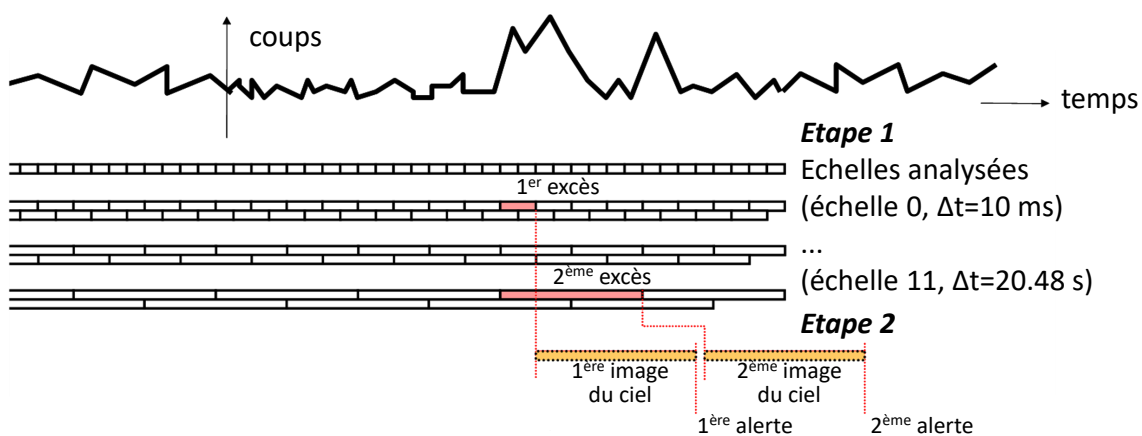


Figure 3.20 – Chronogramme du *trigger* taux de comptage. La détection d'un premier excès de taux de comptage lance l'imagerie du ciel de la fenêtre temporelle concernée, avec une possible génération d'une 1ère alerte. Ensuite dans la mémoire des excès, une deuxième fenêtre temporelle, présentant potentiellement un meilleur SNR en taux de comptage est trouvée, puis son imagerie est lancée, avec une 2ème alerte présentant un meilleur SNR dans l'image, potentiellement assez important pour demander le repointage du satellite.

3.4.3 Déclenchement en image

Le second algorithme est le *trigger* image, adapté à la détection des sursauts plus longs que 20 s. Ce dernier fonctionne sur des tranches de temps construites systématiquement sur toutes les fenêtres temporelles de durées allant de 20.48 s à environ 20 min (1310.72 s).

L'algorithme analyse les shadowgrammes produits toutes les 20.48 s de la manière décrite ci-dessous.

- Le shadowgramme est construit à partir des coups enregistrés depuis les dernières 20.48 s (pour chacune des 4 bandes d'énergie).
- Le shadowgramme est corrigé puis déconvolué pour former l'image du ciel (en coups, variance et SNR).
- Les images du ciel en coups et en variance produites sont sommées jusqu'à 1310.72 s (les échelles de temps produites ont une durée de $20.48 \text{ s} \times 2^{n-1}$ avec $n = 1..7$).
- Pour chaque échelle de temps (et chaque bande d'énergie) le rapport signal à bruit dans chaque pixel de l'image est calculé (équation 3.3).
- Pour chaque échelle de temps (et chaque bande d'énergie) un excès est cherché dans cette image du ciel, dans la zone autorisée et en dehors de la portion occultée par la Terre, en excluant la position de sources déjà connues présentes dans le catalogue bord (voir chapitre 4). Si un excès significatif (dont le SNR dépasse un seuil fixé N_i) est trouvé dans l'image du ciel en SNR, un sursaut gamma a potentiellement été détecté et la séquence d'alerte décrite dans la section 2.3 est lancée.

L'algorithme est illustré sur le chronogramme de la figure 3.21.

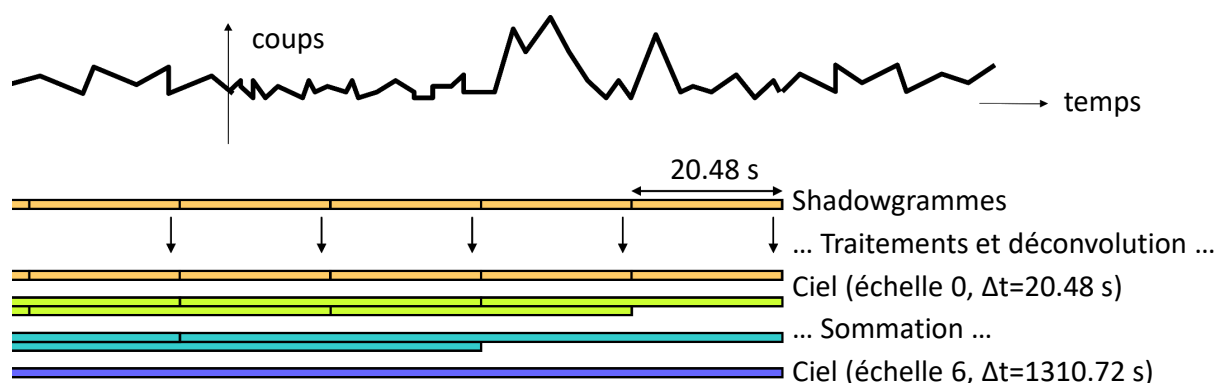


Figure 3.21 – Chronogramme du *trigger* image. Toutes les 20.48 s les images détecteur sont déconvoluées pour produire une image du ciel. Celles-ci sont ensuite sommées pour produire toutes les images du ciel de durée intégrée supérieure.

Un objectif secondaire du *trigger* image est de détecter des sources connues produisant des éruptions riches en rayons X (appelés *flares* ou *outbursts*). Cela nécessite d'analyser le SNR, dans les images du ciel produites, aux positions des sources connues répertoriées dans le catalogue bord et de déclencher une alerte si cette valeur est supérieure à un seuil également donné dans le catalogue. Toutefois, certaines sources perturbent l'analyse des images en dégradant leur qualité et nécessitent d'être corrigées. Les sources qui seront corrigées ne pourront pas être détectées par le logiciel de bord en cas d'éruption (mais pourront l'être au sol). Pendant ma thèse, j'ai évalué l'influence de ces sources sur la qualité des images du ciel (voir chapitre 4) et étudié la stratégie de correction pour les sources

qui perturbent le logiciel de détection ainsi que la stratégie de détection des éruptions des autres sources connues (voir chapitre 5). Ces stratégies sont définies dans le prototype du catalogue bord que j'ai construit.

3.4.4 Seuils de détection

Le seuil dans les images du ciel reconstruites utilisé par la phase d'imagerie du *trigger* taux de comptage et par le *trigger* image est $N_A = 6.5$ (valeur configurable). Ce seuil est utilisé pour transmettre une alerte au sol via le réseau VHF (voir section 2.2.7). Cette valeur permet de conserver un faible taux de fausses alertes (avec une tolérance de l'ordre de une par jour pour des alertes envoyées via le système VHF sans demande de repointage, sachant que ces alertes sont systématiquement distribuées aux GWACs et GFT de SVOM mais filtrées pour celles distribuées aux autres observateurs) et de maximiser le taux de sursauts gamma détectés. Elle a été déterminée en réalisant un grand nombre de simulation par *ray-tracing* (un million par exemple) comprenant uniquement du bruit de fond (CXB) potentiellement modulé par la présence de la Terre dans le champ de vue. Les shadowgrammes ainsi obtenus sont corrigés et déconvolués puis le maximum du SNR dans l'image du ciel reconstruite est relevé. La distribution des maxima est construite et intégrée à partir de la droite (de $+\infty$ jusqu'à N_A) jusqu'à atteindre le taux maximal de fausse alerte désiré pour obtenir le seuil N_A correspondant. Cette procédure dépend de la méthode de correction du bruit de fond et le seuil est susceptible de varier selon la méthode utilisée, mais aussi en fonction des systématiques rencontrées en vol et qui ne sont pas considérées dans les simulations. Pendant ma thèse, j'ai vérifié la valeur de ce seuil pour les méthodes que j'ai étudiées (voir chapitre 5).

Un seuil supérieur $N_S = 10$ (fixé pour l'instant arbitrairement, mais qui pourrait être abaissé en vol) est utilisé pour transmettre une consigne de repointage au satellite et observer la source détectée avec les instruments MXT et VT selon la séquence d'alerte (voir section 2.3).

Les différents seuils de détection sont paramétrables, après le lancement en envoyant des télécommandes au satellite. Les valeurs seront ajustées en fonction du bruit de fond réellement mesuré en vol.

3.5 Simulation du comportement d'ECLAIRs

Dans cette section, je vais décrire la méthode que j'ai employée pour simuler le comportement du télescope ECLAIRs. Pendant ma thèse, j'ai employé cette méthode pour étudier les performances des méthodes de traitement des images (voir chapitre 5) et également étudier les capacités de détection de sursauts gamma (voir chapitre 6).

3.5.1 Modélisation de l'instrument

Pour ces simulations, le télescope est modélisé avec les hypothèses ci-dessous.

- La géométrie de l'instrument est celle décrite dans la section 3.2.5.
- Le blindage latéral de l'instrument (voir figure 3.1) est considéré comme complètement opaque à tout rayonnement.
- La plateforme du satellite est supposée suffisamment dense de sorte qu'aucun rayonnement n'est susceptible d'interagir avec le détecteur par l'arrière (où, notons-le, il n'a pas été prévu d'ajout de blindage en plomb, comme pour le blindage latéral, mais les ELS et la plateforme sont sensés faire écran).
- Le masque est supposé être composé d'une feuille de tantale uniquement : l'effet des couches de titane supérieures et inférieures nécessaires à la rigidité mécanique est négligé.
- Le masque est supposé d'épaisseur nulle : l'effet de vignettage par les bords épais du masque qui réduit la taille apparente des trous du masque pour les sources hors axe est négligé.
- Sauf mention contraire, le bruit de fond considéré est le CXB en suivant les taux de comptage du tableau 3.1 ainsi que la contribution des électrons piégés (0.003 coups/cm²/s/keV).
- Les photons détectés par le détecteur produisent chacun un seul coup dans un seul pixel : l'effet photo-électrique est dominant dans la bande 4–120 keV. On néglige ici les événements multiples produits par effet Compton, et le changement de trajectoire par l'effet Compton (dans ce cas, les photons de la source pourraient être déviés sur des pixels voisins, et augmenter le bruit de fond). Toutefois, la partie redistribution en énergie de l'effet Compton est prise en compte (pré-calculée par Géant 4, voir section suivante).

3.5.2 Méthode de simulation par *ray-tracing*

La méthode de simulation du télescope est basée sur une méthode Monte-Carlo où les photons d'une source sont projetés à travers l'instrument de la manière décrite ci-dessous.

Pour une source ponctuelle avec un flux F_p (généralement exprimé en ph/cm²/s) ou pour une source isotrope avec un flux F_i (généralement exprimé en ph/cm²/s/sr) dans une

bande d'énergie $E_{1,\text{in}}$, $E_{2,\text{in}}$ pendant une durée t , pour une surface S (1296 cm² dans le cas d'ECLAIRs, comprenant la surface inter-pixel) et pour un angle solide conique maximum englobant le champ de vue Ω (≈ 2.6 sr pour ECLAIRs) : on calcule le nombre de photons à propager N_p pour une source ponctuelle et N_i pour une source isotrope.

$$N_p = F_p \cdot t \cdot S \quad (3.6)$$

$$N_i = F_i \cdot t \cdot S \cdot \Omega \quad (3.7)$$

Les photons sont propagés un par un à travers le modèle de l'instrument selon la méthode de *ray-tracing* : pour chaque photon, la position d'origine dans le ciel correspond soit à la position d'une source ponctuelle, soit à une position isotrope dans le ciel et une position d'impact sur le détecteur est tirée uniformément dans sa surface géométrique. L'impact du photon sur le détecteur est rejeté dans les conditions suivantes :

- la position d'origine est masquée par la Terre (permet de simuler précisément, photon par photon, l'occultation d'une source par la Terre) ;
- la position d'impact est dans un espace entre deux pixels ;
- la trajectoire du photon entre la position d'origine et la position d'impact intercepte le blindage latéral.

Dans les autres conditions, le photon peut traverser le masque et interagir avec un pixel du détecteur pour produire un coup en fonction de son énergie et selon qu'il traverse une partie transparente ou opaque du masque. Si le photon a traversé un pixel transparent du masque, il interagira avec la matière du détecteur. Étant donné l'efficacité de ce dernier, l'énergie mesurée est distribuée autour de l'énergie incidente. Cette redistribution a été pré-calculée par Géant 4 en tenant compte des effets physiques de l'interaction de photons dans le CdTe. Elle est donnée sur la figure 3.22, à gauche, pour différentes valeurs de l'énergie du photon incident. Aussi, la probabilité d'interaction varie en fonction de l'énergie, en deçà de 10 keV et au delà de 80 keV l'efficacité du détecteur diminue est les photons sont moins susceptibles d'interagir (voir figure 3.22, à droite).

Si le photon a traversé un pixel opaque du masque, il est probable que celui-ci soit complètement absorbé par la matière du masque. Cependant, si l'énergie du photon est suffisamment élevée (au moins 50 keV), il subsiste une faible probabilité pour que le photon traverse le masque car la transparence de ce dernier diminue quand l'énergie incidente augmente. L'énergie alors mesurée par le détecteur est distribuée autour de l'énergie du photon après sa traversée du masque. Cette distribution est donnée sur la figure 3.23, à gauche, pour différentes valeurs de l'énergie du photon incident (également pré-calculée par Géant 4 en tenant compte des effets physiques de l'interaction de photons dans le

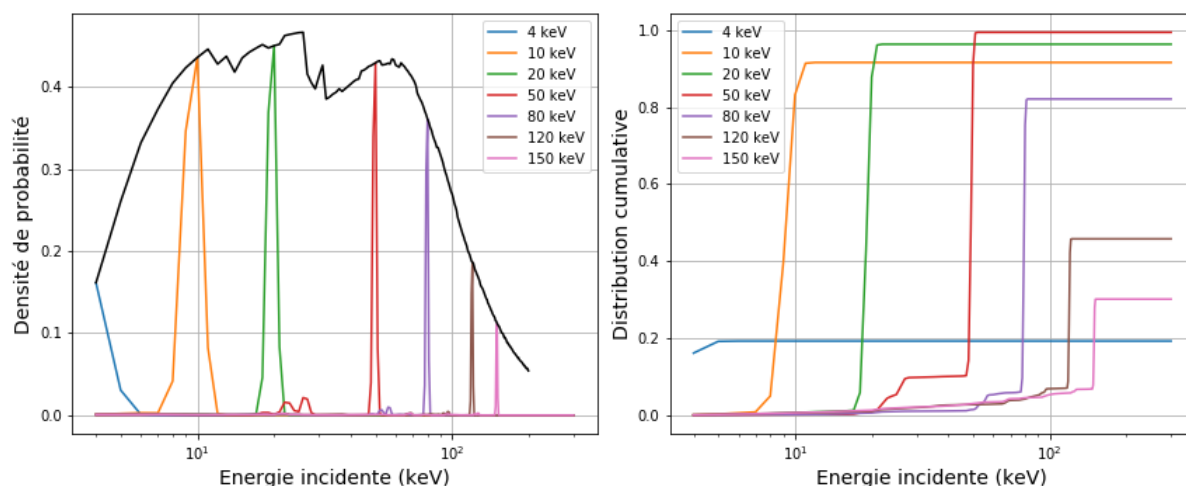


Figure 3.22 – A gauche : distribution de l’énergie mesurée par le détecteur pour différentes énergies incidentes à travers les éléments transparents du masque. La courbe noire donne le maximum de la distribution en fonction de l’énergie. A droite : distribution cumulée de l’énergie mesurée par le détecteur pour différentes énergies incidentes à travers les éléments transparents du masque.

CdTe). Notons qu’il existe deux zones de transparences différentes. La première entre 50 et 70 keV correspond à la fluorescence du tantale (la plupart des énergies de transition étant comprises entre 64 et 67 keV) tandis que la seconde à partir de 90 keV correspond à la transparence intrinsèque du matériau.

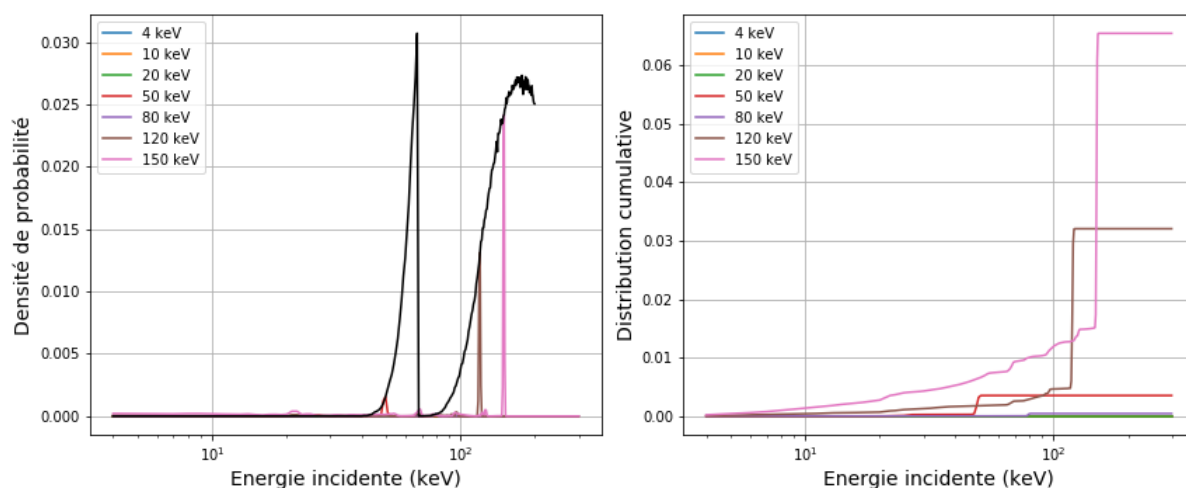


Figure 3.23 – A gauche : distribution de l’énergie mesurée par le détecteur pour différentes énergies incidentes à travers les éléments opaques du masque. La courbe noire donne le maximum de la distribution en fonction de l’énergie. A droite : distribution cumulée de l’énergie mesurée par le détecteur pour différentes énergies incidentes à travers les éléments opaques du masque.

Les données des figures 3.22 et 3.23 sont le résultats de simulations réalisées par Patrick Sizun (CEA/DEDIP) avec Géant 4 en prenant en compte toutes les interactions des photons avec un modèle de l’instrument plus réaliste que celui présenté dans la section précédente (Sizun, 2011).

3.5.3 Implémentation

L'algorithme de simulation que je viens de présenter ainsi que les algorithmes de déclenchement présentés dans la section 3.4 sont implémentés en C++. Initialement ces algorithmes ont été conçus par Stéphanne Schanne (CEA/DAP) et prototypés avec l'aide de Pierre Kestener (CEA/DEDIP). Pendant ma thèse, j'ai contribué à l'optimisation de ces algorithmes et les ai massivement utilisés à partir de leurs exécutables compilés sur linux mais aussi à travers une interface python.

Influence du bruit de fond sur les images et constitution du catalogue des sources connues détectables par ECLAIRs

4.1 Critères de qualité des images	82
4.2 Influence du bruit de fond cosmique de rayons X	85
4.2.1 Influence de la Terre dans le champ de vue	87
4.3 Influence des sources connues dans le champ de vue	90
4.3.1 Influence de la stratégie de pointage sur les sources connues dans le champ de vue	91
4.3.2 Catalogue de sources	92
4.3.2.1 Données de l'instrument MAXI/GSC	92
4.3.2.2 Données de l'instrument Swift/BAT	94
4.3.2.3 Association des sources entre MAXI et Swift	94
4.3.3 Spectres des sources	95
4.3.3.1 Influence de l'absorption	98
4.3.4 Statistiques de la population des sources	98
4.3.4.1 Généralités	98
4.3.4.2 Propriétés spectrales	101
4.3.5 Sensibilité d'ECLAIRs	102
4.3.6 Influence des sources dans l'image du détecteur	108
4.3.7 Influence des sources dans l'image du ciel	110
4.3.8 SNR typique des sources	112
4.3.9 Variabilités temporelles des sources	119
4.3.10 Exemple : le centre galactique	129
4.3.11 Exemple : Scorpius X-1	130
4.4 Conclusion	135

Dans ce chapitre, je vais présenter les problématiques liées à la méthode d'imagerie grand champ à masque codé telle qu'elle est utilisée dans le télescope ECLAIRs, et plus particulièrement l'influence du bruit de fond sur la qualité des images produites. Comme je l'ai présenté dans la section 3.2, le télescope ECLAIRs produit des images du ciel à partir des enregistrements du plan détecteur, ou shadowgrammes en effectuant un décodage par déconvolution. Les principaux effets sur la qualité des images produites résultent d'une part du bruit de fond cosmique de rayon X isotrope (CXB) et d'autre part de la présence de sources ponctuelles connues et brillantes dans le champ de vue. Avant de mettre en évidence ces deux effets et leurs influences sur les images du ciel, je vais présenter dans la première section de ce chapitre les grandeurs permettant d'évaluer la qualité des images.

4.1 Critères de qualité des images

A partir des shadowgrammes en coups et en variance (corrigées du bruit de fond non plat et de la contribution des sources connues en suivant les méthodes présentées dans le chapitre 5), la déconvolution donne via les expressions 3.1, 3.2, 3.3 les images reconstruites du ciel en coups, en variance et en SNR. Pour illustrer les grandeurs que je vais utiliser dans la suite pour évaluer la qualité des images du ciel, supposons d'abord que le shadowgramme est rempli de valeurs issues d'une même loi de Poisson de paramètre λ . La moyenne et la variance des 80×80 pixels est donc λ . De plus, les valeurs de pixels sont indépendantes (en ne considérant que les événements simples). Un tel shadowgramme pourrait correspondre à celui obtenu face à un ciel vide de sources et avec un bruit de fond uniforme sur le détecteur. Un exemple de shadowgramme est donné sur la figure 4.1, à gauche, pour $\lambda = 100$. Pour situer l'exemple, 100 coups/pixel correspondrait à un bruit de fond Poissonien uniforme intégré sur une durée de 213 s, pour un taux de comptage égal à celui attendu pour le CXB, soit environ 3000 coups/s (4–120 keV), qui lui n'est pas uniforme.

Pour produire l'image du ciel en coups, la déconvolution calcule des différences de moyennes de plusieurs pixels du shadowgramme (pour chaque position du ciel : parties éclairées par la source soustraite de la partie non éclairée, voir section 3.2.6). Cela a pour effet de produire une image du ciel en coups de moyenne nulle. Les pixels du ciel en coups sont alors des réalisations d'une variable aléatoire suivant une loi normale de moyenne nulle et dont la variance est aussi calculée par la déconvolution. Dans l'image du ciel en coups, tous les pixels ne sont donc pas identiquement distribués. Ce résultat est obtenu par application du théorème central limite avec une convergence de la loi de Poisson vers la loi normale. Cela requiert un temps d'exposition suffisamment long pour lequel les comptages dans le shadowgramme suivent une distribution convergeant vers la loi normale. Le calcul du SNR (équation 3.3) revient à normaliser la distribution des

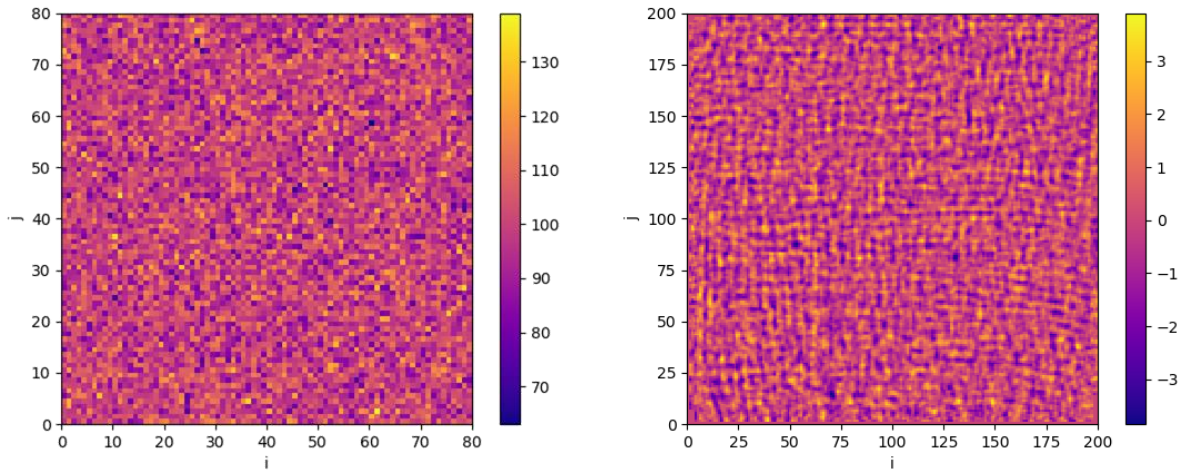


Figure 4.1 – A gauche : image d’un shadowgramme rempli de valeurs issues d’une même loi de Poisson de paramètre $\lambda = 100$. A droite : image du ciel en SNR obtenue après déconvolution du shadowgramme de gauche. J’ai réalisé cette simulation en utilisant la méthode décrite dans la section 3.5.

pixels du ciel en coups afin d’obtenir une distribution d’écart-type égale à 1. La figure 4.1, à droite, donne l’image du ciel en SNR pour le shadowgramme de gauche. La distribution des pixels en SNR approche alors une loi normale centrée et réduite $\mathcal{N}(0, 1)$. Les pixels sont identiquement distribués mais pas indépendants car des mêmes pixels du détecteur sont impliqués dans le calcul de différents pixels du ciel lors de la déconvolution. La figure 4.2 donne la distribution des valeurs en SNR de l’image de la figure 4.1 à droite et met en évidence le caractère gaussien de la distribution avec une moyenne nulle et un écart-type proche de 1.

Avec cette distribution, il est possible de déterminer la valeur théorique du seuil en SNR en faisant l’hypothèse que les pixels du ciel sont indépendants et que le bruit de fond est parfaitement corrigé (la distribution du SNR est parfaitement gaussienne avec une moyenne nulle et un écart-type de 1). Dans le cas d’un bruit parfaitement gaussien, la probabilité d’obtenir une valeur X inférieure ou égale à un seuil x est donnée par l’équation 4.1 (fonction de répartition de la loi normale de moyenne μ et d’écart-type σ) où la fonction erf est la fonction d’erreur de Gauss.

$$P(X \leq x) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - \mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right) \quad (4.1)$$

La probabilité de n’avoir aucun excès supérieur à un seuil x donné dans une image comportant N pixels (ici 199×199) indépendants est donnée par le produit de l’équation 4.2.

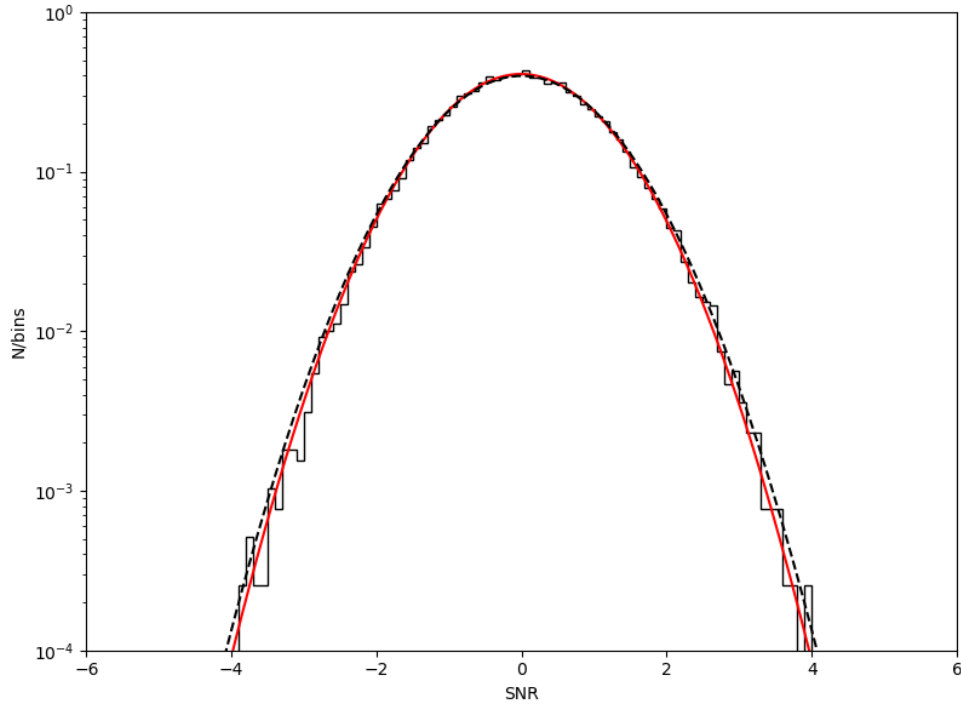


Figure 4.2 – Distribution des valeurs en SNR de l’image du ciel de la figure 4.1 à droite après déconvolution d’un shadowgramme rempli de valeurs issues d’une même loi de Poisson de paramètre $\lambda = 100$. La courbe rouge donne la distribution normale ajustée (de moyenne ~ 0 et de variance 0.97) sur la distribution des pixels en noir. La courbe noire en tirets donne la distribution normale centrée réduite.

$$P_N = \prod_N P(X \leq x) = P(X \leq x)^N \quad (4.2)$$

En fixant un seuil à 3σ indépendamment pour chaque pixel (de sorte que la probabilité de ne pas avoir d’excès dans un pixel est de $P_{3\sigma} = 99.865\%$), le seuil à appliquer dans toute l’image est alors déterminé en résolvant l’équation 4.3 dont la solution est donnée par l’équation 4.4 où la fonction erfinv est l’inverse de la fonction d’erreur de Gauss.

$$P(X \leq x)^N = P_{3\sigma} \quad (4.3)$$

$$x = \sigma\sqrt{2} \cdot \text{erfinv} \left(1 - 2 \cdot 10^{\log P_{3\sigma}/N} \right) + \mu \quad (4.4)$$

Pour une distribution centrée et réduite le seuil correspondant est 5.4. Ce seuil est théorique et sujet à l’hypothèse que le bruit de fond est parfaitement corrigé et que tous les pixels du ciel sont indépendants. En pratique, le seuil est déterminé par simulation pour

garantir un taux de fausse alerte faible (voir section 3.4.4). Dans la suite, le seuil utilisé sera fixé à 6.5. Avec une telle loi, la probabilité d’obtenir des valeurs en SNR supérieures à un seuil en SNR de 6.5 dans un des pixels est de 4×10^{-11} . La probabilité d’excéder ce même seuil pour au moins un pixel est donc de 1.6×10^{-6} pour une image du ciel de taille 199×199 pixels. Et si on imagine faire une image de qualité parfaite comme celle-ci toutes les secondes, durant 1 jour, la probabilité de dépasser le seuil en SNR de 6.5 est alors de 14% (probabilité de fausse alerte quotidienne théorique).

L’étude de la distribution des pixels du ciel en SNR permet donc d’évaluer la qualité de l’image. Une augmentation de l’écart-type de la distribution est le signe d’une moins bonne qualité pouvant notamment se produire dans les situations suivantes :

- le bruit de fond non plat n’est pas nettoyé avant la déconvolution (le bruit de fond spatialement plat sur le détecteur n’a pas besoin d’être nettoyé, voir section 3.2.6) ;
- des sources dans le champ de vue dessinent des motifs du masque dans le shadowgramme produisant des excès à la position des sources ainsi que du bruit partout ailleurs dans l’image du ciel reconstruite.

Dans le cas où la largeur de la distribution des pixels du ciel en SNR augmente, à seuil de détection constant cela se traduit par une augmentation du taux de fausses alertes. Or il est nécessaire de maintenir le taux de fausses alertes le plus bas possible afin de ne pas donner l’alerte trop souvent à la communauté des observateurs ou de repointer le satellite et de monopoliser son temps d’observation alors qu’il n’y a pas de source à voir. A l’inverse, il est crucial de baisser le seuil de détection en SNR autant que possible, pour améliorer les capacités du télescope ECLAIRS à détecter des sources nouvelles peu intenses. Ainsi, l’écart-type de la distribution en SNR des pixels du ciel reconstruit sera utilisé pour évaluer la performances des méthodes de traitement qui seront présentées au chapitre 5 en réponses aux effets présentés dans ce chapitre.

4.2 Influence du bruit de fond cosmique de rayons X

La qualité des images est affectée par la taille du champ de vue du télescope ECLAIRS. Avec une distance entre le détecteur et le masque de 45.77 cm, le champ de vue est d’environ 2 sr et toute source isotrope dans le ciel produit sur le détecteur une image non spatialement uniforme. Le CXB est une source isotrope, la non uniformité engendrée a déjà été illustrée sur la figure 3.16. La déconvolution de cette forme non uniforme sur le détecteur entraîne des artefacts dans les images du ciel et en conséquence la largeur de la distribution du SNR des pixels dans une image du ciel donnée augmente avec la durée d’exposition. La figure 4.3 à gauche donne ces distributions pour des images du ciel formées après déconvolution de shadowgrammes de 20 s d’exposition, contenant des photons du CXB, et addition des images du ciel produites pour former des images d’une exposition de 20 s et jusqu’à environ 20 min, à la manière du *trigger* image. Pour un

temps d'exposition de 20 s, la distribution reste Gaussienne avec une moyenne proche de 0 et un écart-type $\sigma \sim 1$. En sommant plusieurs images de 20 s jusqu'à atteindre ~ 20 min, l'écart-type de la distribution augmente pour atteindre 2.8. Avec une telle valeur, la probabilité de dépasser un seuil en SNR fixé à 6.5 dans un des pixels étant de 0.018, ce dépassement se produira pour plus de 700 pixels de l'image déconvoluée. Dans ces cas, il est donc impossible de fixer un seuil si bas pour détecter de nouvelles sources dans l'image. La figure 4.3 à droite donne une image du ciel en SNR en ~ 20 min. On voit « à l'œil » que cette image n'est pas uniforme, mais présente des artefacts et de nombreux pixels avec des valeurs supérieures à 6.5σ . En revanche, pour le *trigger* taux de comptage et les temps d'exposition inférieurs à 20 s, cet effet est négligeable. Le traitement proposé au chapitre 5 concernera uniquement le *trigger* image, opérant sur des expositions supérieures à 20 s.

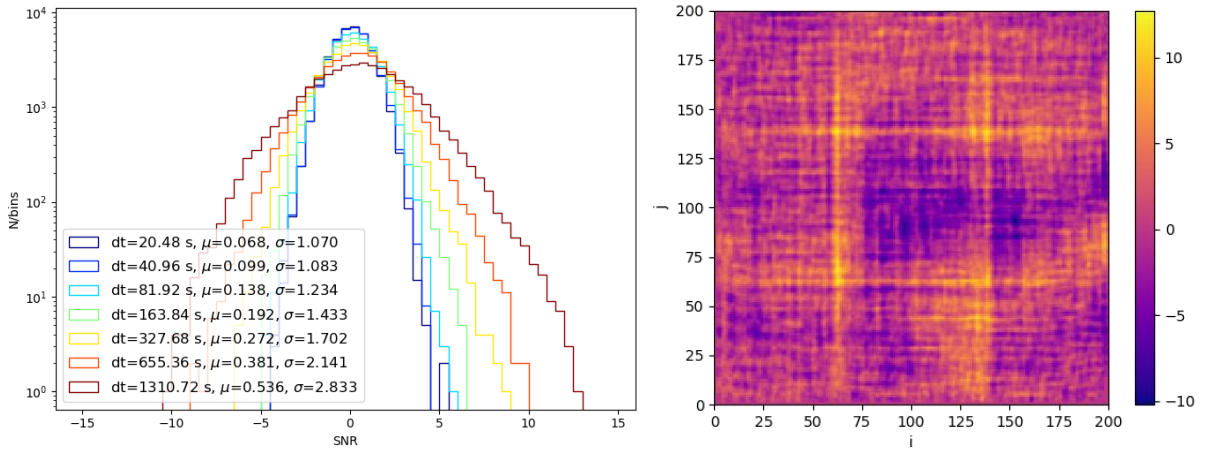


Figure 4.3 – A gauche : distribution du SNR des pixels d'une image du ciel pour différents temps d'exposition. A droite : exemple d'image du ciel en SNR pour la plus longue durée d'exposition prévue à bord (1310.72 s). Simulations réalisées avec redistribution en énergie entre 4 et 120 keV (bande d'énergie des photons en entrée de la simulation : 4–150 keV) et sans Terre.

Cet effet n'est pas nécessairement présent dans tous les télescopes à masque codé. Par exemple, l'instrument IBIS à bord du satellite INTEGRAL est caractérisé par une distance beaucoup plus grande entre le plan de détection ISGRI et le masque (3.20 m) et possède un champ de vue plus petit ($29 \times 29 \text{ deg}^2$) que celui d'ECLAIRs. Avec une telle géométrie, la forme du CXB sur le détecteur peut être considérée comme plate et n'engendre pas d'artefacts lors de la déconvolution, même pour un temps d'exposition long. De plus la contribution relative du CXB est moins importante étant donné que la gamme d'énergie d'ISGRI commence à 15 keV. La figure 4.4 donne le profil diagonal des coups sur le détecteur pour différentes valeurs de la distance entre le détecteur et le masque, toutes choses étant égales par ailleurs (masque et détecteur du télescope ECLAIRs). Plus la distance augmente, plus la forme convexe devient spatialement uniforme. Notons aussi que lorsque la distance augmente, le champ de vue de chaque pixel diminue et le nombre de coups total sur le détecteur diminue également. Le choix d'une distance plus grande entraînerait une taille du champ de vue plus petite et donc une diminution du nombre de

sursauts gamma détectés.

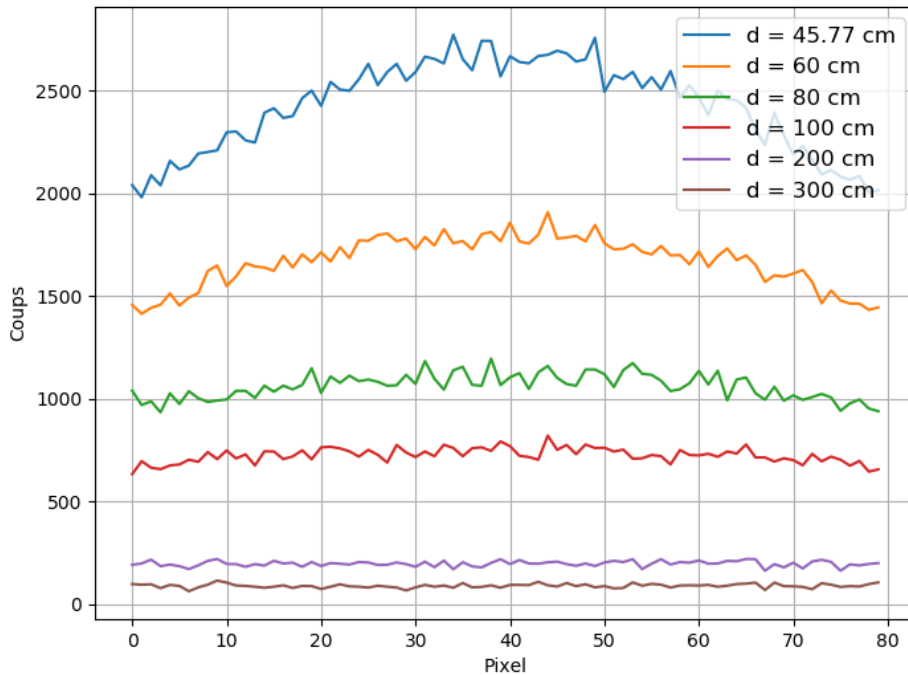


Figure 4.4 – Profil diagonal des coups du CXB sur le détecteur pour différentes valeurs de la distance entre le masque et le détecteur. Simulations réalisées pour un temps d’exposition de 5000 s, dans 4–150 keV, sans redistribution en énergie, sans correction du nombre de coup par rapport à celui produit par la simulation Géant 4 et sans présence de Terre dans le champ de vue.

4.2.1 Influence de la Terre dans le champ de vue

La forme du CXB sur le détecteur d’ECLAIRs est centrée et symétrique lorsque le champ de vue est complètement libre de Terre. J’ai présenté cet effet dans la section 3.3.2. Quand la Terre occulte une fraction du champ de vue, la distribution spatiale des coups sur le détecteur est encore moins uniforme et elle est modifiée continuellement par la présence de la Terre qui se déplace dans le champ de vue. Le CXB doit aussi être corrigé dans ces situations sous peine d’élargir la distribution du SNR dans les images du ciel reconstruites, même en ne considérant que la portion du champ de vue libre de Terre. Puisque les images du ciel seront analysées pour chercher de nouvelles sources uniquement dans la portion libre de Terre, la distribution du SNR dans une image du ciel est donc construite en prenant uniquement les pixels non masqués par la Terre. Lors de la construction par sommation d’images du ciel avec des temps d’exposition supérieurs à 20 s, il est aussi possible de cumuler les cartes d’exposition du ciel hors Terre (comme celle de la figure 3.17 à gauche) pour obtenir une carte d’exposition du ciel cumulée sur toute la durée de l’exposition. Ici, la Terre est considérée comme immobile pendant toute l’exposition de 20.48 s et sa position est mise à jour toutes les 20.48 s (ce qui, vu la vitesse

de transit de la Terre < 5 arcmin/20 s, est une approximation valable : lorsqu'elle occulte 50% du champ de vue, la Terre libère environ 1.5% du champ de vue en 20 s).

Dans la carte d'exposition du ciel, un seuil en fraction du temps d'exposition permet d'exclure les pixels du ciel ayant été trop peu exposés. La figure 4.5 donne un exemple de carte d'exposition du ciel pendant une durée de 20 min (à gauche) et une image du ciel en SNR de 20 min (à droite) sans correction du bruit de fond et présentant des artefacts.

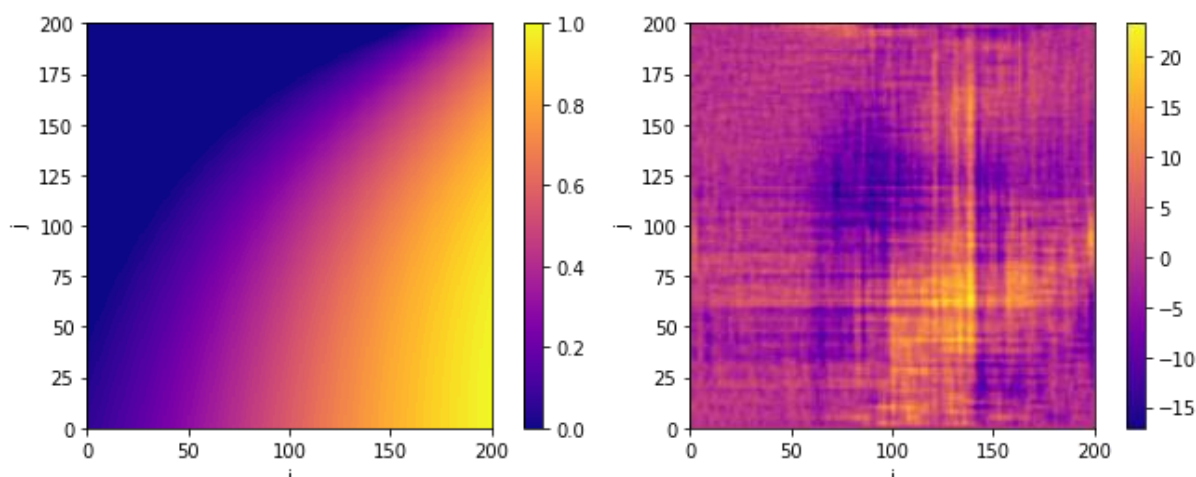


Figure 4.5 – A gauche : carte d'exposition du ciel normalisée pour une exposition de 20 min (position et attitude du satellite mis à jour toutes les minutes pendant les 20 premières minutes de l'année de la simulation du CNES). Dans cette simulation, la Terre quitte peu à peu le champ de vue. La couleur donne la fraction d'occultation de chaque pixel par la Terre. A droite : image du ciel en SNR pour la plus longue durée d'exposition prévue à bord (1310.72 s). Simulations réalisées avec redistribution en énergie et détection dans la bande 4–120 keV (énergies injectées dans 4–150 keV) sans correction du bruit de fond.

Pour cette simulation, la figure 4.6 donne la distribution du SNR dans l'image du ciel reconstruite, là où le champ de vue est libre de Terre, pour les temps d'exposition correspondant aux échelles de temps du *trigger* image. La figure donne uniquement les distributions pour les premières images disponibles de chaque temps d'exposition (en réalité cette simulation a produit 64 images de 20 s, 32 images de 40 s, ... jusqu'à une seule image de 20 min). Les écarts-types des distributions pour toutes les images à toutes les échelles sont données sur la figure 4.7. Comme la Terre quitte peu à peu le champ de vue, le champ de vue libre de Terre augmente avec le temps. En conséquence, le nombre de pixels considérés pour les distributions de la figure 4.6 est le plus faible dans la première image de 20 s et augmente avec le temps d'exposition. Cette simulation démontre bien l'effet de la non correction du bruit de fond, même modulé par la présence de la Terre. L'élargissement de la distribution du SNR est encore plus fort que sans la Terre, par exemple dans la première image de 40 s, la largeur est de 1.08 sans la Terre et 1.56 avec la Terre mais diminue au fur et à mesure que la Terre quitte le champ de vue.

Comme je l'ai expliqué dans la section 3.3.2, la Terre apporte d'autres contributions au bruit de fond (albédo et réflexion du CXB). Ces contributions sont assez faibles (voir

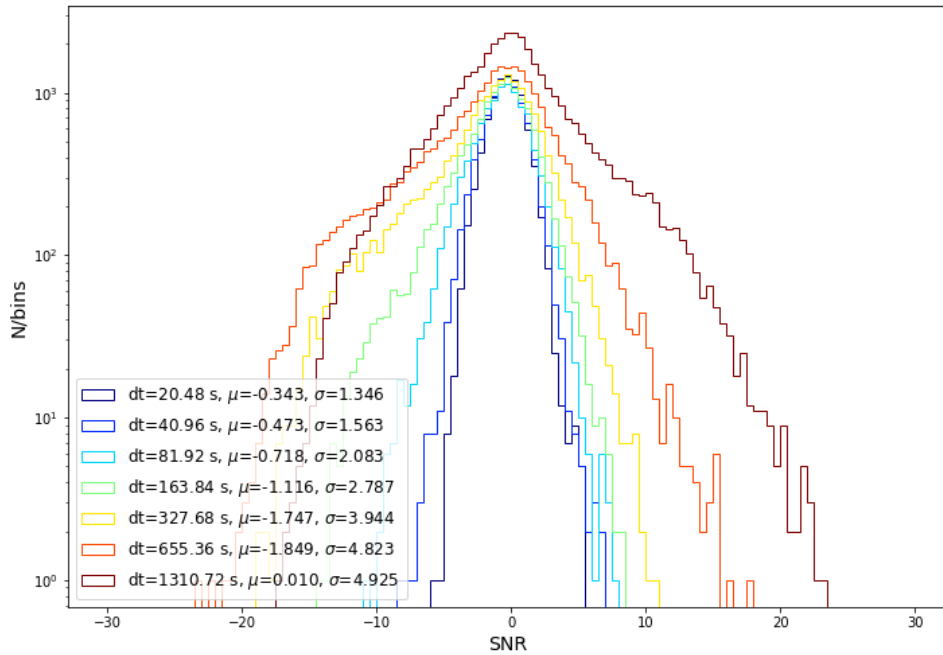


Figure 4.6 – Distribution du SNR des pixels du ciel pour différents temps d'exposition en présence de la Terre. La distribution est construite à partir des pixels du ciel qui ne sont masqués par la Terre dans aucune des images de 20 s utilisées pour produire l'image de l'échelle de temps considérée.

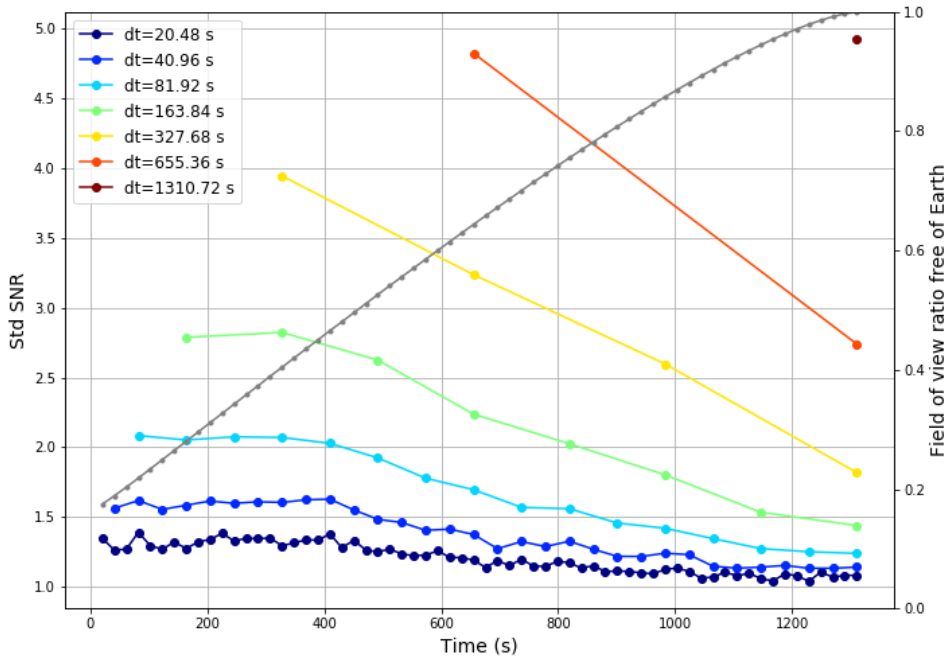


Figure 4.7 – Écart-type de la distribution du SNR des pixels du ciel en fonction du temps (ici une séquence de 20 min) pour différentes durées d'exposition successives (ici divisée en 64 périodes de 20.48 s, jusqu'à 1 période de 20 min) en présence de la Terre. Les points de couleur correspondent aux différents instants où les images sont construites (64 fois après chaque période de 20.38 s jusqu'à une fois à la fin pour la période de 20 min). La courbe en gris donne la fraction du champ de vue libre de Terre, avec la position de la Terre mise à jour toutes les 20.48 s, ce qui correspond à une séquence de 20 min en sortie d'occultation terrestre.

figure 3.15) comparées au niveau du CXB, même quand la Terre est partiellement dans le champ de vue, et seront négligées dans la suite. Néanmoins, l'albédo et la réflexion peuvent compenser en partie la perte du CXB masqué par la Terre et légèrement rétablir la forme convexe observée sans Terre. Dans tous les cas, cette forme entraîne des artefacts dans l'image du ciel et il est nécessaire de la corriger pour optimiser la détection des sursauts gamma en choisissant un seuil garantissant le plus faible taux de fausses alertes.

4.3 Influence des sources connues dans le champ de vue

Le second effet sur la qualité des images produites est une conséquence de la présence de sources de rayons X et gamma dans le ciel qui sont visibles par ECLAIRs pendant des temps de 20 min ou moins. Ces sources sont celles que j'ai déjà présentées dans le chapitre 1. Lorsqu'elles se trouvent dans le champ de vue, les sources ponctuelles projettent une portion du motif du masque sur le plan détecteur et sont susceptibles d'apparaître dans l'image du ciel déconvoluée si elles sont assez brillantes. Les sources présentes dans les images du ciel pourraient être prises en compte, dans la mesure où leurs positions sont connues et qu'il est possible d'ignorer ces positions lors de la recherche de nouvelles sources par les algorithmes de détection. En revanche, l'excès à la position d'une source s'accompagne de bruit de codage dans toute l'image du ciel qui élargit la distribution du SNR. Ce bruit de codage peut mener à des valeurs de SNR supérieures au seuil de détection. Les pixels avec de telles valeurs sont appelés des fantômes de la source et peuvent entraîner des fausses détections si leur SNR dépasse le seuil de déclenchement. Cet effet augmente avec le temps d'observation, de la même façon que le SNR du pic principal de chaque source, mais aussi avec le flux de la source.

Pour illustrer l'influence d'une source dans le champ de vue, j'ai réalisé une simulation dans laquelle une source est au centre du champ de vue. J'ai choisi une source avec les propriétés du Crabe, une source de référence en astronomie des rayons X, avec un flux de 1.5 ph/s/cm^2 dans la bande 4–150 keV et un spectre en loi de puissance avec un indice du spectre de photons de -2.2. Les photons de cette source sont propagés par *ray-tracing* à travers le masque et s'ajoutent aux photons du CXB pour un temps d'exposition de 20 s. Le shadowgramme obtenu est déconvolué sans aucun traitement préliminaire. La figure 4.8 à droite donne l'image du ciel en SNR dans laquelle la source apparaît au centre. La distribution du SNR correspondante est donnée sur la figure 4.8 à gauche et est comparée à la distribution normale centrée réduite théorique (en noir). La source se manifeste dans le ciel par une valeur de SNR élevé (environ 30σ) à la position et son bruit de codage engendre un écart-type de 1.5 (en comparaison de celle de la figure 4.3 pour 20 s où l'écart-type est de 1.07).

Cette distribution n'est pas adaptée à un seuil de détection en SNR de 6.5. En effet, même s'il est possible de masquer les pixels du ciel proches de la position de la source, le

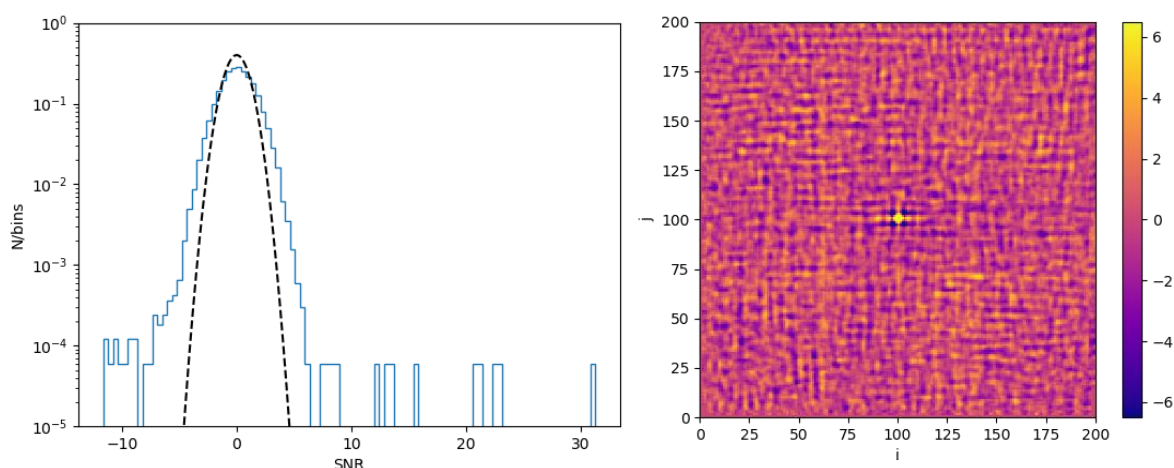


Figure 4.8 – A gauche : la courbe bleue donne la distribution des pixels du ciel en SNR pour un temps d’exposition de 20 s. La courbe noire donne la distribution normale centrée réduite $\mathcal{N}(0, 1)$. A droite : image du ciel en SNR correspondante (ici le pic de la source est détecté avec un SNR > 30 , mais la dynamique de l’image a été réduite à un SNR < 6.5 pour voir l’effet du bruit de codage de la source ailleurs dans l’image du ciel). Simulations réalisées avec redistribution en énergie entre 4 et 120 keV (4–150 avant redistribution), sans Terre avec une source au centre du champ de vue (1.5 ph/s/cm^2 , spectre en loi de puissance de coefficient -2.2).

bruit de codage reste présent partout ailleurs dans l’image. Par exemple, en masquant les pixels du ciel dans un rayon de 3 pixels autour de la position de la source, l’écart-type de la distribution est alors de 1.46 (1.44 avec un rayon de 10 pixels).

Afin de réduire le bruit de codage provenant des sources connues, on peut soustraire la contribution des sources connues du shadowgramme avant la déconvolution (voir chapitre 5). Pour étudier plus en détail l’influence des sources du ciel sur le niveau de bruit et pour savoir quelles sources il sera nécessaire de soustraire, un catalogue est nécessaire à bord du logiciel d’ECLAIRs. La construction de ce catalogue et son utilisation pour étudier l’influence des sources est un sujet que j’ai traité pendant ma thèse et sera présenté dans les sections suivantes.

4.3.1 Influence de la stratégie de pointage sur les sources connues dans le champ de vue

Comme je l’ai présenté dans la section 2.3.1, la loi de pointage nominale du satellite B1 impose des contraintes pour garantir notamment l’absence de sources brillantes du champ de vue d’ECLAIRs (les sources du plan galactique et Sco X-1). Cependant, comme en témoignent les figures 2.12 et 2.13, la loi B1 peut ne pas être respectée pendant environ 60% du temps de la phase nominale. En effet lors du repointage suite à la détection d’un sursaut gamma, pour les observations de suivi de la rémanence (durant 14 orbites successives), ou lors des observations des programmes *Général* ou *Target Of Opportunity* (pendant lesquelles les algorithmes de détection d’ECLAIRs continuent de

s'exécuter), il est très probable que, étant donné le grand champ de vue du télescope ECLAIRs, des sources brillantes comme Sco X-1 ou celles du plan galactique rentrent dans le champ de vue et perturbent les algorithmes de détection de la manière que j'ai illustrée précédemment.

4.3.2 Catalogue de sources

Afin de quantifier l'impact des sources du ciel sur la qualité des images, j'ai eu besoin de construire un catalogue de sources de rayons X connues à simuler dans le modèle de l'instrument ECLAIRs (méthode exposée dans la section 3.5). Pour construire ce catalogue embarqué, j'ai sélectionné toutes les sources de haute énergie détectées par les instruments à grand champ de vue en fonctionnement. Le tableau 4.1 donne la liste des instruments à rayons X à grand champ considérés, décommissionnés et en fonctionnement.

Mission et Instrument	Période d'opération	Énergie (keV)	Précision de localisation	Sensibilité (20 min) (3σ ; mCrab) ^a
CGRO/BATSE	1991–2000	20–1800	> 0.2 deg	637
Fermi/GBM	2008–...	8–500	\approx 0.5 deg	1274
MAXI/GSC	2009–...	2–20	1.5 deg	76
RXTE/ASM	1995–2012	2–12	5 arcmin	127
Swift/BAT	2004–...	14–195	2.5 arcmin (1σ)	136

Table 4.1 – Liste des principaux instruments scannant le ciel en rayons X (d'après Krimm et al. 2013). (a) la sensibilité en 20 min est évaluée à partir de celle en 20 s en faisant l'hypothèse qu'elle est proportionnelle à \sqrt{t} où t est la durée d'observation.

Le catalogue des sources doit permettre d'estimer le taux de comptage de chaque source dans les différentes bandes d'énergie utilisées par le logiciel embarqué d'ECLAIRs. Étant donné qu'une analyse spectrale complète n'est pas nécessaire dans ce cas, j'ai choisi d'utiliser les données des instruments MAXI/GSC (2–20 keV) et Swift/BAT (15–150 keV), qui couvrent le mieux la gamme d'énergie d'ECLAIRs.

4.3.2.1 Données de l'instrument MAXI/GSC

Pour l'instrument MAXI/GSC (Matsuoka et al., 2009), j'ai téléchargé les produits de données standard¹, comprenant les courbes de lumière en photons/s/cm² dans trois bandes d'énergie (2–4, 4–10, 10–20 keV) avec les erreurs statistiques associées pour l'ensemble des 425 sources de la liste MAXI (en date du 6 novembre 2019). Ces courbes de lumière sont données avec une résolution temporelle de un jour. À titre d'exemple, la figure 4.9 donne les courbes de lumière de la source binaire Centaurus X-3 (Cen X-3) obtenues dans les trois bandes de MAXI/GSC.

1. <http://maxi.riken.jp/top/slist.html>

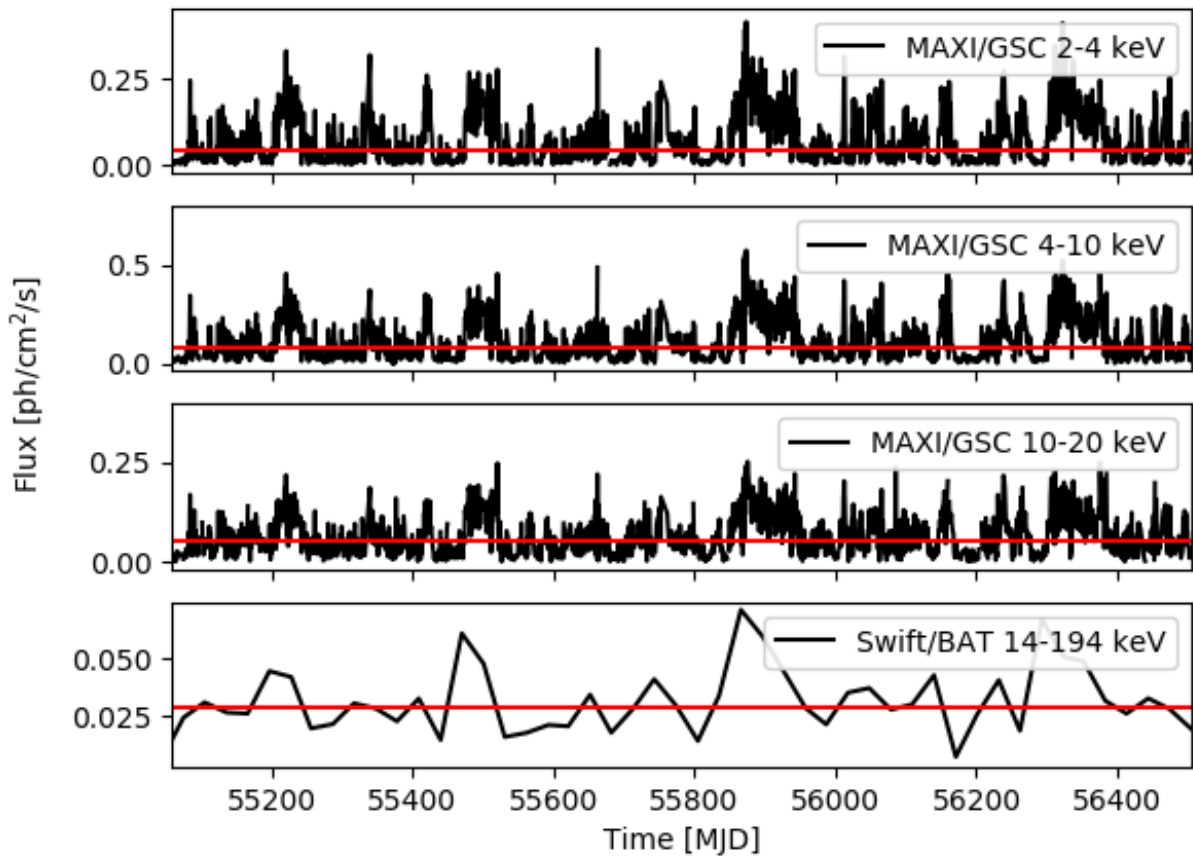


Figure 4.9 – Exemples de courbes de lumière pour la source Centaurus X-3 dans les trois bandes de MAXI/GSC et dans la bande totale de Swift/BAT. Les lignes rouges indiquent le flux médian dans chaque bande d'énergie pour MAXI, et la médiane de la somme des flux dans les huit bandes d'énergie de Swift/BAT.

4.3.2.2 Données de l'instrument Swift/BAT

Pour Swift/BAT, j'utilise le catalogue des 105 premiers mois de l'instrument BAT (Oh et al., 2018) qui contient les flux en coups/s/pix de 1632 sources dans huit bandes d'énergie couvrant 14–195 keV. Ces flux sont extraits depuis les cartes du ciel produites par BAT sur les 105 premiers mois de la mission Swift. Les erreurs statistiques correspondantes sont données. En revanche, des courbes de lumière ne sont pas disponibles dans les huit bandes. J'ai ensuite converti les flux en photons/s/cm² en utilisant les flux en coups du Crabe mesurés dans les huit bandes et donnés par Baumgartner et al. 2013 (tableau 2). Pour cette étape, les flux en photons du Crabe sont calculés dans les huit bandes avec un spectre de loi de puissance d'indice spectral -2.15 et de normalisation 10.17 ph/s/cm²/keV (Baumgartner et al., 2013). Le catalogue BAT fournit également pour chaque source un indice spectral de loi de puissance. À titre d'exemple, la figure 4.9 donne la courbe de lumière de la binaire Cen X-3 sur toute la gamme d'énergie Swift/BAT.

4.3.2.3 Association des sources entre MAXI et Swift

De nombreuses sources ont plusieurs noms différents, souvent associés à des contreparties dans des domaines spectraux différents. Afin d'associer une source de la liste de MAXI/GSC à une source de la liste Swift/BAT (et vice versa), j'ai utilisé l'outil de résolution de noms Sesame² pour chaque source afin d'en trouver l'identifiant principal. Par exemple, la source Crabe possède 56 identifiants différents (M 1, Taurus A, Swift J0534.6+2204 ...) et son identifiant principal est M 1. Certaines sources ne sont pas trouvées par l'outil Sesame et ne sont donc pas associées entre MAXI/GSC et Swift/BAT. Sur les 425 sources de MAXI/CGC, 264 ont une contrepartie dans le catalogue Swift/BAT. Les sources n'ayant pas de contrepartie dans l'un des deux catalogues d'entrée sont ajoutées à la liste. Cela conduit à une liste de 1793 sources.

Comme les instruments MAXI/GSC et Swift/BAT fournissent des positions peu précises (par rapport à celles données par des instruments à petit champ de vue tels que Chandra ou XMM-Newton en rayons X ou même par rapport aux positions optiques de leurs contreparties lorsqu'elles sont connues), les positions des sources qui seront données dans le catalogue sont les meilleures positions disponibles dans la base de donnée SIMBAD (Wenger et al., 2000). La plupart d'entre elles proviennent des données de la mission Gaia (Gaia Collaboration, 2018). Dans le cas où une source n'est pas identifiée par l'outil de résolution de nom, c'est la position instrumentale qui sera utilisée par la suite.

L'équipe Swift/BAT, en plus de fournir le catalogue des 105 premiers mois de la mission, fournit également une liste de sources de rayons X durs transitoires dans la bande 15–50 keV (Krimm et al., 2013). Cette liste contient 1026 sources mais seulement 305 sont considérées comme détectées par BAT. Parmi ces 305 sources, 84 ne sont pas

2. <http://cds.u-strasbg.fr/cgi-bin/Sesame>

incluses dans le catalogue des 105 mois de BAT et doivent être ajoutées à liste construite précédemment. Cependant, certaines de ces sources ont été détectées par MAXI/GSC et figurent déjà dans la liste. En revanche, 44 sources n’ont pas été détectées par MAXI/GSC. Toutefois, ces sources présentent soit une grande variabilité ($F_{\text{var}} > 3$, voir section 4.3.9), soit une erreur quadratique moyenne supérieure à la variance intrinsèque de leur courbe de lumière. Les sources avec une forte variabilité présentent un flux élevé sur une courte période. Ces sources ne doivent pas être considérées comme des sources de perturbation pour la détection des sursauts gamma et sont même des sources intéressantes si elles sont détectées en état d’éruption par le système de déclenchement d’ECLAIRS. J’ai étudié plus en détail la variabilité des sources, ces résultats sont présentés dans la section 4.3.9.

Finalement, la liste des sources à étudier et à simuler dans le modèle d’ECLAIRS contient 1793 sources. Cependant, compte tenu de sa sensibilité, ECLAIRS ne sera pas en mesure de détecter toutes ces sources, même sur sa plus longue échelle de temps de 20 min prévue à bord. Seules les sources qui seront plus brillantes que le seuil de sensibilité d’ECLAIRS pendant cette durée sont susceptibles de perturber le logiciel de déclenchement et nécessitent d’être listées dans un catalogue embarqué pour organiser les traitements que je présenterai dans la section 5.3. Comme la capacité d’ECLAIRS à détecter des sources dépend de sa sensibilité, en première approximation, j’utiliserai cette sensibilité (déterminée dans la section 4.3.5) afin de restreindre la liste des sources à mettre dans le catalogue embarqué. Toutefois je montrerai ensuite que la sensibilité ne suffit pas à déterminer exactement quelles sources seront détectées et je procéderai à une autre simulation pour calculer le SNR « typique » d’une source (section 4.3.8) qui sera utilisé comme base pour construire le catalogue de bord.

Pour étudier l’influence des sources connues sur le niveau de bruit de fond du télescope ECLAIRS et construire le catalogue embarqué, j’ai réalisé différentes simulations qui seront présentées dans la suite de ce chapitre. Pour simuler les sources dans le modèle d’ECLAIRS, il est nécessaire de disposer d’un spectre valable dans la gamme d’énergie d’ECLAIRS. Ces spectres sont construits à partir des données de MAXI/GSC et Swift/BAT.

4.3.3 Spectres des sources

Dans cette section, je présente la méthode que j’ai développée pour construire les spectres de toutes les 1793 sources, en utilisant les données MAXI/GSC et/ou Swift/BAT.

1. Si la source a été observée par MAXI/GSC et Swift/BAT, les données sont ajustées (régression linéaire au sens des moindres carrés) avec une loi de puissance simple (équation 4.5) et une loi de puissance brisée (équation 4.6) :

$$N(E) = K \cdot E^\alpha \quad (4.5)$$

$$N(E) = \begin{cases} K \cdot E^\alpha & \text{if } E \leq E_{\text{break}} \\ K \cdot E^\beta \cdot E_{\text{break}}^{\alpha-\beta} & \text{if } E > E_{\text{break}} \end{cases} \quad (4.6)$$

où $N(E)$ est la densité de flux de photons (c'est-à-dire le nombre de photons par bande d'énergie, par unité de surface et par unité de temps). K représente la normalisation du spectre (photons/cm²/s/keV à 1 keV), α et β sont les indices spectraux. Dans le cas d'une loi de puissance brisée, E_{break} est l'énergie de coupure à laquelle la pente change. Les données utilisées pour l'ajustement sont les flux médians (préférés à la moyenne, afin d'obtenir un flux moins dépendant des éventuels *flares* des sources) des trois courbes de lumière dans les bandes de MAXI/GSC, plus les flux des huit bandes de Swift/BAT. Pour chacune des onze bandes d'énergie, le milieu de la bande est utilisé comme abscisse du flux dans cette bande. Parmi les deux ajustements effectués, j'ai choisi de conserver la loi de puissance (au lieu de la loi de puissance brisée) si l'un des éléments suivants est vrai :

- la somme des erreurs quadratiques de la loi de puissance simple est inférieure à celle de la loi de puissance brisée ;
 - l'énergie de coupure est inférieure à 8 keV ou supérieure à 80 keV ;
 - la pente est plus raide à basse énergie qu'à haute énergie ($|\alpha| > |\beta|$) ;
 - la différence entre les deux indices spectraux de la loi de puissance brisée est inférieure à 1 (entraîne une erreur sur le flux inférieure à 10% pour les 17 sources concernées par cette contrainte).
2. Si la source a été uniquement observée par MAXI/GSC, un ajustement est effectué avec une seule loi de puissance (équation 4.5). Les flux ajustés sont les flux médians dans les trois courbes de lumière des bandes de MAXI/GSC.
 3. Si la source a été uniquement observée par Swift/BAT, le spectre est la loi de puissance simple (équation 4.5) donné par le catalogue des 105 premiers mois de la mission Swift (Oh et al., 2018).

Pour le calcul des flux médians dans les trois bandes de MAXI/GSC, j'ai choisi d'exclure des courbes de lumière les points avec un flux négatif. Cela pourrait avoir pour conséquence de surestimer le flux médian des sources faibles pour lesquelles le flux est proche du niveau de bruit de fond dans l'instrument MAXI/GSC et dont les fluctuations statistiques peuvent résulter en un flux négatif pour la source après soustraction du bruit de fond.

Après l'ajustement, et si une source est détectée par MAXI/GSC, la normalisation du spectre est corrigée pour que son intégration dans 4–20 keV permette de retrouver le flux médian de MAXI/GSC (dans 4–20 keV). Cela permet de corriger un éventuel décalage entre les spectres Swift/BAT et MAXI/GSC. Ce décalage peut survenir après l'ajustement des flux calculés sur différentes périodes de temps dans les deux instruments, pour des

sources dont on sait qu'elles varient sur des échelles typiques de quelques jours/mois.

Dans le cas de la source Crabe, cette procédure conduit au spectre reconstruit donné par la figure 4.10 (à gauche). Le modèle ajusté est une loi de puissance simple avec une normalisation $K = 11.2 \pm 1.1$ ph/s/cm²/keV (à 1 keV, 1σ) et un indice spectral $\alpha = -2.19 \pm 0.03$ (1σ). Ce résultat est très proche de celui habituellement rapporté dans la littérature (Toor et Seward, 1974; Weisskopf et al., 2010).

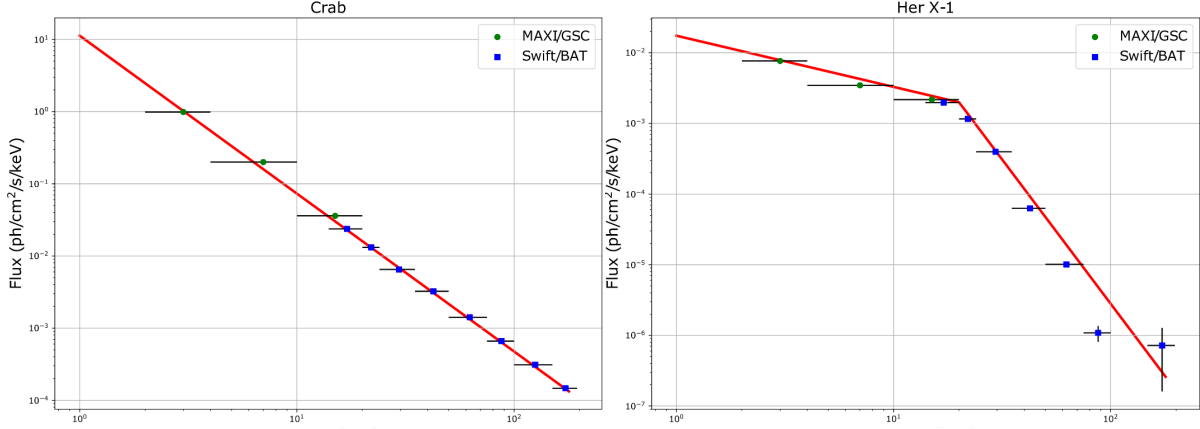


Figure 4.10 – Exemples de spectres obtenus par procédure décrite dans la section 4.3.3. A gauche : Crabe. A droite : Hercules X-1.

La figure 4.10 (à droite) donne un autre exemple de spectre pour la source Hercules X-1 (Her X-1), dont le meilleur modèle est une loi de puissance brisée avec $\alpha = -0.72 \pm 0.21$ (1σ), $\beta = -4.09 \pm 0.18$ (1σ) et $E_{\text{break}} = 20.04 \pm 0.46$ keV (1σ). Ces valeurs sont conformes à celles de [dal Fiume et al. \(1998\)](#). Cependant, ces auteurs ont ajusté le spectre avec un modèle consistant en une loi de puissance à coupure exponentielle avec $\alpha = -0.884 \pm 0.003$ (90% C.L.) et une énergie de coupure de 24.2 ± 0.2 keV. J'ai également estimé une pente approximative de -4.2 à plus haute énergie à partir des spectres indiqués dans leur figure 1 (à droite) en ne prenant en compte que les données entre environ 20 et 40 keV.

La méthode que j'ai élaborée pour construire ces spectres mène cependant à des valeurs importantes pour le χ^2 réduit permettant de quantifier la qualité de l'ajustement ($3.8 \cdot 10^4$ pour le Crabe et $6.3 \cdot 10^2$ pour Her X-1) ce qui peut être causé par le fait que les sources sont brillantes et ont de faibles erreurs statistiques ainsi que par la largeur des onze bandes d'énergie. Le flux dans une bande d'énergie est distribué sur toute la largeur de cette bande et pas seulement en son centre comme je l'ai supposé. Par conséquent, l'erreur sur le flux au centre de la bande dépend de l'erreur statistique mais aussi d'une erreur systématique liée à la largeur de la bande. La prise en compte de cette erreur devrait permettre de réduire le χ^2 . Cet effet a déjà été observé par [Baumgartner et al. \(2013\)](#) pour l'ajustement des spectres de Swift/BAT avec une loi de puissance simple.

De plus, certaines sources sont connues pour présenter des changements d'états spectraux (par exemple Sco X-1, GRS 1915+105, Cyg X-3, Cyg X-1, ...). Ces changements sont liés aux différents comportements du disque d'accrétion autour de l'objet compact dans

les systèmes binaires à rayons X. Dans mon étude, comme les spectres sont construits sur une longue période d'observation, les modèles obtenus pour ces sources ne représentent pas un état spectral particulier mais plutôt un état intermédiaire. Dans une étude spectrale fine des sources, il faudrait prendre en comptes ces changements d'états mais ici les spectres sont seulement utilisés pour évaluer l'influence des sources sur le niveau du bruit de fond d'ECLAIRs. De plus, les sources brillantes seront listées dans le catalogue embarqué indépendamment de leur état spectral. Dans le cas de Sco X-1, j'ai étudié l'influence de l'état spectral sur le SNR dans les images du ciel (voir section 4.3.11).

Finalement, 1698 sources sont modélisées avec un spectre de loi de puissance simple et 95 sources sont décrites par une loi de puissance brisée. Le tableau 4.6 donne les paramètres spectraux des sources les plus brillantes.

4.3.3.1 Influence de l'absorption

L'absorption par l'hydrogène atomique neutre dans notre Galaxie n'est pas prise en compte pour l'ajustement des spectres car ECLAIRs est prévu pour enregistrer les photons d'énergie supérieure à 4 keV. De plus, toutes les sources du catalogue sont caractérisées par une densité de colonne d'hydrogène neutre (HI) $N_{\text{H}} < 2.27 \cdot 10^{22}$ atomes/cm² avec une moyenne de $2.63 \cdot 10^{21}$ atomes/cm² (densité intégrée sur la ligne de visée, voir section 4.3.4). Par rapport à une loi de puissance non absorbée ($\alpha = -2$, $K = 10$), la prise en compte de cette valeur moyenne N_{H} réduit le flux de 0.6 % dans la bande 4–20 keV (l'influence est encore plus faible sur des bandes d'énergie plus larges). Cet effet est identifiable sur la figure 4.11 qui présente des spectres que j'ai simulés avec le programme *PyXspec*. Ces spectres correspondent à des lois de puissance simples ($\alpha = -2$, $K = 10$) avec une absorption variable entre $N_{\text{H}} = 5 \cdot 10^{21}$ et 10^{24} atomes/cm² pour un temps d'observation de 100 s à travers l'instrument Swift/XRT³ (0.2–10 keV). Cette figure montre que l'influence de l'absorption augmente avec la valeur de N_{H} , mais aussi que cette influence se concentre essentiellement dans le domaine des rayons X mous. Avec un seuil bas à 4 keV, l'influence de l'absorption devient significative entre $N_{\text{H}} = 10^{23}$ et $5 \cdot 10^{23}$ atomes/cm², or ces valeurs sont supérieures à celles de la liste des sources construite précédemment.

4.3.4 Statistiques de la population des sources

4.3.4.1 Généralités

Dans cette section, j'étudie quelques statistiques sur le catalogue de source précédemment construit. Tout d'abord, la figure 4.12 montre la répartition des sources dans le ciel. Les cercles pleins, qui représentent les 53 sources les plus brillantes du catalogue qu'ECLAIRs devrait pouvoir détecter en 20 min (au sens de la sensibilité de l'instrument,

3. Cette simulation utilise la réponse de l'instrument XRT (en mode comptage de photons) disponible sur https://swift.gsfc.nasa.gov/proposals/swift_responses.html.

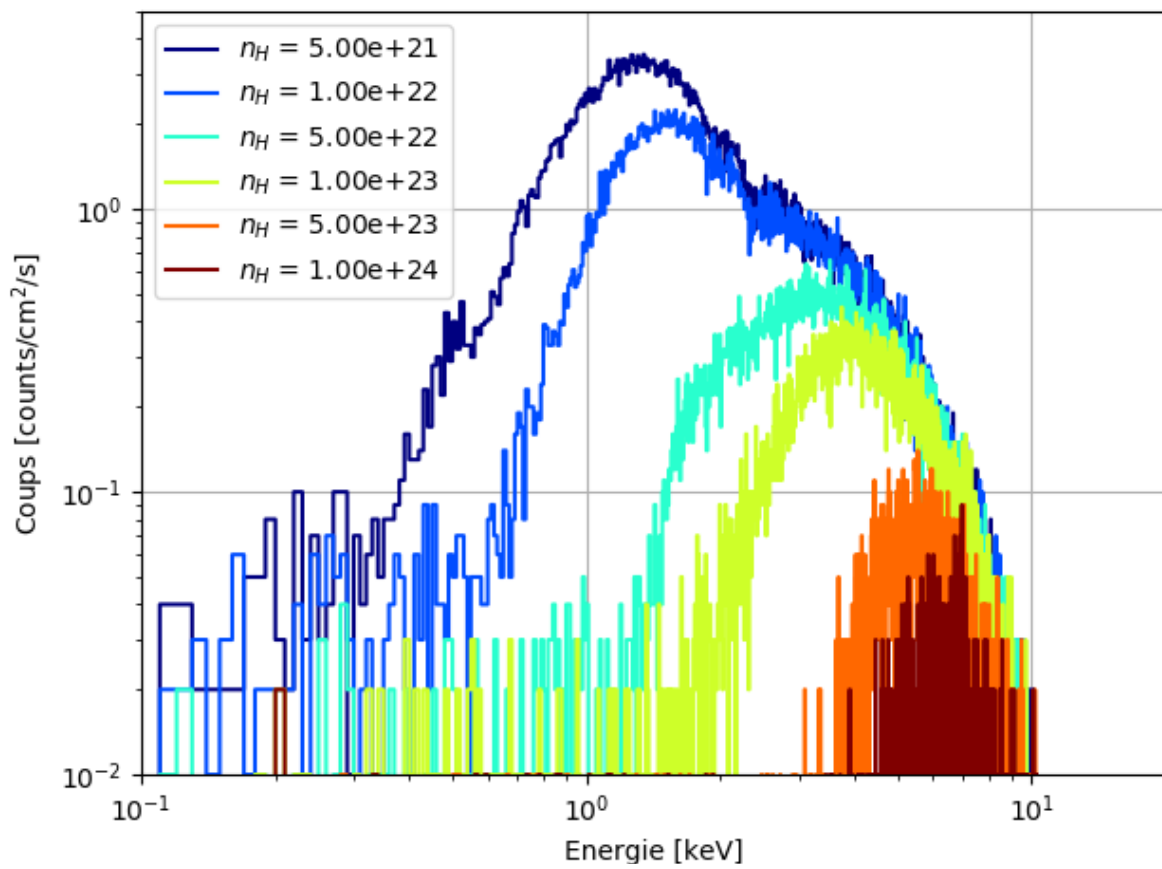


Figure 4.11 – Spectres simulés pour différentes valeurs de l'absorption.

voir 4.3.5), sont regroupés essentiellement dans le plan galactique. Ces sources sont pour la plupart des binaires X accrétaentes dont l'objet compact principal est soit une étoile à neutrons, soit un trou noir. Les sources plus faibles sont en revanche uniformément réparties dans le ciel.

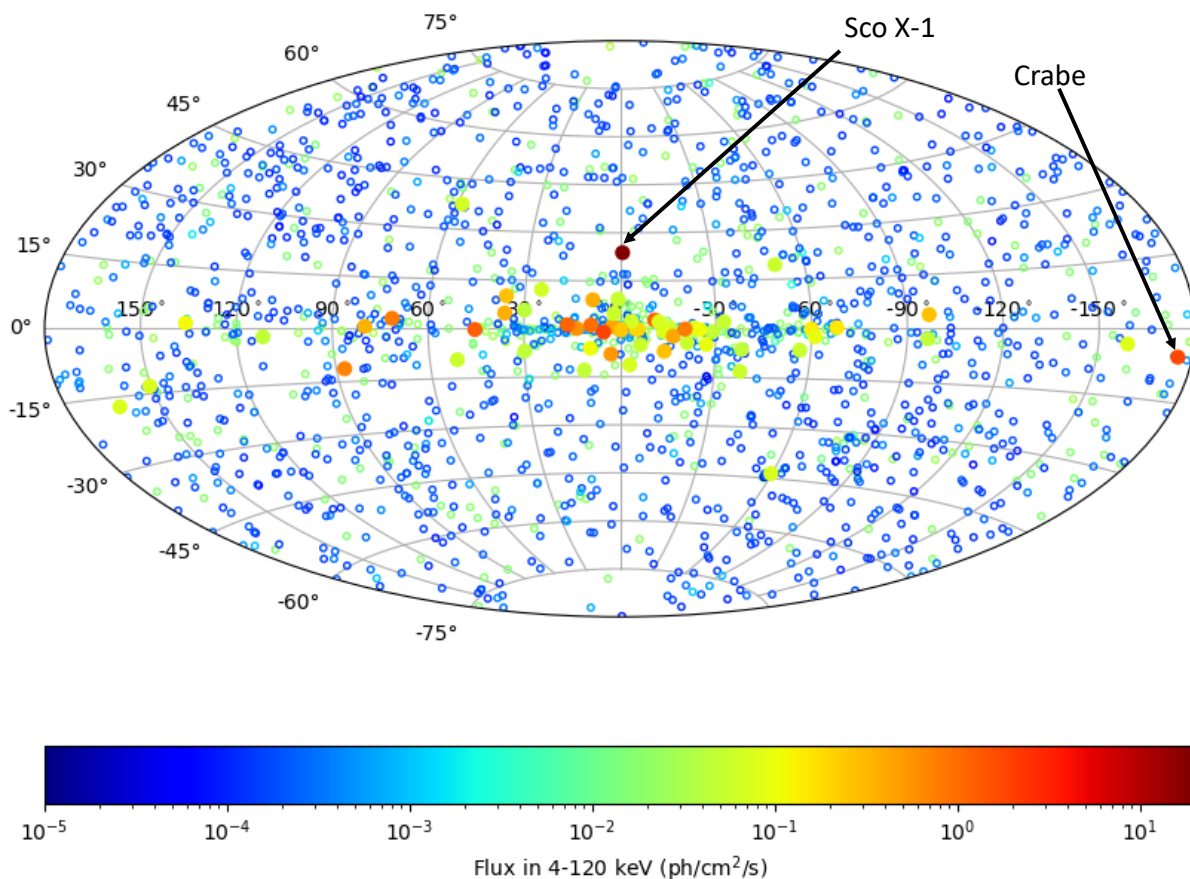


Figure 4.12 – Distribution des sources du catalogue dans le ciel en coordonnées galactiques. Les cercles vides correspondent aux sources du catalogue complet et les cercles pleins correspondent aux sources qui devraient être visibles en 20 min selon la sensibilité attendue d'ECLAIRs. La couleur donne le flux dans la bande d'énergie 4–120 keV en $\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$. Le seuil de détection d'ECLAIRs en 20 min est d'environ $0.05 \text{ ph}/\text{cm}^2/\text{s}$.

La nature de ces sources est donnée dans le tableau 4.2 à partir des informations extraites du catalogue des 105 mois de Swift/BAT (Oh et al., 2018), ou de la base de données Simbad (Wenger et al., 2000) si le type est inconnu dans le catalogue de BAT. La plupart des sources du catalogue sont des galaxies actives (AGN en anglais, soit des quasars, blazars ou des galaxies de type Seyfert) ou des binaires de rayons X. Ces dernières sont les principales sources visibles par ECLAIRs (au sens de sa sensibilité). Dans cette liste, 12 sources appartiennent à la liste des 30 magnétars dressée par Olausen et Kaspi (2014). Ces sources sont des étoiles à neutrons caractérisées par un champ magnétique très intense et émettant des bouffées de photons X et gamma à des intervalles de temps irréguliers (certains sont aussi appelés des *soft gamma repeaters*). Dans le tableau 4.2, ces sources se retrouvent dans les familles des pulsars essentiellement. La détection de ces

sources est intéressante, aussi elles ne sont pas à prendre en compte dans le catalogue des sources risquant de perturber le logiciel de déclenchement d'ECLAIRS. Parmi les 12 sources, seule une figure dans la liste des sources les plus brillantes : XTE J1810-197. Étant également classée dans la famille des sources éruptives par Krimm et al. (2013), elle n'apparaîtra pas dans le catalogue bord et sera donc traitée comme un candidat GRB, détecté avec le même seuil et en suivant la même séquence d'alerte que les sursauts gamma. Dans ce cas, la source sera reconnue comme un magnétar au sol avec ses coordonnées. Le même principe est appliqué pour les sources éruptives présentes dans le tableau 4.6.

Type	Nombre parmi toutes	Nombre parmi les plus brillantes
AGN	1127	2
Amas/groupes de galaxies	52	1
Autres galaxies	9	0
HMXB	135	12
LMXB	132	34
Autres XRB	13	0
Étoiles	114	1
Novæ	29	0
Pulsars	28	1
SNR	11	1
Régions HII/nuages	4	0
Amas d'étoiles	1	0
Inconnues	180	1

Table 4.2 – Nature des sources du catalogue. Les sources les plus brillantes sont celles dont le flux, dans une des quatre bandes, est au-dessus du seuil de détection d'ECLAIRS en 20 min. Acronymes des types : AGN : *active galactic nucleus*; HMXB : *high mass X-ray binary*; LMXB : *low mass X-ray binary*; XRB : *X-ray binary* (dont la nature de l'objet compact n'est pas connue); SNR : *Supernova remnant*.

4.3.4.2 Propriétés spectrales

La figure 4.13 donne les distributions du flux dans le domaine spectral de 4 à 120 keV et celles des paramètres spectraux obtenus à partir des ajustements des spectres reconstruits (section 4.3.3) : α , β et E_{break} . La valeur moyenne de l'indice spectral α est -2.01 ± 0.65 (1σ). Dans l'histogramme de l'énergie de coupure (figure 4.13 en bas à droite), deux groupes sont visibles à $E_{\text{break}} \sim 10$ keV et $E_{\text{break}} \sim 18$ keV. Le dernier groupe correspond aux coupures comprises entre les domaines de MAXI/GSC et de Swift/BAT, il est conforme à une loi de puissance brisée (voir figure 4.10, à droite). Le premier groupe a une valeur de coupure uniquement dans le domaine spectral de MAXI/GSC. Dans cette population, la faible valeur de l'énergie de coupure pourrait, en partie, imiter phénoménologiquement l'effet d'absorption que j'ai négligé. En effet, l'absorption a un effet plus important sur les photons de faible énergie et tend donc à courber la partie basse des

spectres vers des valeurs plus faibles. Les spectres résultants sont donc plus durs : leur indice spectral est plus petit (en valeur absolue) en dessous de l'énergie où l'absorption n'affecte plus le rayonnement. Cette énergie est représentée par E_{break} . La figure 4.11 montre la distribution de la densité de colonne d'hydrogène neutre HI à la position des sources. Le tableau 4.3 donne un résumé du minimum, du maximum, de la moyenne et de l'écart-type de chacune des valeurs précédentes.

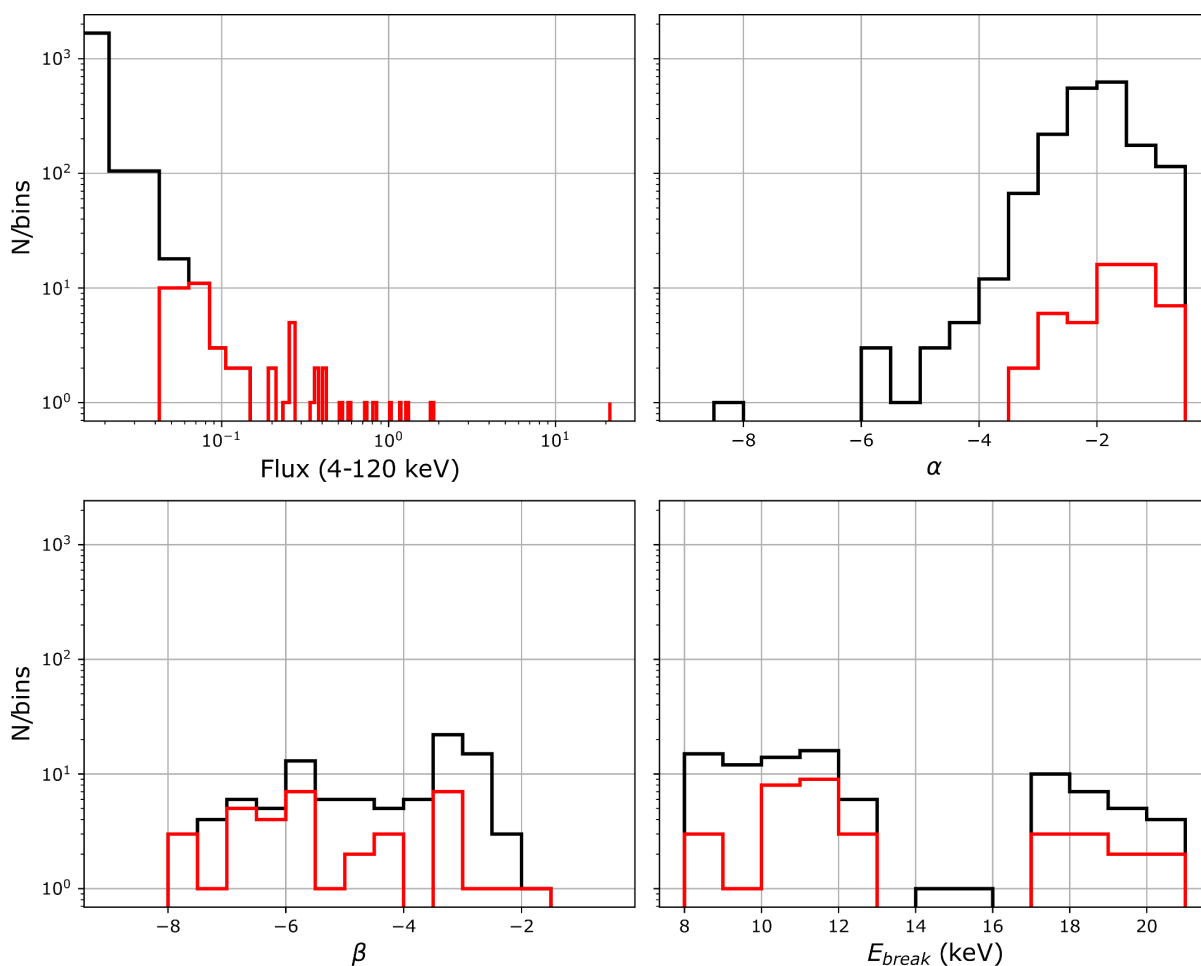


Figure 4.13 – Distribution des paramètres spectraux des sources du catalogue. En haut à gauche : flux dans la bande 4–120 keV ($\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$). En haut à droite : indice spectral α . En bas à gauche : indice spectral β (pour les sources avec un spectre modélisé par une loi de puissance brisée). En bas à droite : énergie de coupure E_{break} (keV, pour les sources avec un spectre modélisé par une loi de puissance brisée). Les histogrammes en noir correspondent au catalogue complet, les histogrammes en rouge correspondent aux 53 sources les plus brillantes (dont le flux, dans une des quatre bandes, est au-dessus du seuil de détection d'ECLAIRs en 20 min).

4.3.5 Sensibilité d'ECLAIRs

Une fois la liste des sources construite et les spectres des sources calculés, je me suis posé la question de savoir quelles sont les sources de cette liste que ECLAIRs serait susceptible de détecter sur une durée maximale de 20 min. La première approche pour

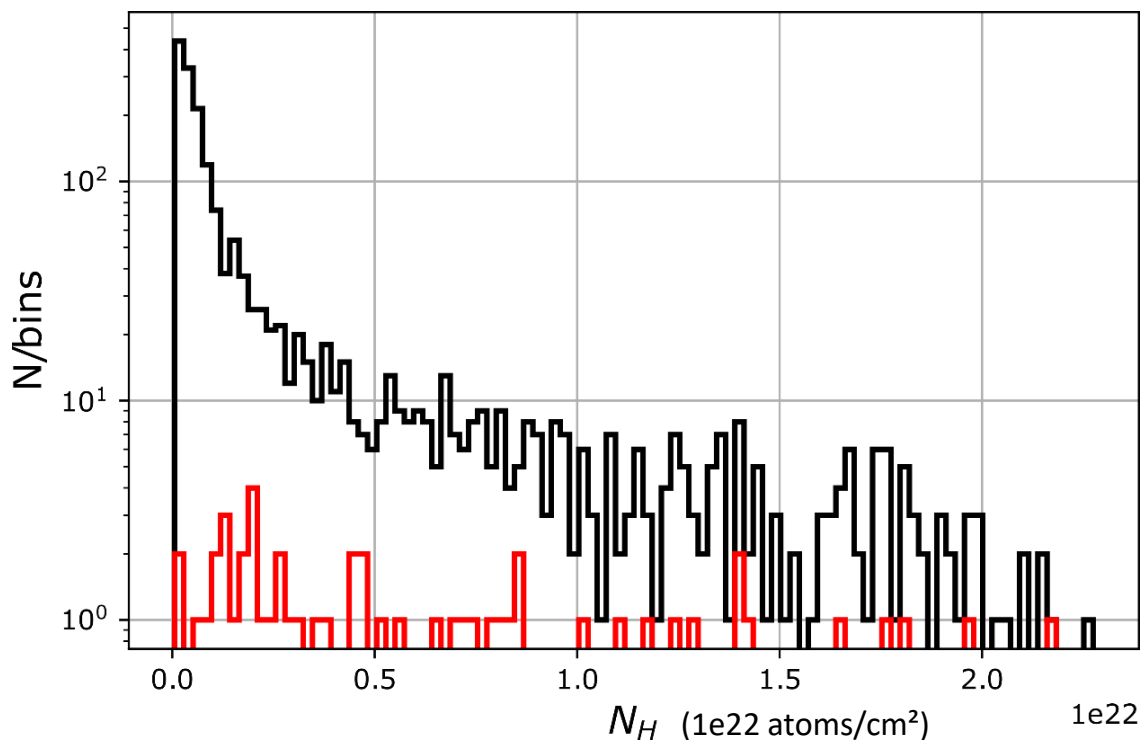


Figure 4.14 – Distribution de la densité de colonne d’hydrogène N_H (en unités de 10^{22} atomes/cm²) aux positions des sources extraites de Bekhti et al. (2016). En noir : catalogue complet, en rouge : 53 sources les plus brillantes (dont le flux, dans une des quatre bandes, est au-dessus du seuil de détection d’ECLAIRS en 20 min).

		F_{4-120} (ph/cm ² /s)	α	β	E_{break} (keV)	N_H (atomes/cm ²)
Toutes les sources	min	0.00	-8.25	-7.74	8.05	6.08e+19
	max	21.16	-0.02	-1.87	22.00	2.27e+22
	mean	0.03	-2.01	-4.46	13.11	2.63e+21
	std	0.51	0.65	1.58	4.18	4.31e+21
53 sources les plus brillantes	min	0.05	-3.17	-7.74	8.10	1.54e+20
	max	21.16	-0.33	-1.87	21.47	2.17e+22
	mean	0.74	-1.61	-5.18	13.64	6.48e+21
	std	2.87	0.60	1.66	4.15	5.64e+21

Table 4.3 – Statistiques des paramètres spectraux des sources du catalogue.

répondre à cette question est de déterminer la sensibilité d’ECLAIRS dans chacune des bandes d’énergie, actuellement prévues dans le logiciel de déclenchement, et de conserver uniquement les sources ayant un flux (obtenu en intégrant le spectre déterminé à partir du flux médian de MAXI/GSC et Swift/BAT) au-dessus de la sensibilité en 20 min.

Afin d’évaluer la sensibilité d’ECLAIRS dans les quatre bandes d’énergies, j’ai simulé dans le modèle d’ECLAIRS 5000 sources fictives. Ces sources sont placées dans le champ de vue totalement codé et caractérisées par une fluence uniformément tirée entre 0 et 110 ph/cm² sur un temps d’exposition uniformément tiré entre 20 s et 20 min. Ces sources

sont ensuite simulées une par une par *ray-tracing*, avec les photons du CXB et le bruit interne (voir section 3.5). Le spectre des sources est supposé être une simple loi de puissance d'indice spectral -2 . Cet indice correspond à l'indice moyen des sources de notre catalogue (voir section 4.3.3). Les images du plan détecteur sont corrigées du CXB avant la déconvolution en suivant la méthode d'ajustement décrite dans le chapitre 5.2.1. Après la correction et la déconvolution, le SNR de la source est obtenu à la position de la source dans l'image du ciel. Pour chaque bande d'énergie, une loi en racine carrée du temps d'exposition t (équation 4.7) est ajustée au nuage des points constitués des sources détectées avec un SNR proche du seuil de détection, entre 6 et 7 (voir 3.4.4). Dans l'équation 4.7, S est la fluence pendant un temps t , et S_1 est la fluence en 1 seconde à la limite de détection. Les résultats pour les quatre bandes d'énergie sont présentés dans la figure 4.15 et le tableau 4.4.

$$S = S_1 \cdot \sqrt{t} \quad (4.7)$$

La sensibilité et les erreurs associées dans les trois premières bandes (qui commencent à 4 keV) sont très proches (≈ 1.8 ph/cm²/s, voir tableau 4.4 pour des valeurs précises). Lorsque la limite inférieure de la gamme d'énergie augmente (et passe de 4 keV à 20 keV), le rapport entre le nombre de photons de la source et le nombre de photons du CXB diminue. En d'autres termes, la contribution relative des sources par rapport au bruit de fond diminue lorsque l'énergie augmente. Ainsi, au-dessus de 20 keV, il faut plus de photons, et donc aussi une fluence plus élevée, pour atteindre le seuil de détection. Cet effet est illustré dans le panneau en bas à droite de la figure 4.15. La sensibilité diminue donc de manière significative au-dessus de 20 keV.

Energy range	S_1 (ph/cm ²)	err (ph/cm ² , 1σ)
4–20 keV	1.895	0.026
4–50 keV	1.823	0.026
4–120 keV	1.792	0.024
20–120 keV	3.855	0.045

Table 4.4 – Limites de sensibilité d'ECLAIRs en 1 s d'exposition dans différentes bandes d'énergie pour une source de spectre en loi de puissance d'indice spectral -2.

Les bandes d'énergie que j'utilise dans cette thèse ne sont pas forcément celles qui seront configurées dans le logiciel de déclenchement. Les bandes qui seront configurées dépendront notamment de la capacité du détecteur et de son électronique à maintenir un seuil bas à 4 keV. S'il s'avère que ce seuil doit être relevé pour filtrer des perturbations (diaphonie entre les pixels par exemple), les bandes d'énergie utilisées pour le déclenchement seront configurées en conséquence, avec un seuil bas supérieur à 4 keV. J'ai donc

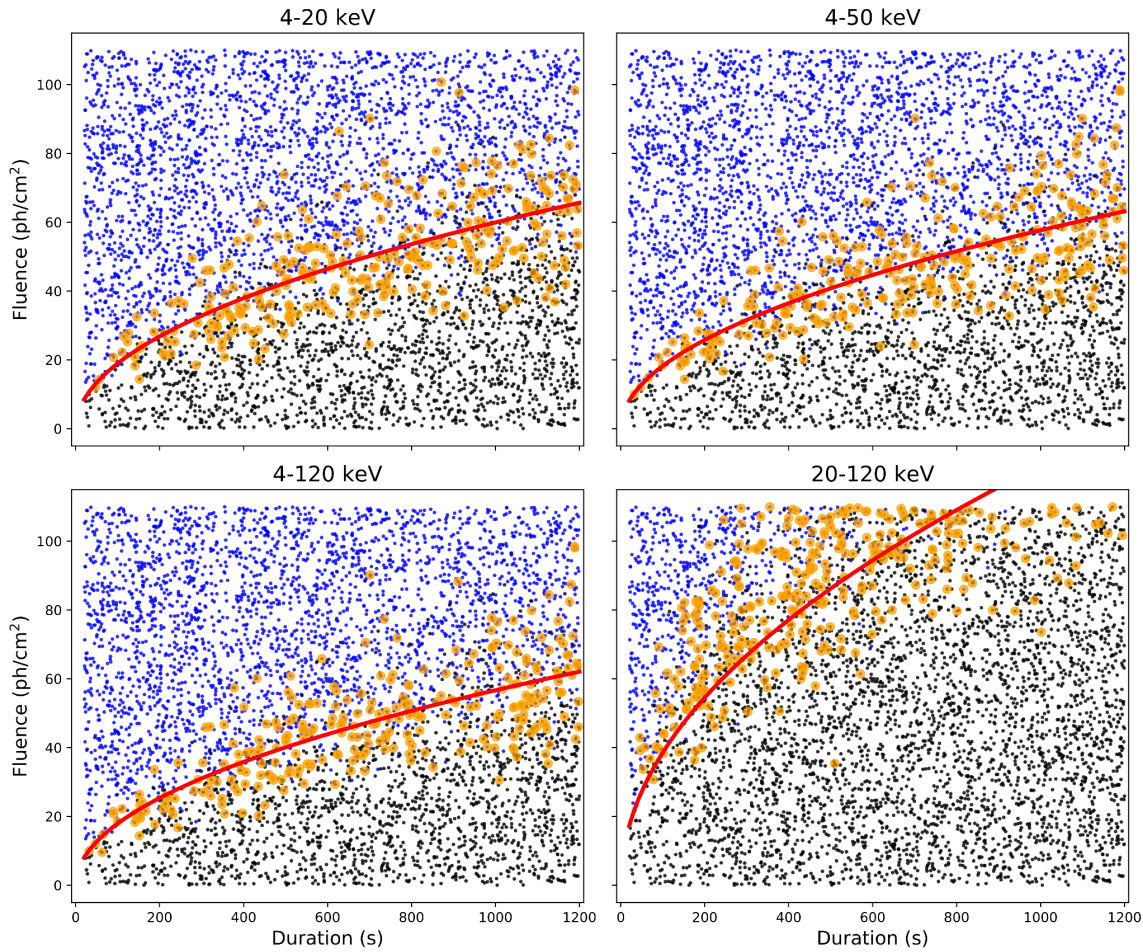


Figure 4.15 – Sensibilité d’ECLAIRS dans différentes bandes d’énergie en fonction du temps d’exposition. Les points bleus correspondent aux sources dont le SNR est de ≥ 6.5 , les points noirs aux sources dont le SNR est de < 6.5 et les points oranges aux sources avec un SNR de $6 \leq \text{SNR} < 7$ utilisés pour ajuster la loi de sensibilité de l’équation 4.7 (courbe rouge).

d’étudié la sensibilité dans une bande $E_{\text{low}}-120$ keV avec la borne basse E_{low} variant de 4 keV à 25 keV. Pour cela j’ai reproduit les simulations précédentes avec différentes valeurs de E_{low} . Les plan fluence-durée d’exposition correspondants sont donnés sur la figure 4.16. Sur ces courbes, on peut voir que les événements détectés (les points bleus) se regroupent dans le coin supérieur gauche à mesure que la valeur de E_{low} augmente, c’est à dire que la limite de sensibilité augmente avec cette valeur. L’évolution de la limite de sensibilité (en 1 s) est présenté sur la figure 4.17. Une fonction affine $S_1 = A \cdot E_{\text{low}} + B$ ajustée avec les différentes limites de sensibilités en 1 s permet d’établir une relation entre ces deux grandeurs avec $A = 0.129 \pm 0.005$ ph/cm²/keV et $B = 1.352 \pm 0.053$ ph/cm². Augmenter le seuil bas de déclenchement de 4 à 10 keV porterait donc la limite de sensibilité à des sources typiquement 30% plus intenses.

La sensibilité que j’ai calculée ne peut pas être considérée comme une valeur de sensibilité absolue pour ECLAIRS. En effet, ces valeurs de sensibilité sont calculées uniquement dans le champ de vue totalement codé (0.15 sr). Dans le champ de vue partiellement codé,

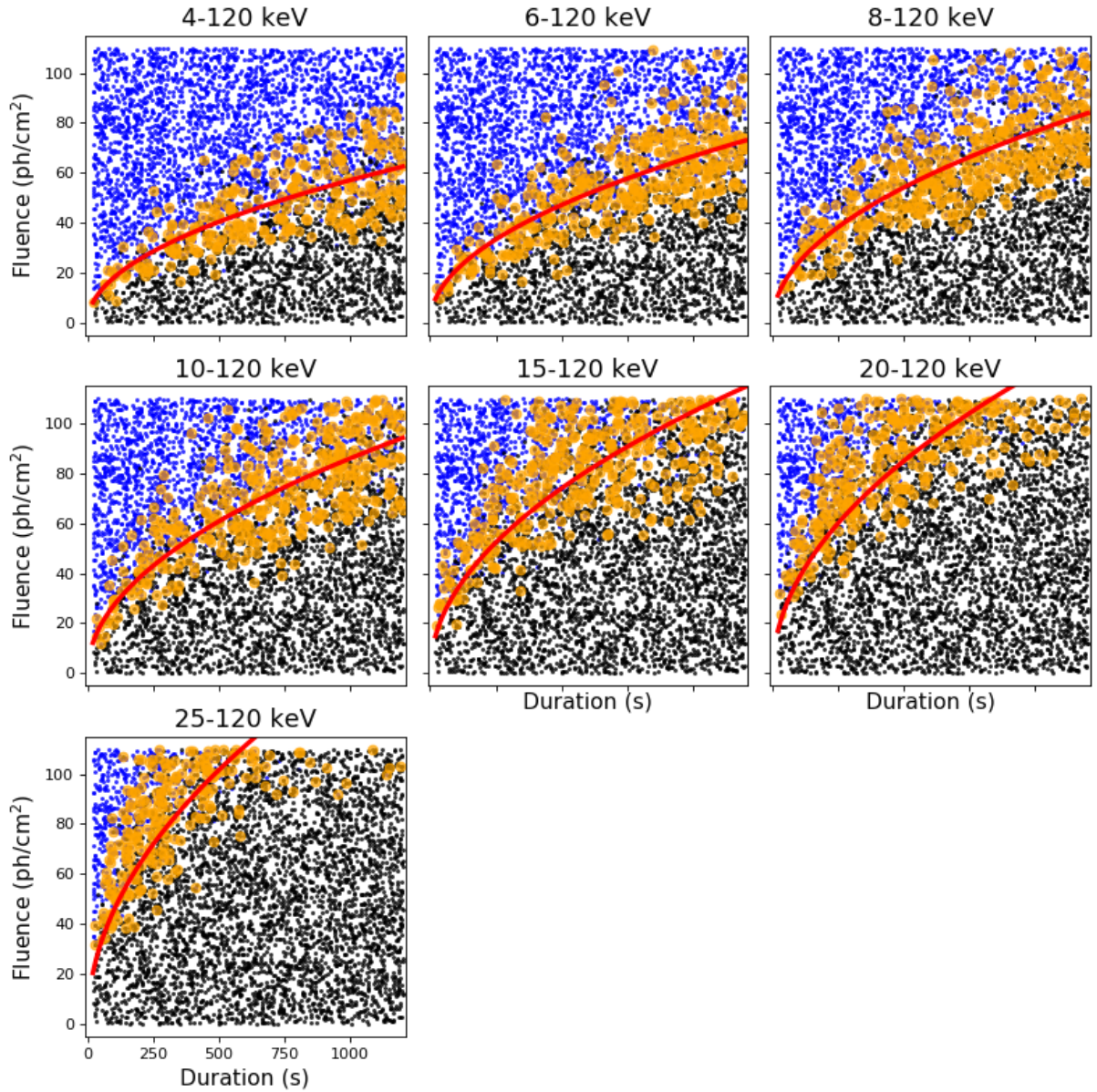


Figure 4.16 – Sensibilité d'ECLAIRs dans différentes bandes d'énergie $E_{\text{low}}-120$ keV, en fonction du temps d'exposition. Les points bleus correspondent aux sources dont le SNR est de ≥ 6.5 , les points noirs aux sources dont le SNR est < 6.5 et les points oranges aux sources avec un SNR tel que $6 \leq \text{SNR} < 7$ utilisés pour ajuster la loi de sensibilité de l'équation 4.7 (courbe rouge).

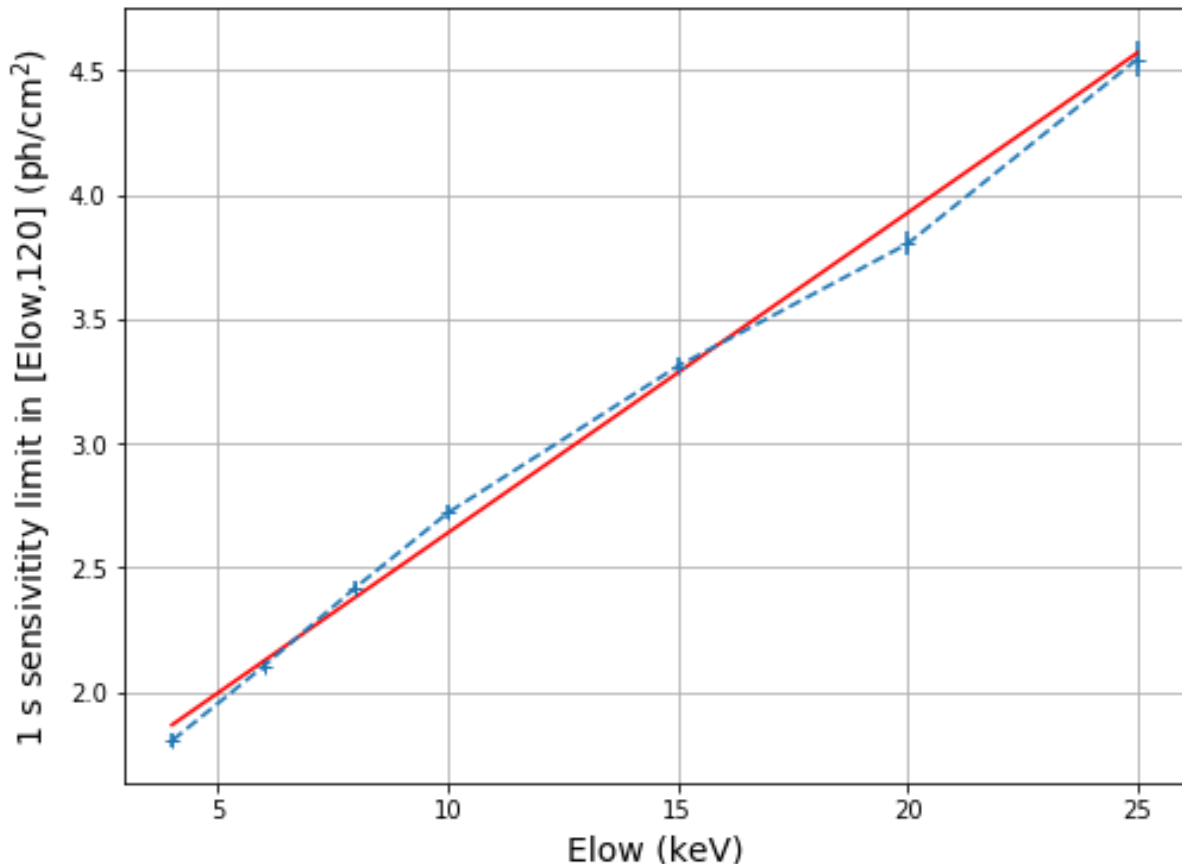


Figure 4.17 – Limites de sensibilité d'ECLAIRS en 1 s d'exposition dans différentes bandes d'énergie E_{low} –120 keV en fonction de E_{low} . La courbe rouge correspond à l'ajustement de la série de points par une fonction affine de E_{low} .

la surface du détecteur éclairée par une source est réduite et la sensibilité diminue, toute chose étant égale par ailleurs. Ensuite, la sensibilité dépend du bruit de fond et de sa correction ainsi que du spectre de la source. C'est pourquoi la sensibilité mesurée pendant les opérations en vol peut être différente de celle que j'ai évaluée ici.

Toutefois, ces sensibilités me permettent d'extraire la liste des sources connues qui peuvent être détectées dans l'une des quatre bandes d'énergie considérées pour un temps d'observation maximum de 20 min. Cependant, même si ces sensibilités aident à estimer quelles sources seront visible par ECLAIRs, elles ne peuvent pas remplacer une simulation complète de toutes les sources dans le modèle ECLAIRs. Une telle simulation (voir section 4.3.8) est nécessaire pour définir précisément la liste des sources qui doivent être systématiquement prises en compte dans le processus de correction dans l'algorithme d'imagerie et/ou inscrites dans le catalogue embarqué.

4.3.6 Influence des sources dans l'image du détecteur

Afin d'étudier l'influence des sources de rayons X connues sur le niveau de bruit de fond d'ECLAIRs, j'ai simulé l'imagerie du télescope pour différentes directions de pointage dans le ciel. Comme je l'ai montré sur la figure 4.12, la distribution des sources brillantes n'est pas isotrope dans le ciel, aussi je m'attends à ce que la contribution des sources au bruit de fond global soit dominant dans le plan et le centre galactique et plus faible en direction des pôles. Ainsi, j'ai tiré aléatoirement et de manière isotrope 10000 positions de pointage dans le ciel. La direction de pointage est la direction de l'axe optique du télescope ECLAIRs. Chaque pointage est caractérisé par une coordonnée dans le ciel (longitude et latitude) et l'angle de roulis du satellite est fixé à 0° . Les sources sont supposées persistantes avec un flux égal à celui obtenu en intégrant le spectre dans une bande maximale de 4–150 keV. Les photons provenant de sources sans contrepartie Swift/BAT seront rejetés au-dessus de 20 keV, tandis que les photons provenant de sources sans contrepartie MAXI/GSC (présents uniquement dans le catalogue des 105 mois de BAT) seront rejetés en dessous de 14 keV.

Pour chaque pointage, je sélectionne la liste des sources dans le champ de vue du télescope d'ECLAIRs à partir de notre catalogue. Les positions en coordonnées équatoriales des sources présentes dans le champ de vue sont ensuite converties en coordonnées locales dans le référentiel d'ECLAIRs. Chaque source est projetée par *ray-tracing* à partir de ses coordonnées locales avec un temps d'exposition de 20 min. Pour chaque image du détecteur correspondant à chacun des 10000 pointage je calcule le nombre de coups détectés par seconde sur le détecteur pour obtenir le taux de comptage. Les cartes donnant ce taux en fonction de la direction de pointage dans le ciel sont présentées sur la figure 4.18 pour les quatre différentes bandes d'énergie. Dans ces cartes, j'ai indiqué certaines régions du ciel qui seront examinées plus en détail dans la suite. La zone centrale où les taux les plus

élevés sont atteints correspond au centre galactique et à la région Sco X-1.

Cette simulation est réalisée en partageant la liste des 10000 pointages, préalablement établie, en plusieurs processus s'exécutant en parallèles sur une machine de calcul de l'IRFU (*iclust*). Pour construire les cartes du ciel, j'ai utilisé la librairie python healpy⁴ qui permet de grouper les 10000 positions en pixels de même angle solide et d'afficher la carte du ciel en projection de Mollweide. Ici les taux de comptage obtenus lors de chaque pointage sont groupés dans un pixel en faisant la moyenne des taux de comptages pour les pointages contenus dans un pixel donné. Les pixels blancs correspondent aux régions ne comprenant aucune des 10000 positions étudiées. Les méridiens et les parallèles sont séparés les uns des autres de 30°.

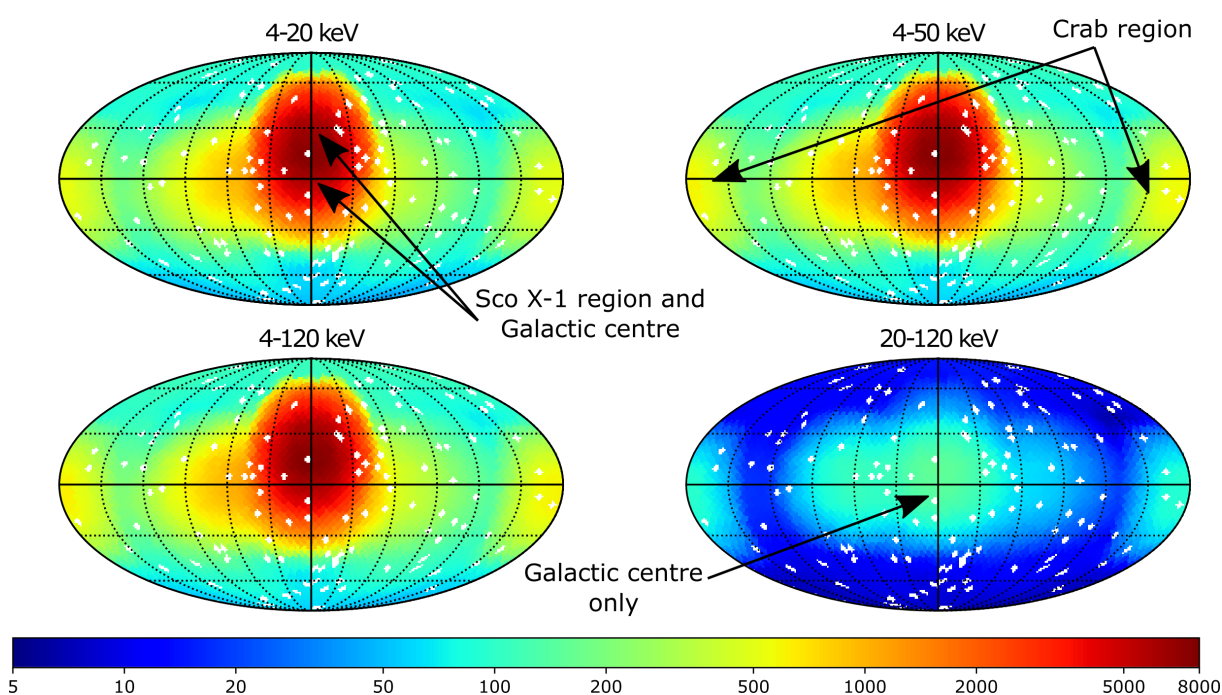


Figure 4.18 – Contribution des sources du catalogue au niveau de bruit de fond : nombre de coups par seconde en fonction de la direction de pointage dans le ciel en coordonnées galactiques (longitude croissante de droite à gauche) Les quatre cartes correspondent aux quatre bandes d'énergie actuellement définies pour l'algorithme du déclenchement.

Sur la figure 4.18, on remarque d'abord que le taux de comptage ajouté par les sources est assez variable en fonction de la direction de pointage, entre environ 100 coups/s près des pôles galactiques à environ 5000 coups/s près du centre galactique et de Sco X-1 (4–120 keV). À titre de comparaison, le CXB contribue au niveau de bruit de fond pour environ 3000 coups/s dans la bande 4–120 keV. La contribution des sources est dominante dans les trois premières bandes, c'est-à-dire 4–20, 4–50 et 4–120 keV, tandis que dans la dernière bande, au-dessus de 20 keV, elle est beaucoup moins importante. En raison de son spectre de loi de puissance brisé et de son indice spectral de haute énergie de -5.8 au-dessus de 10 keV environ, la contribution de Sco X-1 disparaît dans la bande 20–120 keV.

4. <https://healpy.readthedocs.io>

Le tableau 4.5 donne le taux de comptage moyen et son écart-type pour les différentes bandes d'énergie considérées et les différentes zones du ciel. Le rapport du taux moyen entre les pointages dans la loi B1 et en dehors de la loi B1 est de ≈ 11.1 pour les trois premières bandes et ≈ 4.3 pour la bande 20–120 keV. A l'intérieur de la loi B1, le taux de comptage ajouté par les sources reste négligeable par rapport au CXB, alors qu'à proximité du centre galactique et de Sco X-1, la contribution des sources est dominante. En dehors de la loi B1, le taux est sujet à une grande dispersion. La cause principale est la présence de la source Sco X-1. En excluant les pointages dans des directions séparées de moins de 60° par rapport à la position de Sco X-1, la moyenne et l'écart-type du taux de comptage diminue (voir la dernière colonne du tableau 4.5). La dispersion résiduelle est la conséquence des régions très différentes dans cette zone (en dehors de la loi B1 et de Sco X-1) avec un taux de comptage (dans les bandes commençant à 4 keV) d'environ 1000 coups/s dans la région de GRS 1915+105 et de Cygnus X-1, environ 500 coups/s dans la région du Crabe et environ 100 coups/s ailleurs.

Énergie	Dans la loi B1	Hors de la loi B1	Hors de la loi B1 et loin de Sco X-1
4–20 keV	77.2 ± 17.3	899.1 ± 1534.1	250.8 ± 177.8
4–50 keV	85.5 ± 19.0	937.6 ± 1557.6	278.9 ± 195.7
4–120 keV	88.0 ± 19.6	946.1 ± 1561.0	285.8 ± 200.5
20–120 keV	10.8 ± 2.4	47.0 ± 36.0	35.0 ± 25.0

Table 4.5 – Moyenne et écart-type (1σ) des contributions des taux de comptage des sources pour les quatre bandes d'énergie considérées et pour différentes zones du ciel (en coups/s sur le plan de détection d'ECLAIRS). Pour la dernière colonne, les pointages dans des directions séparées de moins de 60° par rapport à la position de Sco X-1 sont exclus.

4.3.7 Influence des sources dans l'image du ciel

Pour estimer l'influence des sources sur les images du ciel obtenue après déconvolution, j'ai utilisé les mêmes 10000 positions de pointage dans le ciel que précédemment. Pour chacune de ces positions, j'ai généré par *ray-tracing* 64 images du plan détecteur de 20.48 s chacune en ajoutant également les photons du CXB et le bruit de fond interne. Les 64 shadowgrammes sont déconvolués et les 64 images du ciel (chacune avec une exposition de 20.48 s) sont additionnées pour construire toutes les échelles de temps ($20.48 \times 2^{n-1}$ s avec $n = 1..7$) pour atteindre le temps maximal de ~ 20 min (1310.72 s), de la même façon que cela sera fait à bord par le *trigger* image. Pour mettre en évidence l'influence des sources, je ne procède pas à la correction du bruit de fond (ni des sources ni du CXB). Notamment, comme je l'ai présenté au début de ce chapitre, l'écart-type du SNR dans une image du ciel permet de quantifier la qualité de l'image. Une image parfaitement corrigée de tout bruit de fond non plat est caractérisée par une distribution du SNR gaussienne avec un écart-type de 1 (voir 4.2).

Les figures 4.19 et 4.20 montrent l'écart-type du SNR en fonction de la position de pointage pour les images du ciel de 20 s et 20 min. Dans ces images du ciel, la forme du CXB non corrigée avant la déconvolution contribue également à élargir un peu la distribution du SNR : dans les images d'exposition de 20 s, le CXB non corrigé entraîne un écart-type de ~ 1 pour la distribution du SNR, donc aucun nettoyage du CXB n'est nécessaire pour les échelles plus courtes, tandis que l'écart-type augmente avec le temps d'exposition et atteint ~ 2.8 dans la plus longue échelle de 20 min (4–120 keV, voir figure 4.3).

Dans les images du ciel en 20 s (figure 4.19), pour les pointages dans la loi B1, l'écart-type du SNR est proche de 1 dans les quatre bandes. Un tel écart-type convient pour détecter de nouvelles sources dans les images du ciel avec un faible bruit de codage et un seuil en SNR de 6.5 (voir section 3.4.4). Cependant, à proximité du centre galactique et près de Sco X-1, l'écart-type du SNR atteint ~ 10 dans les bandes d'énergie commençant à 4 keV et n'est plus compatible avec un seuil de détection des nouvelles sources de 6.5. Dans la bande d'énergie 20–120 keV, en 20 s, l'écart-type est proche de 1 pour toutes les directions du ciel (le maximum atteint ≈ 1.1 dans le centre galactique).

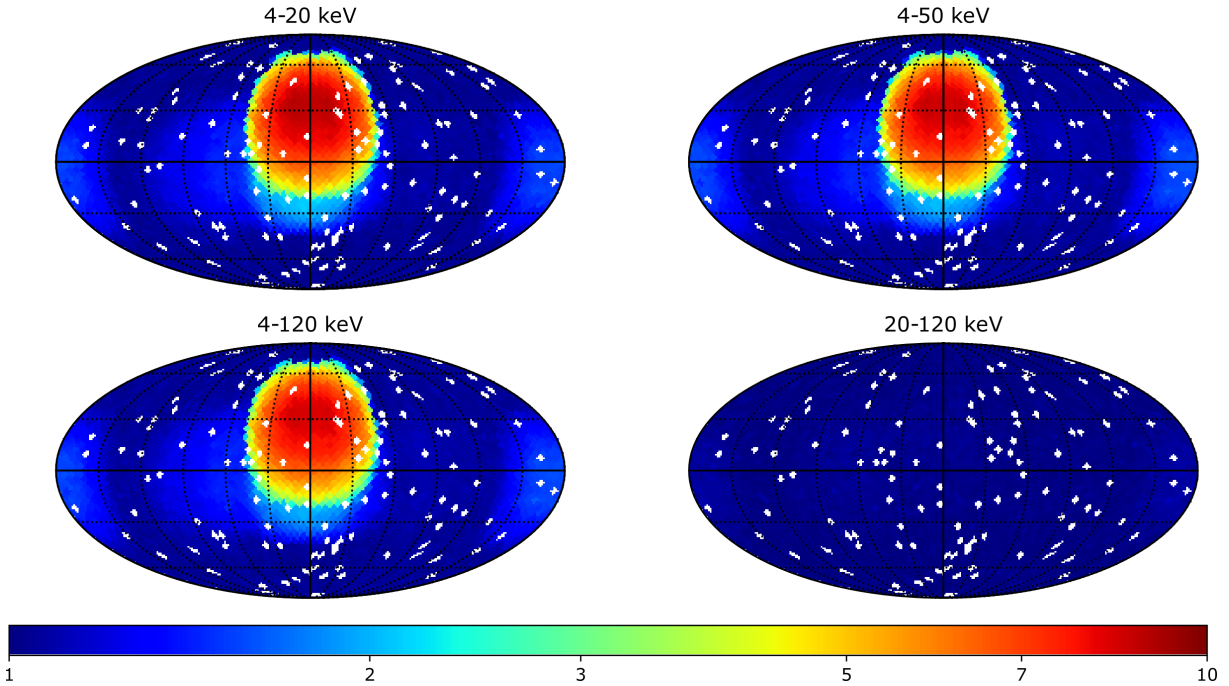


Figure 4.19 – Influence des sources du catalogue sur les images du ciel : écart-type de la distribution du SNR dans les images du ciel de 20 s selon la direction de pointage dans le ciel en coordonnées galactiques (longitude croissante de droite à gauche). Les quatre cartes correspondent aux bandes d'énergie prévues pour l'algorithme de déclenchement embarqué.

Dans les images du ciel en 20 min (figure 4.20), pour les pointages selon la loi B1, l'écart-type moyen du SNR est de ≈ 2.8 dans les trois premières bandes et de ≈ 1.5 dans la bande 20–120 keV. A proximité du centre galactique et près de Sco X-1, l'écart-type du SNR atteint ~ 70 dans les bandes d'énergie commençant à 4 keV et ~ 2 dans la bande

20–120 keV. Dans tous les cas, un écart-type du SNR aussi élevé n’est pas compatible avec un seuil de détection des nouvelles sources en SNR de 6.5. Dans ces régions du ciel, sans correction des sources, le seuil de détection devrait être porté à des niveaux beaucoup plus élevés.

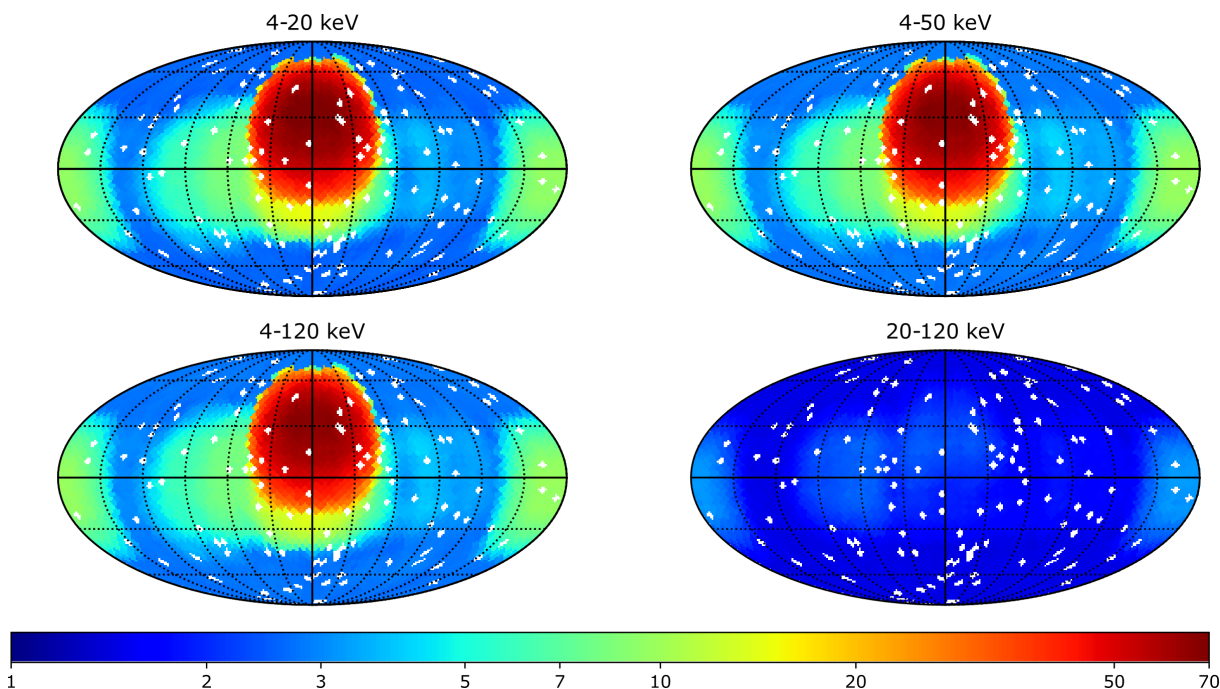


Figure 4.20 – Influence des sources du catalogue sur les images du ciel : écart-type de la distribution du SNR dans les images du ciel de 20 min selon la direction de pointage dans le ciel en coordonnées galactiques (longitude croissante de droite à gauche). Les quatre cartes correspondent aux bandes d’énergie prévues pour l’algorithme de déclenchement embarqué.

4.3.8 SNR typique des sources

Après avoir montré l’influence des sources dans les images du ciel, je propose une autre méthode que la sensibilité pour déterminer quelles sources sont susceptibles d’être détectés par ECLAIRs et nécessiteront d’être traitées par le logiciel de déclenchement afin de limiter le plus possible leur influence.

Pour cela, je définis le « SNR typique » d’une source comme étant le SNR obtenu à partir de sa simulation dans le pixel central du champ de vue d’ECLAIRs en utilisant le spectre médian de la source préalablement déterminé (voir section 4.3.3) avec seulement le CXB et sans aucune autre source présente dans le champ de vue. Ce SNR typique est la limite supérieure attendue pour le SNR de la source (considérée comme persistante au niveau de son flux médian), car il est déterminé dans une situation très favorable⁵ : dans la partie du champ de vue ayant la meilleure sensibilité et sans les perturbations

5. Si la Terre masque quasiment la moitié du champ de vue, alors la contribution du CXB est amoindrie, et la situation est encore plus favorable.

possibles d'autres sources. Le SNR typique est donné par la figure 4.21 pour toutes les sources atteignant un $\text{SNR} > 6.5$ en 20 min et pour les quatre bandes d'énergie prévues. Le CXB est corrigé en suivant la méthode décrite dans la section 5.2.1.

La grande significativité des points vient du fait que les sources sont simulées au centre du champ de vue. Une diminution de 15% du SNR est à considérer lorsque la position de la source varie à l'intérieur du champ de vue totalement codé pour toutes les bandes d'énergie et toutes les échelles de temps. Cette dispersion résulte de la différence de sensibilité à l'intérieur d'un pixel du ciel (la meilleure sensibilité est obtenue lorsque la source se trouve au centre d'un pixel du ciel).

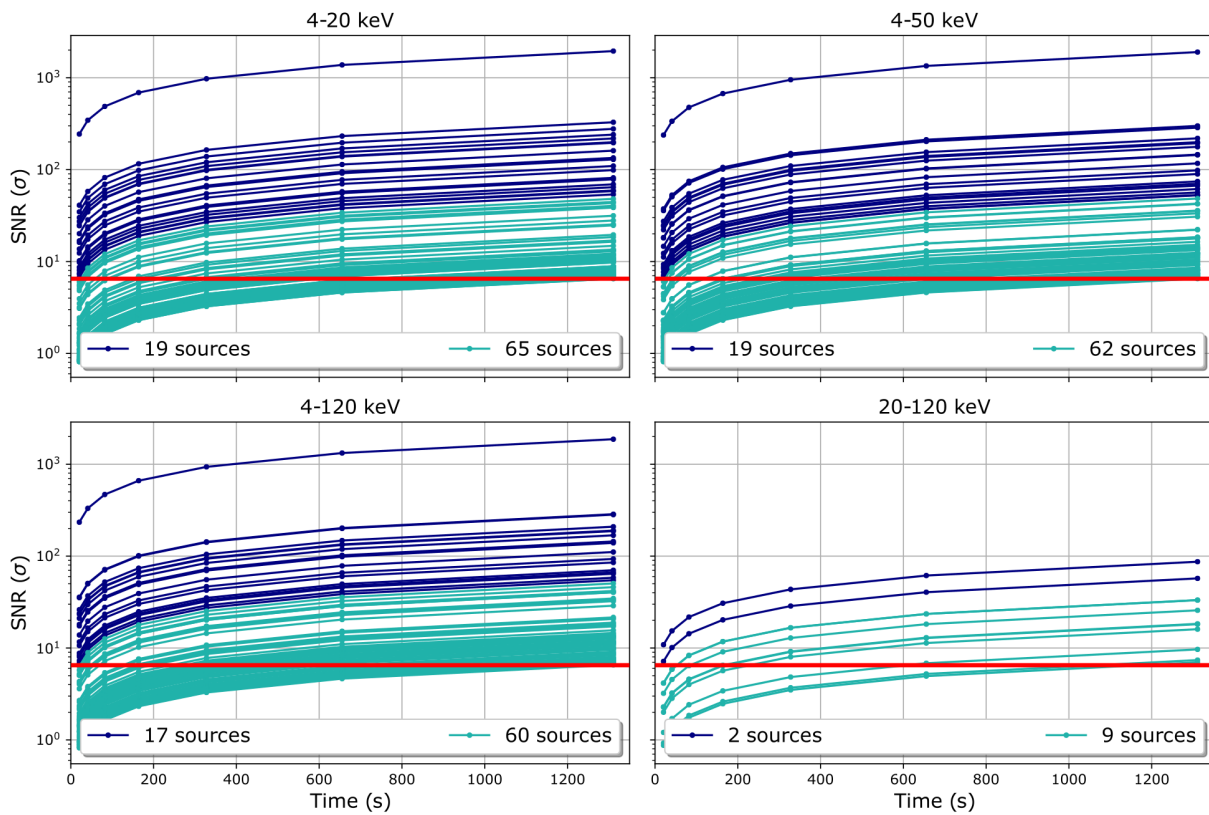


Figure 4.21 – SNR typique des sources du catalogue obtenu après simulation de chaque source au centre du champ de vue pour les 4 bandes d'énergies prévues. Les courbes bleues foncées (respectivement cyan) correspondent aux sources avec un $\text{SNR} > 6.5$ en 20 s (respectivement 20 min). La ligne rouge correspond au seuil en SNR de 6.5.

Dans les quatre bandes d'énergie, on trouve respectivement 84, 81, 77 et 11 sources avec un SNR typique supérieur à 6.5 en 20 min. Au total, 89 sources ont un SNR typique supérieur à 6.5 en 20 minutes dans au moins une des quatre bandes. Pour ces sources, le SNR typique est donné dans le tableau 4.6. Le nombre de sources dans ce tableau est supérieur au nombre estimé avec la méthode de la sensibilité (qui en trouvait 53). En effet, la sensibilité a été déterminée pour un spectre spécifique (loi de puissance simple d'indice -2) avec un ajustement de nombreux points dans le plan fluence-durée (voir figure 4.15). En outre, pour calculer la sensibilité, les sources fictives n'ont pas nécessairement

été simulées au centre d'un pixel du champ de vue. Ainsi, il est possible qu'une source (potentiellement avec un spectre différent) produise un SNR typique supérieur à 6.5 même si son flux est légèrement inférieur à la limite de sensibilité.

Sur la figure 4.21, il est possible d'observer que l'évolution du SNR typique en fonction du temps d'exposition est la même pour toutes les sources. En effet, le SNR typique d'une source, déterminé au centre du pixel central du champ de vue et dans une bande d'énergie donnée, ne dépend que du nombre de photons projeté. En normalisant le SNR typique d'une source par la valeur obtenue pour cette source en 20 min, l'évolution du SNR typique en fonction du temps d'exposition se simplifie en une même loi racine en carrée pour toutes les sources. Ainsi, il est possible de retrouver le SNR typique d'une source à toutes les échelles de temps en connaissant seulement la valeur en 20 min et en utilisant l'équation 4.8.

$$\text{SNR}(t) = \text{SNR}(20\text{min}) \times \sqrt{\frac{t}{20\text{min}}} \quad (4.8)$$

Le SNR typique est déterminé pour une source au centre du pixel central du champ de vue. Toutefois, le SNR atteint par une source dépend de la position de cette source dans le ciel. Pour illustrer cet effet, j'ai déterminé par simulation le SNR atteint par le Crabe au centre de chacun des 40000 pixels du ciel. Le résultat est donné sur la figure 4.22 (à gauche). L'image montre que dans le champ de vue totalement codé, le SNR reste quasiment constant et qu'il diminue en direction des bords et des coins dans le champ de vue partiellement codé. Ce tableau pourrait permettre d'évaluer le SNR à chaque position du ciel à partir du SNR typique au centre du champ de vue. Cependant, cette simulation a été réalisée sans la Terre dans le ciel, hors quand la Terre occulte une fraction du champ de vue en laissant visible une source, le SNR de cette source peut se trouver augmenté car la Terre masque alors une partie du CXB.

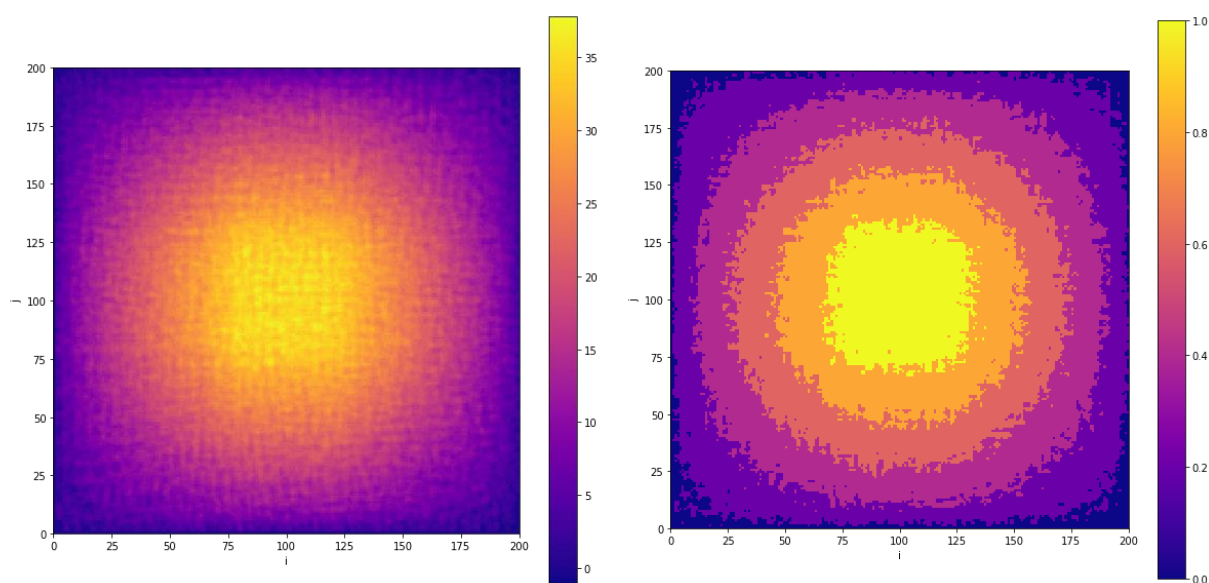


Figure 4.22 – A gauche : SNR atteint par le Crabe au centre de chacun des 40000 pixels du ciel (simulation dans 4–120 keV, le même bruit de fond est utilisé pour les 40000 positions et corrigé par ajustement, voir section 5.2.1). A droite : SNR normalisé par le SNR moyen du Crabe dans le champ de vue totalement codé (34.7). L'échelle de couleur groupe les valeurs de SNR dans des intervalles allant de 0.1 à 1.1 par pas de 0.2. A chaque couronne correspond un facteur de correction applicable au SNR typique : 1, 0.8, 0.6, 0.4, 0.2, 0 (du centre vers les coins).

Table 4.6 – Liste des 89 sources les plus brillantes du catalogue (ordonnées en fonction du flux médian dans 4–120 keV). β et E_{break} sont donnés seulement pour des sources dont le spectre est ajusté par une loi de puissance brisée. Acronymes des types de sources : ClG (amas de galaxies), HMXB (*high mass X-ray binary*), LMXB (*low mass X-ray binary*), SNR (vestige de supernova), X (autre source de rayons X-ray). Classe de variabilité issues de [Krimm et al. \(2013\)](#) : S (constante), V (variable), P (périodique), O (*outburst*), les sources sans indication de classe sont des sources non détectées par le programme de surveillance du ciel de BAT ou alors détectées après 2013.

Nom	Ra deg	Dec deg	F_{4-120} ph/s/cm ²	α	β	E_{break} keV	Type	Classe	SNR 4–20 keV		SNR 4–50 keV		SNR 4–120 keV		SNR 20–120 keV	
									20s	20min	20s	20min	20s	20min	20s	20min
Sco X-1	244.98	-15.64	21.157	-1.74	-5.89	10.59	LMXB	V	243.69	1949.53	237.73	1901.84	234.06	1872.49	6.17	49.37
GX 5-1	270.29	-25.08	1.853	-1.49	-6.88	11.11	LMXB	V	40.96	327.65	37.4	299.2	35.74	285.92		
Crab	83.63	22.01	1.793	-2.19			SNR	S	34.7	277.57	35.8	286.42	35.34	282.77	10.86	86.92
GX 349+2	256.44	-36.42	1.304	-1.48	-6.56	11.33	LMXB	V	30.06	240.46	27.39	219.09	26.13	209.05		
GRS 1915+105	288.8	10.95	1.287	-2.61			LMXB	V	24.85	198.79	24.22	193.79	23.41	187.29	4.15	33.22
GX 17+2	274.01	-14.04	1.167	-1.44	-5.78	10.95	LMXB	V	27.29	218.31	24.87	198.99	23.71	189.72		
GX 9+1	270.38	-20.53	1.022	-1.43	-7.67	11.66	LMXB	S	24.49	195.95	22.14	177.12	21.06	168.5		
Cyg X-1	299.59	35.2	0.832	-1.97			HMXB	V	16.77	134.18	18.06	144.5	18.05	144.43	7.16	57.26
GX 340+0	251.45	-45.61	0.822	-1.08	-6.11	10.43	LMXB	V	20.11	160.86	18.23	145.81	17.41	139.28		
Cyg X-2	326.17	38.32	0.724	-1.87	-5.84	10.29	LMXB	V	16.14	129.16	14.62	116.96	13.85	110.85		
GX 13+1	273.63	-17.16	0.574	-1.52	-6.71	10.63	LMXB	V	13.68	109.48	12.27	98.15	11.65	93.22		
Sgr X-4	275.92	-30.36	0.51	-1.62	-5.45	11.74	LMXB	V	12.36	98.86	11.19	89.56	10.65	85.23		
GX 3+1	266.98	-26.56	0.415	-1.51	-6.81	11.82	LMXB	V	10.18	81.41	9.29	74.36	8.78	70.24		
4U 1705-440	257.23	-44.1	0.405	-1.42	-5.99	10.45	LMXB	V	9.81	78.46	8.77	70.13	8.33	66.63		
Ser X-1	279.99	5.04	0.362	-3.03	-6.44	17.47	LMXB	S	7.3	58.42	6.58	52.62	6.27	50.16		
GX 9+9	262.93	-16.96	0.36	-1.74	-7.09	12.16	LMXB	S	8.65	69.17	7.68	61.46	7.27	58.21		
Cyg X-3	308.11	40.96	0.346	-1.68	-3.22	18.7	HMXB	V	8.05	64.38	8.38	67.05	8.04	64.31	2.29	18.34
MAXI J1820+070	275.09	7.19	0.274	-1.46			LMXB		7.42	59.33	6.62	52.99	6.3	50.43		
H 1735-444	264.74	-44.45	0.272	-2.34	-5.97	17.27	LMXB	V	6.05	48.44	5.55	44.37	5.23	41.81		
Vela X-1	135.53	-40.55	0.269	-0.84	-3.34	20.09	HMXB	V	6.01	48.1	7.06	56.46	6.83	54.63	3.21	25.72
SAX J1747.0-2853	266.76	-28.88	0.269	-2.74			LMXB	O	5.57	44.56	5.33	42.68	5.05	40.42		
Sgr A*	266.42	-29.01	0.265	-2.51			X	S	5.42	43.34	5.29	42.32	5.04	40.34	0.87	6.99
1A 1742-294	266.52	-29.51	0.253	-0.92	-5.59	9.37	LMXB	V	6.71	53.72	6.06	48.47	5.74	45.96		
H 1730-333	263.35	-33.39	0.202	-1.27	-6.87	10.04	LMXB	O	5.04	40.36	4.44	35.55	4.19	33.53		
GX 354-0	262.99	-33.83	0.199	-1.3	-3.09	8.1	LMXB	V	4.83	38.64	4.48	35.86	4.32	34.6		
Cen X-3	170.31	-60.62	0.147	-1.23	-4.8	18.33	HMXB	V	3.94	31.5	3.84	30.77	3.61	28.86		
GX 301-2	186.66	-62.77	0.138	-0.33	-3.27	18.46	HMXB	P	3.49	27.96	4.18	33.48	4.04	32.35	2	16.03
SWIFT J0243.6+6124	40.92	61.43	0.11	-1.06			Pulsar		3.16	25.33	2.77	22.17	2.59	20.72		
4U 1624-490	247.02	-49.21	0.107	-0.86	-7.74	11.51	LMXB	S	3.09	24.75	2.78	22.25	2.69	21.53		

Table 4.6 – suite.

Nom	Ra deg	Dec deg	F_{4-120} ph/s/cm ²	α	β	E_{break} keV	Type	Class	SNR 4–20 keV		SNR 4–50 keV		SNR 4–120 keV		SNR 20–120 keV	
									20s	20min	20s	20min	20s	20min	20s	20min
GS 1826-238	277.37	-23.8	0.104	-1.99			LMXB	V	2.12	16.94	2.3	18.37	2.29	18.33	0.92	7.39
H 1636-536	250.23	-53.75	0.093	-1.5	-3.03	8.6	LMXB	V	2.3	18.44	2.3	18.42	2.2	17.63		
4U 1210-64	183.27	-64.92	0.092	-0.69	-5.57	12.32	HMXB		2.44	19.53	2.23	17.82	2.15	17.19		
4U 1708-40	258.1	-40.84	0.08	-1.56	-7.71	11.28	LMXB		2.09	16.69	1.83	14.62	1.77	14.13		
Perseus Cluster	49.95	41.51	0.079	-3			Seyfert 2	S	1.64	13.17	1.51	12.05	1.4	11.18		
H 0614+091	94.28	9.14	0.078	-2.54			LMXB	V	1.62	12.94	1.54	12.37	1.47	11.73		
Terzan 2	261.89	-30.8	0.077	-2.31			LMXB	V	1.66	13.33	1.66	13.31	1.66	13.3		
X Per	58.85	31.05	0.077	-2.18			HMXB	V	1.85	14.83	1.9	15.25	1.82	14.58		
SWIFT J1703.9-3753	255.99	-37.84	0.075	-2.62			HMXB	V	1.3	10.45	2.26	18.13	2.36	18.88	2.27	18.17
SMC X-1	19.27	-73.44	0.073	-1.66	-3.35	17.75	HMXB	P	1.69	13.51	1.7	13.57	1.62	12.94		
4U 1630-472	248.51	-47.39	0.071	-2.47			LMXB	O	1.48	11.88	1.46	11.67	1.36	10.88		
4U 1822-371	276.45	-37.11	0.07	-1.39	-4.23	19.05	LMXB	S	2.05	16.42	2.05	16.42	1.95	15.58		
Her X-1	254.46	35.34	0.065	-0.72	-4.09	20.04	LMXB	P	1.66	13.31	1.77	14.13	1.71	13.68		
SWIFT J1753.5-0127	268.37	-1.45	0.064	-1.7			LMXB	V	1.37	10.95	1.56	12.49	1.58	12.66		
OA0 1657-41	255.2	-41.66	0.059	-1.21	-2.81	21.47	HMXB	V	1.47	11.78	1.75	13.98	1.67	13.35		
GX 1+4	263.01	-24.75	0.058	-1.06	-2.36	19.94	Symbiotic*	V	1.22	9.79	1.55	12.37	1.45	11.61		
4U 1746-37	267.55	-37.05	0.058	-1.58	-6.01	12.25	LMXB	S	1.44	11.49	1.3	10.42	1.24	9.96		
4U 1626-67	248.07	-67.46	0.057	-1.39	-4.21	21.05	LMXB	V	1.31	10.46	1.44	11.52	1.43	11.41		
4U 1957+115	299.85	11.71	0.056	-3.17			LMXB		1.1	8.84	1.06	8.51	1.01	8.07		
Cen A	201.37	-43.02	0.056	-0.58	-1.87	8.84	Seyfert 2	V	1.34	10.7	1.51	12.1	1.51	12.13		
GX 339-4	255.71	-48.79	0.055	-1.85			HMXB	O	1.24	9.93	1.38	11.03	1.44	11.53		
4U 1254-690	194.4	-69.29	0.054	-1.56	-6.21	11.43	LMXB	S	1.29	10.29	1.25	10.02	1.23	9.87		
Ophiuchus Cluster	258.1	-23.35	0.053	-1.57	-4.74	10.94	CIG	S	1.38	11.04	1.31	10.5	1.24	9.95		
4U 1538-52	235.6	-52.39	0.052	-0.91	-3.36	11.79	HMXB	V	1.52	12.2	1.38	11.05	1.3	10.43		
Vela Pulsar	128.84	-45.18	0.049	-2.56			Pulsar	S	1	8.02	1.02	8.17	0.96	7.7		
4U 1608-52	243.18	-52.42	0.049	-1.27	-2.4	15	LMXB	O	1.07	8.54	1.15	9.24	1.2	9.62		
Cas A	350.85	58.82	0.049	-3.3			SNR	S	1.1	8.8	1.01	8.11	0.96	7.65		
HETE J1900.1-2455	285.04	-24.92	0.048	-2.13			LMXB	V	1.22	9.76	1.21	9.72	1.14	9.14		
4U 1543-624	236.98	-62.57	0.046	-1.66	-5.53	11.39	LMXB	S	1.11	8.89	0.99	7.95	0.96	7.72		
MAXI J1910-057	287.59	-5.8	0.045	-0.94			LMXB	O			0.99	7.94	1.24	9.93	1.21	9.66
H 1822-000	276.34	-0.01	0.044	-1.7	-6.51	12.45	LMXB	S	0.87	6.94			0.83	6.65		
XTE J1701-407	255.43	-40.86	0.043	-2.57			LMXB	V	0.82	6.59	0.91	7.29	0.89	7.13		
MAXI J1631-479	247.81	-47.81	0.04	-1.38			X		1.29	10.32	1.17	9.38	1.08	8.64		
Coma Cluster	194.95	27.98	0.039	-2.87			CIG		0.84	6.72						

Table 4.6 – suite.

Nom	Ra deg	Dec deg	F_{4-120} ph/s/cm ²	α	β	E_{break} keV	Type	Class	SNR 4–20 keV		SNR 4–50 keV		SNR 4–120 keV		SNR 20–120 keV	
									20s	20min	20s	20min	20s	20min	20s	20min
Aql X-1	287.82	0.58	0.037	-1.2	-2.82	10.1	LMXB	O	0.86	6.93	0.93	7.42	0.95	7.57		
EXO 2030+375	308.06	37.64	0.037	-0.75	-2.89	18.65	HMXB	P			0.86	6.87	0.82	6.56		
Terzan 5	267.02	-24.78	0.037	-1.71	-5.32	10.85	CI*	O	0.86	6.91	0.88	7.03	0.89	7.09		
1E1145.1-6141	176.87	-61.95	0.035	-1.46	-2.85	17.34	HMXB	V	0.98	7.87	1.07	8.6	1.05	8.43		
4U 1907+09	287.41	9.83	0.034	-1.77	-4.04	20.35	HMXB	V	0.92	7.4	0.96	7.65	0.95	7.57		
4U 1954+319	298.93	32.1	0.033	-1.85	-3.04	19.62	HMXB	O			0.83	6.61				
MAXI J1813-095	273.25	-9.5	0.033	-0.85			X		0.89	7.17						
LMC X-2	80.12	-71.96	0.033	-1.72	-7.27	11.73	LMXB		0.94	7.54						
EXO 1722-363	261.3	-36.28	0.033	-2.07	-3.07	22	HMXB	V			0.81	6.51				
XTE J1550-564	237.74	-56.48	0.032	-0.84			HMXB				0.83	6.63	0.83	6.67		
A 0535+262	84.73	26.32	0.032	-0.87	-3.07	22.83	HMXB	O	0.84	6.74	1.02	8.14	0.97	7.74		
EXO 1846-031	282.32	-3.06	0.032	-1.25			LMXB		0.86	6.88						
SWIFT J1658.2-4242	254.55	-42.7	0.031	-1.57			X		0.99	7.94	0.92	7.39	0.92	7.36		
SWIFT J1728.9-3613	262.23	-36.24	0.029	-1.13			X		1.02	8.2	0.92	7.39	0.87	6.96		
4U 2206+543	331.98	54.52	0.029	-1.09	-2.58	8.11	HMXB	V	0.9	7.17	0.87	6.99	0.83	6.64		
SMC X-2	13.64	-73.68	0.029	-1.18			HMXB		1.05	8.45	1.01	8.08	0.92	7.38		
MCG -05-23-016	146.92	-30.95	0.028	-1.99			Seyfert 2	S	1.11	8.89	1.14	9.15	1.11	8.86		
H 1743-322	266.56	-32.23	0.027	-1.94			LMXB	O	0.82	6.55	0.84	6.74	0.87	6.98		
IGR J17379-3747	264.5	-37.77	0.027	-1.03			HMXB		0.83	6.69	0.82	6.55				
GX 304-1	195.32	-61.6	0.026	-0.77	-3.2	19.48	HMXB	O	0.81	6.5	0.87	6.99				
XTE J1810-197	272.46	-19.73	0.026	-1.63			Pulsar	O	0.81	6.51						
MAXI J0511-522	77.75	-52.2	0.025	-0.92			X		0.92	7.41						
AM Her	274.06	49.87	0.025	-2.49			AMHer	S	1.01	8.1	0.92	7.41	0.9	7.19		
1ES 1011+496	153.77	49.43	0.023	-0.74			BLLac		0.89	7.16	0.85	6.84	0.84	6.75		
GS 1843-02	282.07	-2.42	0.022	-1.06			HMXB	O	0.85	6.79						
GRO J1655-40	253.5	-39.85	0.016	-1.33	-3.26	9.25	HMXB	O	0.95	7.61	0.83	6.65				

4.3.9 Variabilités temporelles des sources

Dans les sections précédentes, j'ai considéré uniquement les sources avec un flux constant, correspondant à un flux donné par l'intégration du spectre (lui-même construit à partir des flux médians de MAXI/GSC et Swift/BAT). Or les sources présentent des variabilités de flux, visibles dans les courbes de lumière avec une résolution journalière pour MAXI/GSC et mensuelle pour Swift/BAT. Pour caractériser la variabilité des sources connues détectées par Swift/BAT, [Krimm et al. \(2013\)](#) utilise deux grandeurs : V correspond à la variabilité dérivée du calcul du χ^2 par rapport au flux moyen, c'est à dire la somme des écarts quadratiques à la moyenne pondérée par l'erreur de mesure (équation 4.9) et F_{var} est une évaluation de la variabilité intrinsèque moyenne corrigée des erreurs statistiques et systématiques (équation 4.10). Dans les équations 4.9 et 4.10, N correspond au nombre de points sur la courbe de lumière, \bar{F} correspond au flux moyen, F_i au flux dans l'intervalle de temps dt_i de la courbe de lumière, $\sigma_{i,\text{stat}}$ et $\sigma_{i,\text{sys}}$ aux erreurs statistiques et systématiques sur le flux dans l'intervalle dt_i de la courbe de lumière. Les différentes classes de variabilité des sources détectées par BAT sont représentées dans le plan $V-F_{\text{var}}$. Pour les sources les plus brillantes, ces classes sont également données dans le tableau 4.6.

$$V = \frac{1}{N-1} \sum \frac{(F_i - \bar{F})^2}{(\sigma_{i,\text{stat}}^2 + \sigma_{i,\text{sys}}^2)} \quad (4.9)$$

$$F_{\text{var}} = \sqrt{\frac{\sum (F_i - \bar{F})^2}{(N-1)\bar{F}^2} - \frac{\sum (\sigma_{i,\text{stat}}^2 + \sigma_{i,\text{sys}}^2)}{N\bar{F}^2}} \quad (4.10)$$

Parmi les sources du tableau 4.6, des sources sont persistantes mais sont susceptibles de présenter des variations importantes de SNR dans les images du ciel selon les moments où elles sont observées. Les sources persistantes les plus brillantes seront corrigées quelles que soient leurs variations de flux, et donc de SNR (voir sections 5.3 et 5.6), et le logiciel ne déclenchera pas sur ce type de sources. D'éventuelles éruptions de ces sources pourront être détectées lors du traitement des données au sol.

D'autre part, certaines sont classées comme des sources éruptives sur plusieurs jours puis calmes durant de longues périodes (*outburst*) selon la classification de [Krimm et al. \(2013\)](#). Ces sources transitoires pourraient être caractérisées par un SNR typique différent de celui reporté dans le tableau 4.6 : soit plus fort lors des périodes d'éruption, car le flux est alors supérieur au flux médian ; soit plus faible car, en dehors des périodes d'éruption, le flux mesuré peut être négatif⁶ et j'ai choisi de ne pas prendre en compte ces points

6. Un flux négatif résulte des fluctuations statistiques lors de la soustraction entre le signal mesuré et

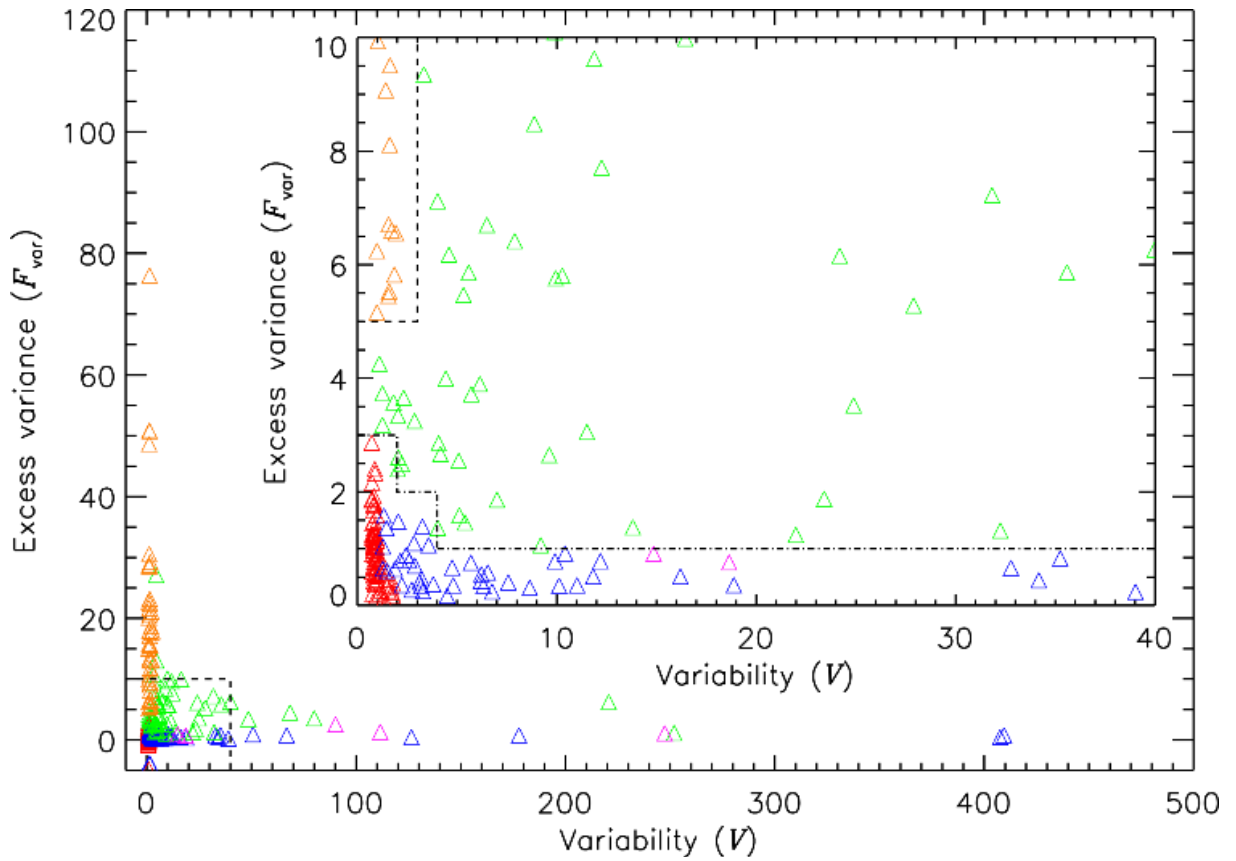


Figure 4.23 – Variabilité des sources connues de rayons X (Krimm et al., 2013). Les points oranges représentent les sources éruptives sur des durées d’un jour ou moins (*flaring*), les points verts représentent les sources éruptives sur des durées supérieures à un jour (*outburst*), les points bleus représentent les sources variables persistantes, les points rouges représentent les sources persistantes stables et les points roses représentent les sources périodiques.

dans le calcul des flux médians. Par exemple, dans le cas de la source MAXI J1820+070 qui a été détectée lors d’une éruption très brillante de rayons X (Shidatsu et al., 2019), le flux obtenu en intégrant le spectre dans la bande 4–20 keV est de 0.274 ph/cm²/s, alors qu’en prenant en compte tous les points de la courbe de lumière, y compris ceux dont le flux mesuré est négatif, le flux médian est seulement de 0.008 ph/cm²/s et le flux maximal est d’environ 3 ph/cm²/s. Au final, à part durant les périodes d’éruptions, qu’il peut être intéressant de détecter, le tableau 4.6 donne des flux qui peuvent être surestimés pour les sources transitoires. Il convient donc de déterminer quelles sources doivent-être laissées dans le catalogue embarqué (en vue d’être corrigées ou bien exclues de la zone de recherche de nouvelle source), et lesquelles doivent être retirées (et ainsi permettre une détection au même titre qu’un candidat sursaut gamma). De plus pour les sources à exclure de la zone de recherche de nouvelle source, un seuil peut être appliqué pour détecter la source uniquement si son SNR dépasse ce seuil. Ces choix dépendent de la variabilité propre à chaque source, dont je présente l’analyse dans cette section.

Le flux médian dépend de la longueur de la courbe de lumière. Pour une source per-
le bruit de fond estimé, dans le cas où le signal est proche du bruit de fond estimé.

sistante, cette longueur aura une influence faible, en revanche, pour une source transitoire avec une seule éruption, le flux médian diminuera à mesure que la courbe de lumière comporte plus de points de mesure avec les flux en dehors de la période d'éruption. Par exemple, toujours pour la source MAXI J1820+070, la période d'activité s'est étalée de mars à octobre 2018. En dehors de cette période le flux est proche de 0. Ainsi, en analysant la courbe de lumière sur une période de temps plus large, le flux médian diminue. Afin de pouvoir analyser les variabilités des courbes de lumières, il faudrait disposer de courbes sur une période de temps identique pour toutes les sources.

Au moment où j'ai téléchargé les données de MAXI/GSC (novembre 2019), les courbes de lumières n'étaient pas toutes données sur la même période de temps (celles des événements transitoires comme MAXI J1820+070 commençant bien plus tard que la mise en service de l'instrument). Depuis mai 2020, de nouveaux produits sont disponibles sur le site de MAXI ⁷ pour 417 sources. Les courbes de lumières de ces sources sont toutes données sur une période de 4000 jours environ (avec des possibles trous lorsque les sources ne sont pas observables un jour donné). Dans le cas de MAXI J1820+070, qui comporte une seule éruption très intense (voir figure 4.29), le flux médian sur cette période est de 0.005 ph/cm²/s (4–20 keV).

Afin de définir les différents états de flux d'une source, j'ai construit des courbes donnant le flux maximal atteint pendant une fraction du temps total d'observation. Pour cela chaque courbe de lumière est projetée dans un histogramme (avec des intervalles en flux pour compter le nombre de jours pendant lequel le flux est mesuré dans l'intervalle donné), qu'on transforme ensuite en distribution cumulative du nombre de jours pour lequel on mesure un flux inférieur à un flux donné, et enfin représenté en normalisant ce nombre de jours par le temps d'observation total. Ces courbes sont strictement croissantes. Des exemples sont donnés, avec les courbes de lumières correspondantes, dans les figures 4.24, 4.25, 4.26, 4.27, 4.28, 4.29 pour des sources présentant différentes formes de variabilités, respectivement pour des sources persistantes et quasi-constantes (Crabe), des sources persistantes mais variables (Sco X-1, Cyg X-1, GRS 1915+105), des sources éruptives (Aql X-1) ou transitoires (MAXI J1820+070). Par exemple pour Cyg X-1, pendant la moitié du temps où la source a été observée par MAXI/GSC, le flux était inférieur à 0.684 ph/cm²/s mais pendant 20% du temps il était supérieur à 0.871 ph/cm²/s. Notons également que dans le cas de GRS 1915+105, la source semble être entrée dans un état particulièrement peu brillant, le plus faible depuis 22 ans (Negoro et al., 2018; Homan et al., 2019). S'il s'avère que cet état se poursuit, cette source pourrait-être retirée du catalogue de bord afin de détecter une future ré-augmentation de son flux.

Avec le flux maximum atteint pendant une fraction du temps de 50, 80, 90, 95 et 99 % du temps, j'ai déterminé les SNR typiques de ces sources (au centre du pixel central du champ de vue) en 20 min. Le spectre utilisé pour chaque source reste celui que j'ai

7. <http://maxi.riken.jp>

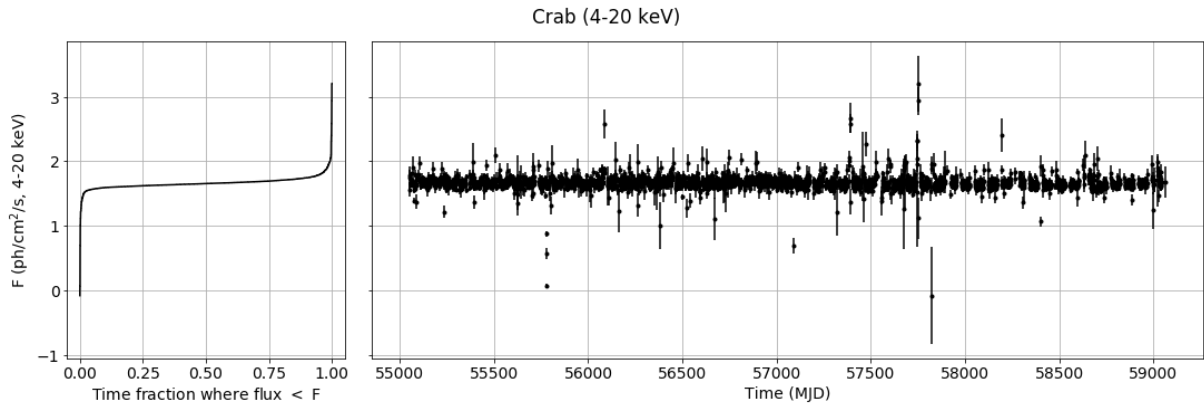


Figure 4.24 – Distribution du flux maximal en fonction de la fraction de temps considérée et courbe de lumière pour le Crabe (MAXI/GSC 4–20 keV), une source quasi-constante.

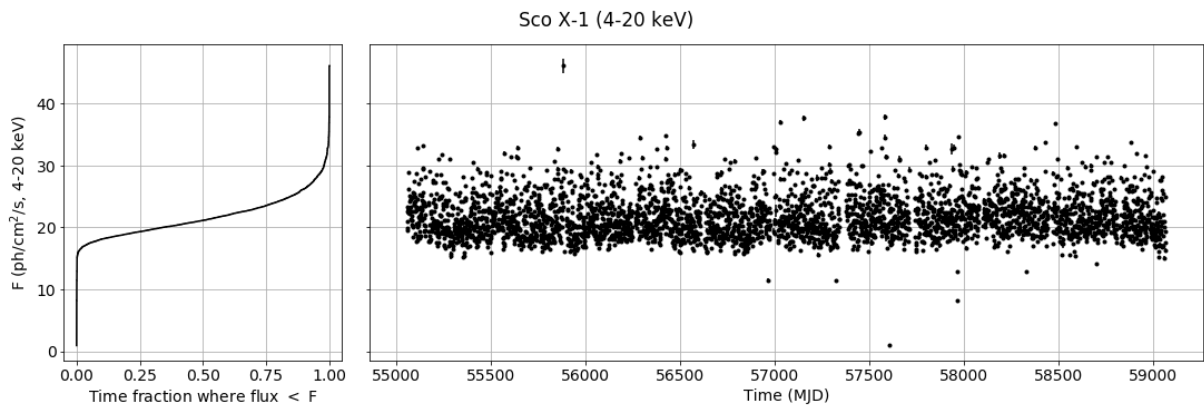


Figure 4.25 – Distribution du flux maximal en fonction de la fraction de temps considérée et courbe de lumière pour la source Sco X-1 (MAXI/GSC 4–20 keV), une source persistante mais très variable sur de courtes échelles de temps (jours).

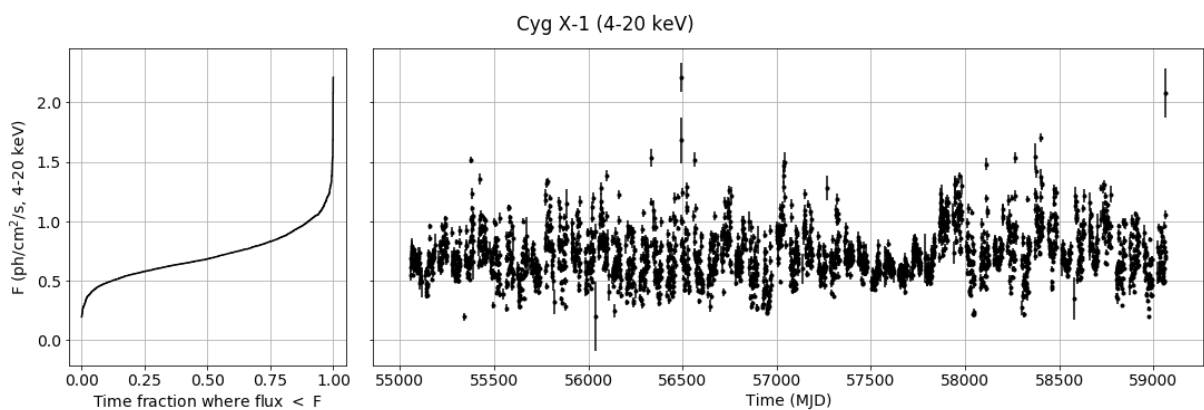


Figure 4.26 – Distribution du flux maximal en fonction de la fraction de temps considérée et courbe de lumière pour la source Cyg X-1 (MAXI/GSC 4–20 keV), une source persistante mais variable sur plusieurs jours.

déterminé précédemment. Dans le cas où la source n'était pas présente dans les données de MAXI/GSC téléchargées en novembre 2019, le spectre utilisé est une loi de puissance simple d'indice spectral -2 (c'est le cas pour 17 sources). Aussi, pour évaluer la variabilité

4.3. Influence des sources connues dans le champ de vue

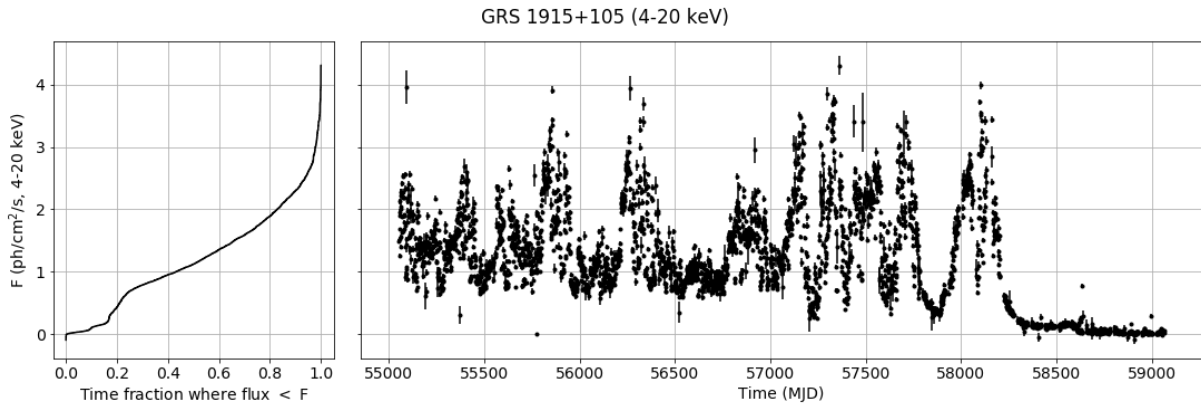


Figure 4.27 – Distribution du flux maximal en fonction de la fraction de temps considérée et courbe de lumière pour la source GRS 1915+105 (MAXI/GSC 4–20 keV), une source persistante mais variable, qui est devenue plus calme sur les 800 derniers jours d’observation.

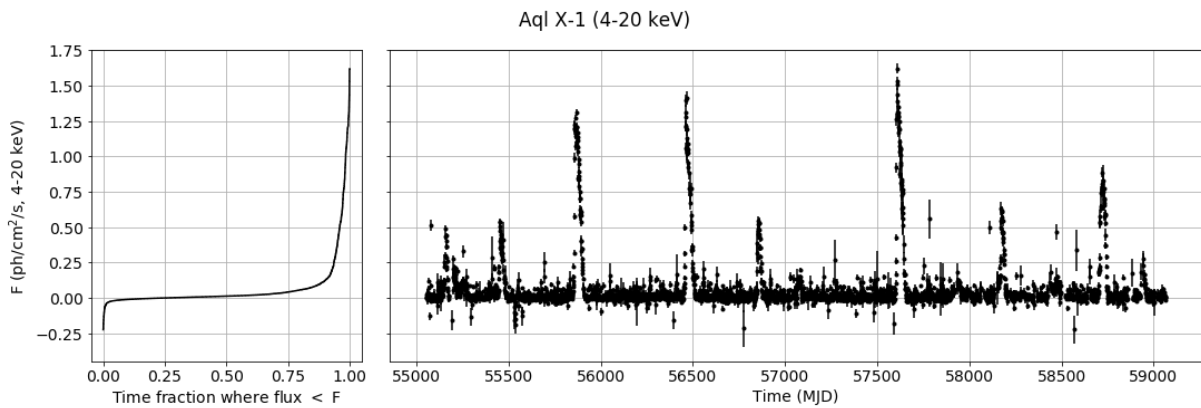


Figure 4.28 – Distribution du flux maximal en fonction de la fraction de temps considérée et courbe de lumière pour la source Aql X-1 (MAXI/GSC 4–20 keV), une source éruptive, avec des éruptions typiquement tous les 300 jours.

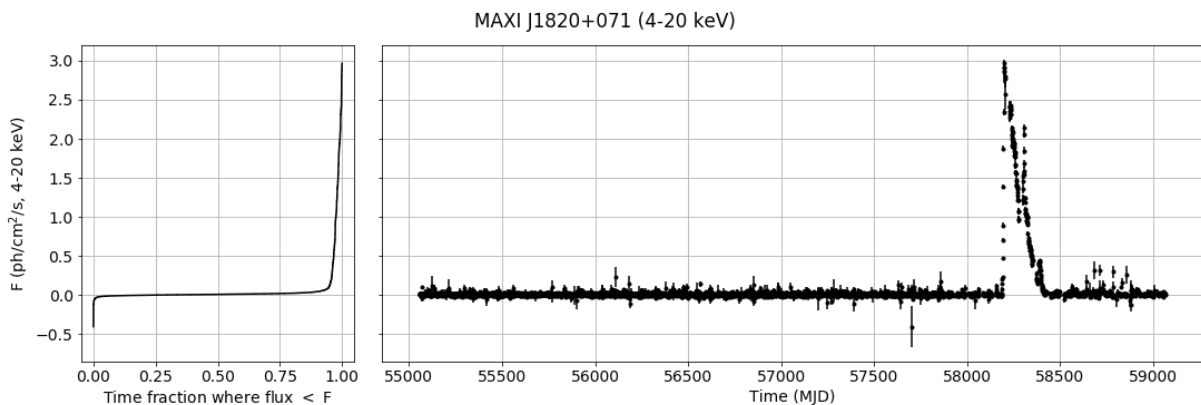


Figure 4.29 – Distribution du flux maximal en fonction de la fraction de temps considérée et courbe de lumière pour la source MAXI J1820+070 (MAXI/GSC 4–20 keV), une source transitoire avec une seule éruption durant toute la période d’observation de 4000 jours.

des sources, je m’intéresse au ratio entre le SNR correspondant au flux maximum atteint pendant 50% du temps et le SNR correspondant au flux atteint pendant 80, 90, 95 ou

99% du temps (noté $R_{P/50}$, avec $P = 80, 90, 95, 99$). De plus, j'ai recalculé les grandeurs V et F_{var} à partir des courbes de lumières des nouveaux produits de MAXI/GSC dans la bande 4–20 keV. La distribution des sources dans le plan V – F_{var} est donnée sur la figure 4.30. Sur les 417 sources, 193 ne figurent pas sur ce graphe car pour les sources dont l'amplitude est proche du niveau de bruit de fond, les barres d'erreurs sont larges et cela donne une valeur de F_{var} indéfinie (la valeur sous la racine est négative). La source avec le ratio $R_{90/50}$ le plus proche de 1 est le Crabe ($R_{90/50} \approx 1.05$) avec $V \approx 2.47$ et $F_{\text{var}} \approx 0.05$ (la plus en bas du diagramme). A l'inverse, la source avec le ratio le plus fort est 4U 1608-52 ($R_{90/50} \approx 8.60$) avec $V \approx 89.17$ et $F_{\text{var}} \approx 2.32$. Cette source présente une courbe de lumière similaire à celle de Aql X-1 (voir figure 4.28). De plus, sur la figure 4.30, on constate que les sources avec une variance intrinsèque F_{var} inférieure à 1 ont généralement des rapports de variabilité relativement proches de 1 tandis que les sources avec un fort ratio de variabilité sont généralement caractérisés par $F_{\text{var}} > 1$.

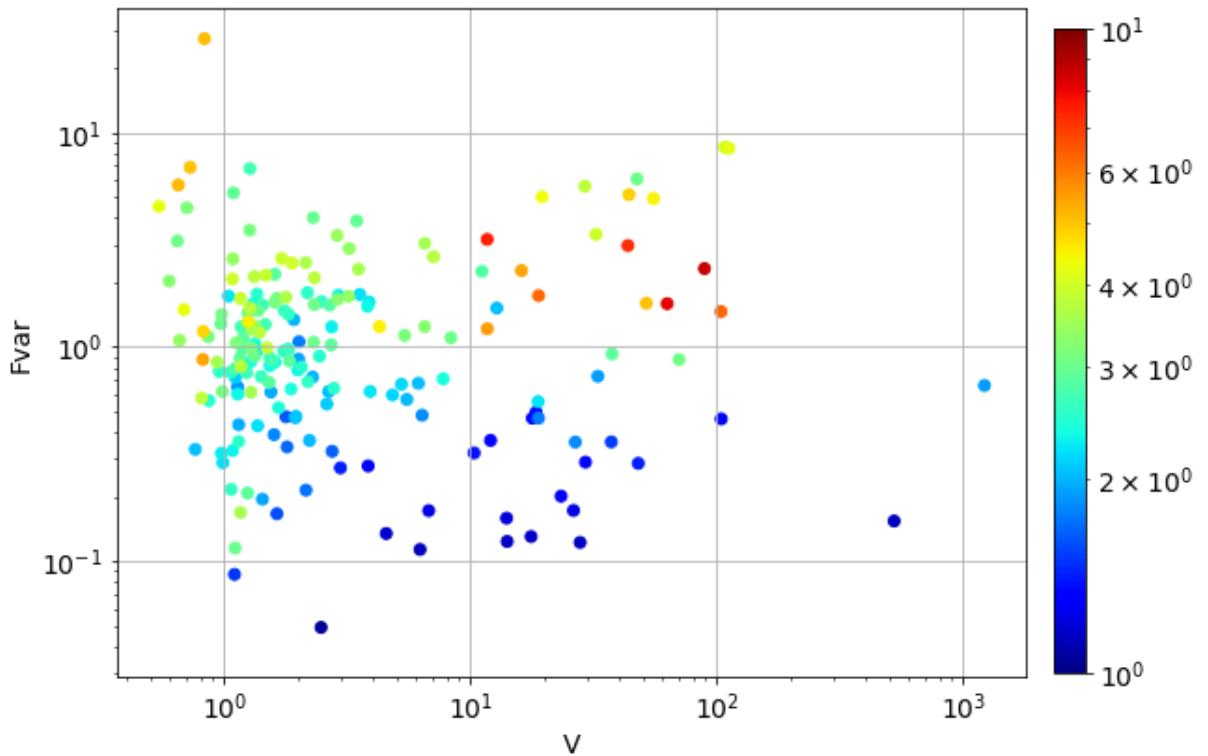


Figure 4.30 – Distribution des sources dans le plan V – F_{var} (MAXI/GSC 4–20 keV). La couleur correspond au ratio $R_{90/50}$ entre le SNR correspondant au flux maximum atteint pendant 90% du temps et le SNR correspondant au flux atteint pendant 50% du temps. L'échelle de couleur est limitée à 10 pour bien apprécier la dynamique des valeurs entre 1 et 10.

Pour chacune des 89 sources du tableau 4.6, les valeurs des SNR correspondants aux différents flux ainsi que les fractions par rapport au SNR atteint pendant au moins la moitié du temps sont donnés dans le tableau 4.7. Ces valeurs seront utilisées pour décider du traitement de chaque source et des seuils à appliquer pour la détection d'événements transitoires issus de ces sources (voir section 5.6). Dans le tableau 5.2, la valeur de SNR

à $P = 90\%$ est utilisée pour définir le seuil de détection des sources non corrigées et qui sont susceptibles d'apparaître dans les images du ciel reconstruites.

Table 4.7 – SNR typique des sources en 20 minutes pour les différents flux maximum atteints pendant une fraction P du temps et fraction du SNR typique par rapport au SNR typique correspondant au flux maximum atteint pendant la moitié du temps.

Nom	SNR en 20 min					$R_{P/50}$			
	$P = 50$	$P = 80$	$P = 90$	$P = 95$	$P = 99$	$P = 80$	$P = 90$	$P = 95$	$P = 99$
Sco X-1	1956.079	2122.062	2221.257	2313.345	2477.104	1.085	1.136	1.183	1.266
GX 5-1	331.158	366.619	381.9	392.896	415.239	1.107	1.153	1.186	1.254
Crab	284.887	293.452	298.952	306.003	333.859	1.03	1.049	1.074	1.172
GX 349+2	242.527	279.099	299.002	316.382	353.234	1.151	1.233	1.305	1.456
GX 17+2	221.296	237.91	254.344	273.804	307.76	1.075	1.149	1.237	1.391
GX 9+1	198.747	220.687	231.039	239.533	255.62	1.11	1.162	1.205	1.286
GRS 1915+105	185.976	297.907	353.434	394.326	487.282	1.602	1.9	2.12	2.62
GX 340+0	165.609	188.108	198.458	206.106	221.452	1.136	1.198	1.245	1.337
Cyg X-2	131.44	154.514	169.093	181.494	210.365	1.176	1.286	1.381	1.6
Cyg X-1	131.255	164.83	186.818	201.615	239.433	1.256	1.423	1.536	1.824
GX 13+1	112.11	121.885	127.568	132.109	144.767	1.087	1.138	1.178	1.291
NGC 6624	101.491	125.714	137.465	146.333	162.093	1.239	1.354	1.442	1.597
GX 3+1	84.025	114.538	129.191	139.51	215.431	1.363	1.538	1.66	2.564
4U 1705-440	79.356	96.235	105.277	112.065	123.682	1.213	1.327	1.412	1.559
GX 9+9	70.842	78.542	83.955	89.035	99.262	1.109	1.185	1.257	1.401
Cyg X-3	66.549	110.249	121.685	129.953	142.94	1.657	1.829	1.953	2.148
Ser X-1	55.198	63.782	67.998	71.242	79.338	1.156	1.232	1.291	1.437
1A 1742-294	53.527	61.735	69.475	82.611	166.186	1.153	1.298	1.543	3.105
H 1735-444	50.038	62.653	69.381	75.532	88.734	1.252	1.387	1.509	1.773
Vela X-1	47.565	73.64	90.155	110.427	150.612	1.548	1.895	2.322	3.166
Sgr A*	44.384	52.964	61.159	72.831	185.828	1.193	1.378	1.641	4.187
SAX J1747.0-2853	43.519	51.116	59.343	70.994	168.182	1.175	1.364	1.631	3.865
GX 354-0	39.844	58.835	70.604	82.09	105.219	1.477	1.772	2.06	2.641
Cen X-3	30.491	67.641	93.397	113.841	143.717	2.218	3.063	3.734	4.713
GX 301-2	25.983	50.03	75.693	102.026	144.12	1.925	2.913	3.927	5.547
4U 1624-490	24.72	29.476	32.512	37.018	60.965	1.192	1.315	1.497	2.466
H 1636-536	19.813	29.199	36.216	45.292	58.264	1.474	1.828	2.286	2.941
GS 1826-238	19.387	37.865	43.486	48.18	56.887	1.953	2.243	2.485	2.934
4U 1708-40	15.98	20.283	22.794	25.345	34.554	1.269	1.426	1.586	2.162
Perseus Cluster	15.918	21.725	25.872	29.851	41.604	1.365	1.625	1.875	2.614
4U 1822-371	15.119	18.094	20.369	22.818	31.582	1.197	1.347	1.509	2.089
H 0614+091	13.078	18.876	22.575	25.8	32.397	1.443	1.726	1.973	2.477
X Per	13.049	17.497	20.656	23.896	37.935	1.341	1.583	1.831	2.907

Table 4.7 – suite.

Nom	SNR en 20 min					$R_{P/50}$			
	$P = 50$	$P = 80$	$P = 90$	$P = 95$	$P = 99$	$P = 80$	$P = 90$	$P = 95$	$P = 99$
4U 1630-472	12.992	64.409	82.549	100.899	219.537	4.958	6.354	7.766	16.898
Terzan 2	12.53	21.718	29.952	36.446	50.322	1.733	2.39	2.909	4.016
4U 1254-690	12.187	14.458	15.841	17.281	21.775	1.186	1.3	1.418	1.787
SMC X-1	11.415	20.659	23.276	25.359	30.016	1.81	2.039	2.222	2.63
4U 1626-67	11.37	14.022	15.927	17.575	23.587	1.233	1.401	1.546	2.074
Ophiuchus Cluster	11.336	14.247	17.123	20.055	28.348	1.257	1.51	1.769	2.501
OA0 1657-41	11.308	18.758	24.486	29.539	39.831	1.659	2.165	2.612	3.522
4U 1538-52	10.359	17.468	23.633	30.077	50.458	1.686	2.281	2.903	4.871
4U 1907+09	10.329	16.683	20.992	26.088	37.861	1.615	2.032	2.526	3.665
GX 1+4	10.224	17.818	23.067	27.769	39.662	1.743	2.256	2.716	3.879
4U 1746-37	10.02	16.766	20.236	23.052	32.463	1.673	2.02	2.301	3.24
MAXI J1631-479	9.516	37.21	48.372	61.744	196.916	3.91	5.083	6.488	20.693
4U 1543-624	8.985	13.162	14.938	16.327	19.926	1.465	1.663	1.817	2.218
Cen A	8.941	13.908	17.071	20.338	28.502	1.555	1.909	2.275	3.188
H 1730-333	8.854	14.299	19.224	24.934	37.296	1.615	2.171	2.816	4.212
H 1822-000	8.723	12.46	14.816	17.497	26.196	1.429	1.699	2.006	3.003
Her X-1	8.403	29.908	46.8	58.073	72.889	3.559	5.57	6.911	8.674
4U 1957+115	8.238	11.791	13.96	16.708	21.578	1.431	1.695	2.028	2.619
Terzan 5	7.91	12.118	16.323	24.112	93.867	1.532	2.063	3.048	11.866
Vela Pulsar	7.802	12.369	15.643	19.099	27.848	1.585	2.005	2.448	3.569
XTE J1701-407	7.504	11.963	15.363	18.596	25.431	1.594	2.047	2.478	3.389
Cas A	7.348	9.636	10.982	12.801	16.798	1.311	1.495	1.742	2.286
1E 1145.1-6141	7.193	11.037	14.038	16.635	23.809	1.534	1.952	2.313	3.31
LMC X-2	7.083	8.956	10.102	11.216	14.416	1.264	1.426	1.583	2.035
Swift J1753.5-0127	7.043	14.271	17.677	20.972	27.663	2.026	2.51	2.978	3.928
Swift J1658.2-4242	6.889	10.863	13.807	17.171	32.318	1.577	2.004	2.492	4.691
Coma Cluster	6.509	8.789	10.276	11.747	18.963	1.35	1.579	1.805	2.913
4U 1608-52	6.295	20.039	54.11	149.636	226.287	3.183	8.596	23.771	35.947
EXO 1846-031	6.245	10.882	14.57	19.463	77.806	1.743	2.333	3.117	12.46
4U 1954+319	5.795	9.735	13.261	16.604	26.264	1.68	2.288	2.865	4.532
SWIFT J1728.9-3613	5.642	9.699	13.029	17.675	51.963	1.719	2.309	3.133	9.21
GX 339-4	5.273	19.093	33.303	50.487	98.554	3.621	6.316	9.575	18.69
HETE J1900.1-2455	5.223	10.977	13.431	16.686	27.508	2.101	2.571	3.194	5.266
MCG -05-23-016	4.672	8.314	11.927	15.912	28.345	1.78	2.553	3.406	6.067

Table 4.7 – suite.

Nom	SNR en 20 min					$R_{P/50}$			
	$P = 50$	$P = 80$	$P = 90$	$P = 95$	$P = 99$	$P = 80$	$P = 90$	$P = 95$	$P = 99$
H 1743-322	4.52	8.333	14.188	20.473	31.852	1.843	3.139	4.529	7.046
XTE J1810-197	4.443	7.884	10.796	13.475	20.539	1.775	2.43	3.033	4.623
EXO 1722-363	4.319	7.964	11.012	14.859	36.299	1.844	2.55	3.44	8.404
EXO 2030+375	4.039	10.786	18.157	23.633	32.35	2.671	4.496	5.852	8.01
Aql X-1	3.773	13.548	27.521	79.851	228.886	3.591	7.295	21.166	60.67
4U 2206+543	3.701	7.91	11.07	14.62	25.284	2.137	2.991	3.95	6.832
GX 304-1	3.502	8.252	13.927	33.91	168.477	2.356	3.976	9.682	48.104
GS 1843-02	3.482	5.77	7.631	9.721	16.525	1.657	2.191	2.791	4.745
A 0535+262	3.314	8.408	16.255	35.272	321.258	2.537	4.905	10.644	96.946
4U 1210-64	3.107	5.553	7.107	8.35	11.638	1.788	2.288	2.688	3.746
GRO J1655-40	3.034	5.9	7.64	9.486	16.768	1.945	2.518	3.127	5.527
AM Her	2.792	6.063	8.843	12.043	26.237	2.172	3.167	4.313	9.397
SWIFT J0243.6+6124	2.787	6.511	11.941	35.822	555.877	2.336	4.285	12.854	199.468
MAXI J1813-095	2.367	5.996	9.255	12.132	26.292	2.534	3.911	5.126	11.11
IGR J17379-3747	2.3	6.122	9.007	12.453	24.564	2.662	3.917	5.415	10.682
MAXI J1910-057	2.293	5.675	8.63	13.436	35.533	2.475	3.763	5.859	15.495
MAXI J1820+070	2.199	5.476	9.822	24.894	368.897	2.49	4.466	11.319	167.742
MAXI J0511-522	1.994	5.597	8.648	12.076	25.604	2.807	4.338	6.057	12.843
1ES 1011+496	1.827	6.394	10.314	15.479	30.213	3.5	5.646	8.472	16.538
XTE J1550-564	1.694	4.098	6.005	8.854	15.884	2.418	3.544	5.226	9.374
SMC X-2	1.668	2.701	3.493	4.212	7.007	1.619	2.095	2.526	4.202
SWIFT J1703.9-3753	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

4.3.10 Exemple : le centre galactique

Dans cette section, je vais détailler un cas d'imagerie en présence de sources connues de rayons X. Ce cas correspond au pointage en direction du centre galactique ($R_a = -93.595^\circ$, $Dec = -28.936^\circ$) illustré sur la figure 4.31. L'angle de roulis du satellite est fixé à 0° dans le référentiel des coordonnées galactiques. Il s'agit d'un des pointages pour lesquels il y a le plus de sources brillantes dans le champ de vue, ce qui permet de mettre en évidence l'influence de ces sources sur la qualité des images du ciel et le besoin de correction. La figure 4.31 permet également d'apprécier la grande taille du champ de vue d'ECLAIRs qui couvre près de 1/6 du ciel et qui, dans cette condition de pointage, comprend de nombreuses sources du centre galactique ainsi que la source très brillante Sco X-1. Cette source est tellement brillante que la portion du masque qu'elle projette sur le détecteur est clairement visible à l'œil dans l'image de 20 s d'exposition du plan de détection d'ECLAIRs (figure 4.32, en haut).

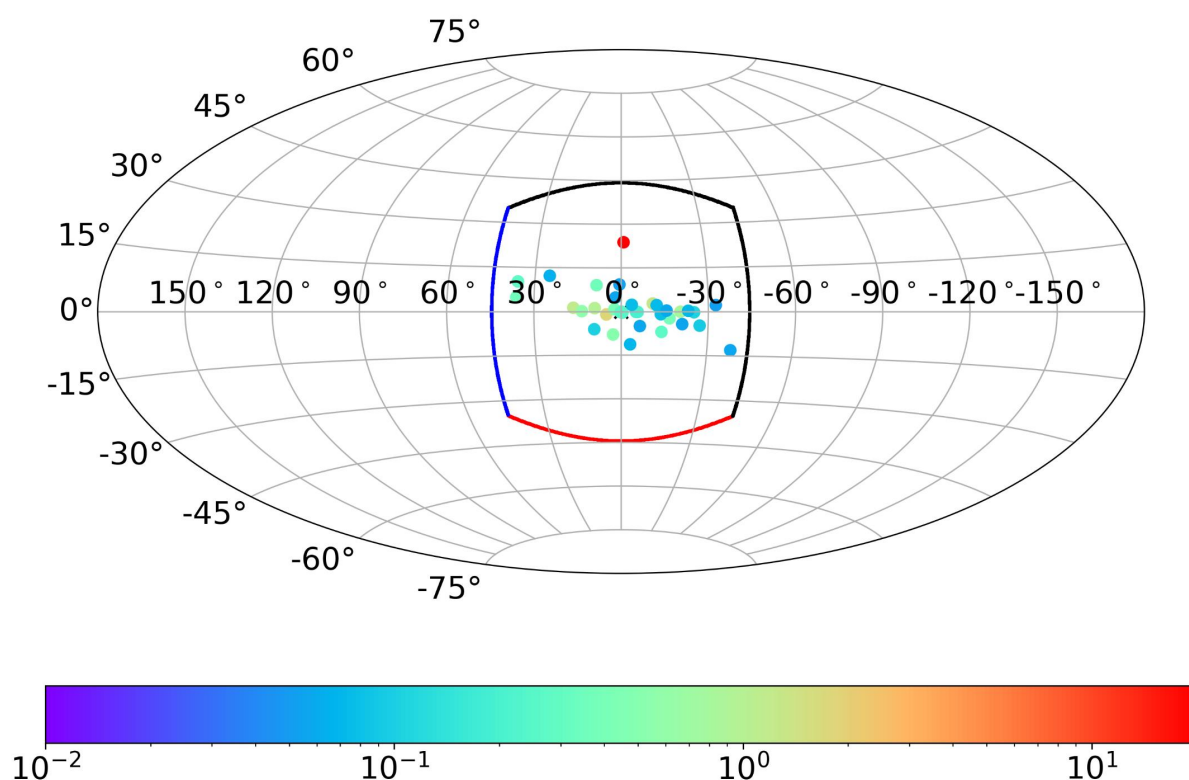


Figure 4.31 – Carte du ciel en coordonnées galactiques : pointage en direction du centre galactique. La couleur donne le flux des sources les plus brillantes du champ de vue (au sens de la sensibilité) en $\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$ dans la bande 4–120 keV. Le bord du champ de vue en bleu correspond à l'axe i des images du ciel et le bord rouge à l'axe j des images du ciel de la figure 4.32 (les images du ciel sont toujours affichées en vue du dessus par rapport au détecteur).

Comme je l'ai présenté au début de la section 4.3, dans l'image du ciel reconstruite, une source est caractérisée par un pixel avec une valeur en SNR importante ainsi que du bruit de codage partout ailleurs dans l'image. Pour le pointage en direction du centre galactique, cela se traduit par un SNR d'environ 150 dans l'image pour le pixel comportant Sco X-1

(figure 4.32) et par un écart-type d'environ 6 pour la distribution du SNR (figure 4.33) dans une image de 20 s. L'exclusion d'une zone définie par un rayon donné autour d'une source connue permet de supprimer les pixels ayant des valeurs extrêmes en SNR mais n'entraîne qu'une faible diminution de l'écart-type de la distribution des SNR. La figure 4.32 (en bas) donne respectivement la carte des zones d'exclusion pour les images en 20 s et en 20 min. Ces cartes définissent les zones du ciel autorisées pour la recherche de nouvelles sources. Les sources masquées sont celles dont le SNR typique en 20 s (respectivement 20 min) est supérieur à 6.5. Pour une image de 20 s (respectivement 20 min), la taille du champ de vue en dehors des zones exclues est de 1.98 sr (respectivement 1.87 sr) pour un rayon d'exclusion de 6 pixels. Ici, même dans le cas d'un rayon d'exclusion de 6 pixels autour des sources connues, la distribution du SNR des pixels du ciel non masqués reste éloignée de la distribution normale $\mathcal{N}(0, 1)$. En 20 min, la sommation des images du ciel augmente le bruit de codage et la distribution du SNR est d'autant plus large (écart-type de 47 pour un rayon d'exclusion de 6 pixels, voir figure 4.33). D'autre part, le bruit de codage résultant de Sco X-1 est tellement fort que les autres sources brillantes du champ de vue n'apparaissent dans aucune des images du ciel, même en masquant la région autour de Sco X-1. Dans ces conditions, la détection d'une nouvelle source demanderait un seuil en SNR beaucoup plus haut que 6.5 (probablement autour de 40), ce qui réduirait très fortement la capacité de détection de sursauts gamma en présence de Sco X-1 dans le champ de vue par ECLAIRs.

4.3.11 Exemple : Scorpius X-1

La source Sco X-1 est la source la plus brillante du ciel dans la bande d'énergie d'ECLAIRs, dont le flux entre 4 et 120 keV est environ 10 fois plus fort que celui du Crabe (qui est aussi une source particulièrement brillante). De plus, comme je l'ai présenté dans la section 4.3.3, la source Sco X-1 est caractérisée par des changements d'états spectraux. Pour mettre en évidence ces différents états, on peut tracer un diagramme couleur-couleur de la source, c'est à dire l'indice de dureté⁸ dans deux bandes de rayons X mous en fonction de l'indice de dureté dans deux bandes de rayons X durs. Dans le cas de Sco X-1, la forme en « Z » que prend ce diagramme permet de classer cette source comme une « source Z » (comme pour Cyg X-2 par exemple, tandis qu'une autre forme de diagramme permet de définir les « sources atoll », van der Klis 1989). Les trois branches du « Z » sont appelées branche horizontale (HB), branche normale (NB) et branche éruptive (FB) et sont liées au comportement du système binaire accrétant la matière du disque autour de son étoile à neutrons. Les sources Z parcourent le diagramme sur des échelles de l'ordre du jour.

8. L'indice de dureté correspond à la fraction $\frac{H-S}{H+S}$ où H et S sont respectivement les flux dans une bande dure et une bande molle.

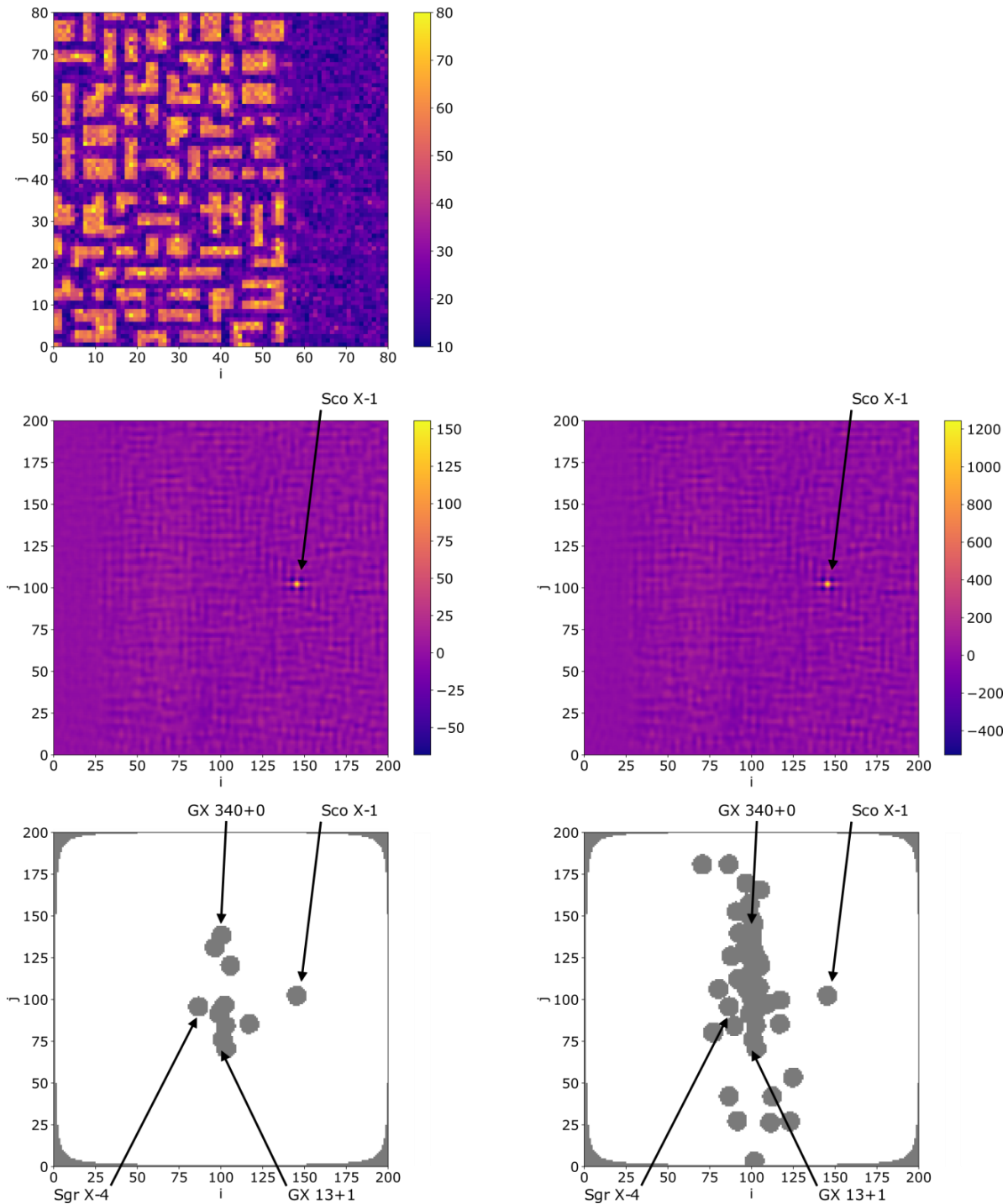


Figure 4.32 – Démonstration de l'imagerie en direction du centre galactique (4–120 keV). En haut : image du plan détecteur pour 20 s d'exposition. Centre : image du ciel reconstruite en 20 s (à gauche) et après sommation en 20 min (à droite), la dynamique des valeurs de SNR reconstruites est affichée dans la barre des couleurs. Bas : zones d'exclusion du ciel pour la recherche de nouvelles sources dans les images de 20 s (à gauche) et de 20 min (à droite) avec un rayon de 6 pixels autour des sources connues. On note que le plan galactique est vertical dans cette représentation dans l'image du ciel reconstruite (indices j en fonction des indices i des pixels du ciel).

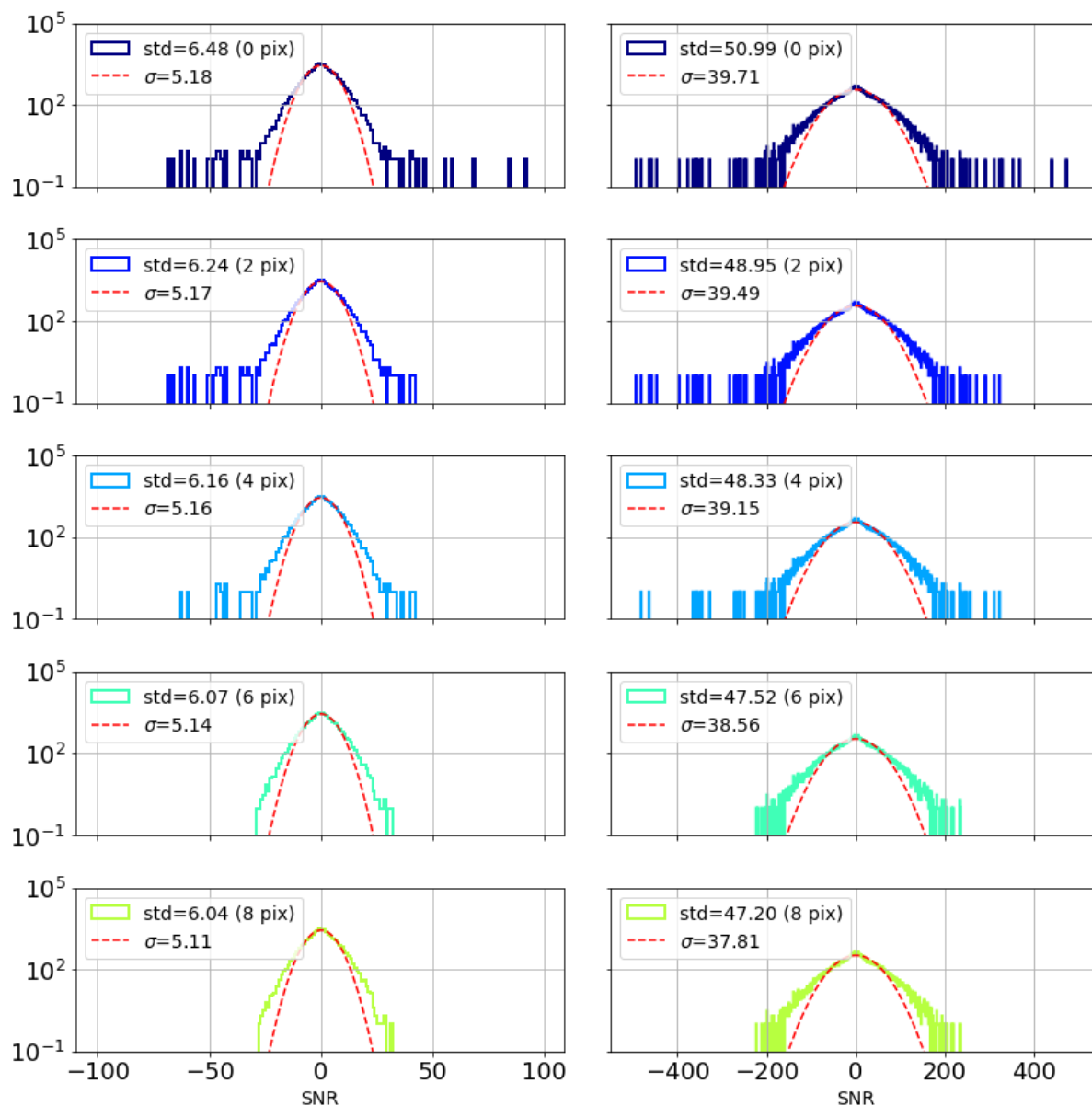


Figure 4.33 – Distribution du SNR dans les images du ciel reconstruits en 20 s (colonne de gauche) et en 20 min (colonne de droite) pour le pointage en direction du centre galactique présenté dans le section 4.3.10 (4–120 keV), avec leur écart-type mesuré noté « std ». Les lignes successives (histogrammes de haut en bas) correspondent à différents rayons d’exclusion (de 0 à 8 pixels) autour des sources connues. L’augmentation du rayon d’exclusion autour des sources permet de supprimer les queues dans les distributions ; au-delà d’un rayon de 6 pixels, on ne note plus d’amélioration à la suppression de ces queues non gaussiennes. La courbe en pointillé rouge donne la distribution normale ajustée à la distribution du SNR, avec son écart-type σ .

C'est pourquoi, étant donné la particularité de Sco X-1, j'ai étudié plus en détail son influence sur les images produites par ECLAIRs. Aussi, pour cette étude, je propose de prendre en compte les deux états spectraux extrêmes (les deux branches horizontales du Z) : la branche HB et FB. Pour cela, j'utilise le même spectre que Goldwurm (2016) (modèle simplifié construit à partir de Revnivtsev et al. 2014 et Titarchuk et al. 2014). Le modèle (équation 4.11) est composé d'une loi exponentielle plus d'une loi de puissance pour décrire la queue variable à haute énergie. Les valeurs des paramètres selon que la source est dans l'état HB ou FB sont données dans le tableau 4.8.

$$N(E) = K_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) + K_1 \cdot E^{-\alpha} \quad (4.11)$$

	Branche HB	Branche FB
K_0	8.517	26.206
K_1	0.604	0.404
α	2.5	1.8
kT	3.7	

Table 4.8 – Paramètres spectraux du spectre de Sco X-1 pour les états correspondants aux branches HB et FB.

La figure 4.34 donne les spectres correspondants aux états HB et FB ainsi que le spectre médian que j'ai obtenu avec la procédure décrite dans la section 4.3.3. Pour ces trois spectres respectivement HB, FB et médian, le flux dans la bande 4–120 keV est respectivement de 10.74, 33.05 et 21.16 ph/cm²/s.

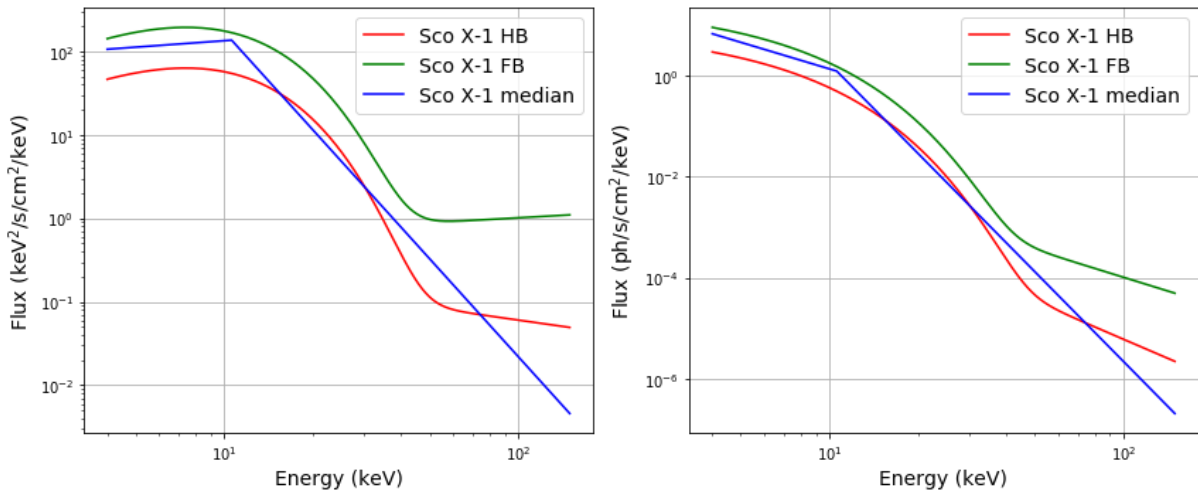


Figure 4.34 – Spectre de la source Sco X-1 en énergie (à gauche) et en photons (à droite) pour les états spectraux HB (en rouge), FB (en vert). La courbe bleue donne le spectre médian obtenu à l'aide de la procédure décrite dans la section 4.3.3.

Étant donné la cassure forte dans le spectre de Sco X-1, je cherche à savoir si la

présence de la source dans une image du ciel peut être complètement supprimée (ou au moins restreinte) avec un choix judicieux de la bande d'énergie. Pour cela j'ai déterminé par simulation le SNR typique de Sco X-1 (voir section 4.3.8) pour différentes valeurs de la borne basse de la bande d'énergie E_{low} entre 4 et 35 keV (la borne haute est fixée à 120 keV). Les résultats sont donnés sur la figure 4.35 pour les deux états HB et FB. Comme je l'ai déjà observé précédemment, le SNR typique évolue comme la racine carrée du temps d'observation, indépendamment de la bande d'énergie et de l'état spectral. En revanche, plus la borne basse de la bande d'énergie augmente, plus le SNR typique diminue. De plus, étant donné que les deux états HB et FB diffèrent surtout par le comportement à haute énergie, la fraction entre le SNR typique à l'état HB et à l'état FB n'est pas constant pour toutes les valeurs de E_{low} . En effet, pour $E_{\text{low}} = 4$ keV, le SNR typique double en passant de l'état HB à l'état FB, pour $E_{\text{low}} = 20$ keV il triple et pour $E_{\text{low}} = 30$ keV il est multiplié par 5 environ. De plus en choisissant une borne basse à 30 keV, le SNR typique de Sco X-1 est inférieur à 6.5 en 20 s pour les deux états spectraux (en augmentant jusqu'à un SNR d'environ 23 en 20 min dans l'état FB). Au-delà de 40 keV, le SNR reste inférieur à un SNR de 10 quel que soit l'état spectral et le temps d'exposition. Ainsi, le choix d'une bande qui commencerait à 50 keV permettrait de supprimer la contribution de Sco X-1. Cependant un tel choix n'est pas favorable car la sensibilité d'ECLAIRs est beaucoup moins bonne dans cette bande (les pixels de tantale du masque deviennent plus transparents). Même en choisissant une bande commençant à 15 keV (comme dans le cas de Swift/BAT), la source Sco X-1 reste particulièrement brillante en produisant un SNR entre environ 180 et 490 selon l'état spectral en 20 min, ce qui impose de corriger la source par traitement (voir section 5.3).

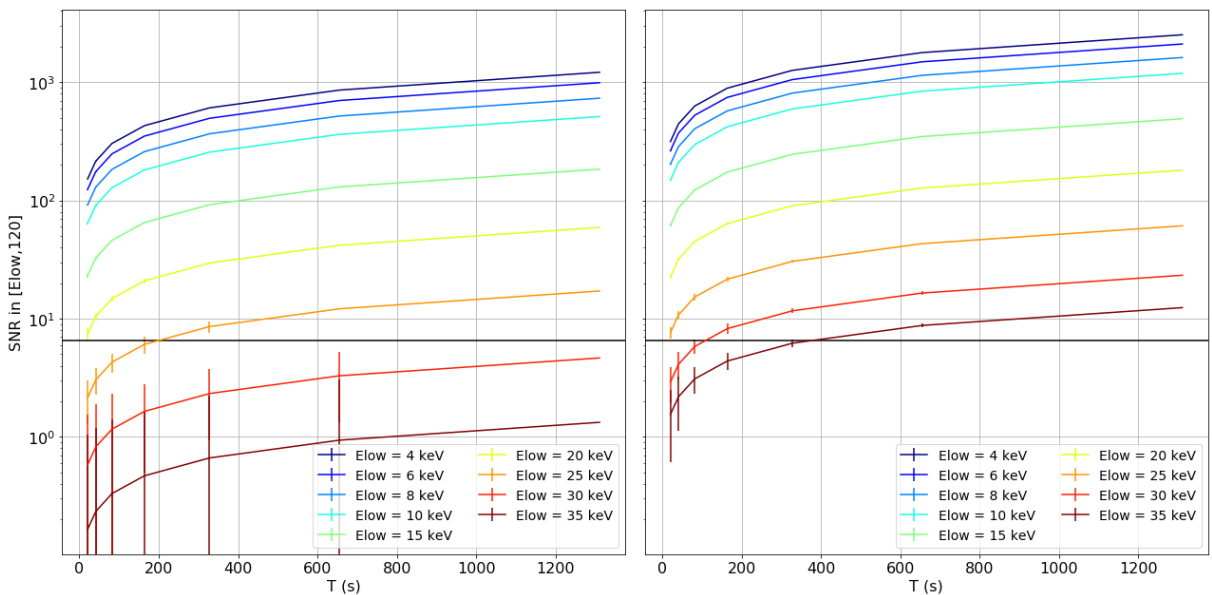


Figure 4.35 – Évolution du SNR typique de Sco X-1 dans l'état HB (à gauche) et FB (à droite) en fonction du temps d'exposition et pour différentes valeurs de la borne basse de la bande d'énergie. La barre horizontale noire donne le seuil en SNR de 6.5.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté l'influence du bruit de fond sur les images produites par ECLAIRs en considérant le CXB et les sources connues de rayons X. En réalisant des simulations de l'imagerie d'ECLAIRs, j'ai montré que tout signal non plat dans l'image du plan détecteur engendre du bruit de codage dans les images du ciel reconstruites par déconvolution. Ce signal non plat est soit une forme convexe dans le cas du CXB (section 4.2) soit une projection d'une portion du masque pour une source connue (section 4.3). Dans les deux cas, le bruit de codage entraîne un élargissement de la distribution du SNR dans les images du ciel et un écart à la distribution normale obtenue après déconvolution d'une image composée de bruit de Poisson uniquement. Dans le cas des sources, j'ai également montré que l'influence sur l'écart-type de la distribution du SNR est fortement dépendante de la région du ciel imagée. Dans le cas particulier du centre galactique où de nombreuses sources brillantes se trouvent, l'écart-type de la distribution en SNR peut atteindre un écart-type d'environ 50 dans les images du ciel en 20 min. Afin de garantir que le télescope ECLAIRs puisse détecter des nouvelles sources faibles avec un seuil de détection en SNR proche de 6.5, il ne suffit pas de masquer les sources dans le ciel reconstruit car le bruit de codage des sources est étalé dans toute l'image du ciel par la déconvolution. De même, les artefacts engendrés par la déconvolution de la forme convexe du CXB est présente dans toute l'image du ciel. Ainsi, ces deux composantes de bruit de fond doivent être corrigées avant l'étape de déconvolution. Ce travail sera présenté dans le chapitre suivant.

Dans ce chapitre, et le reste de la thèse, j'utilise les bandes d'énergies 4–20, 4–50, 4–120 et 20–120 keV. Cependant, une analyse des premiers résultats avec les XRDPIX intégrés sur le modèle de qualification du plan détecteur a révélé que le seuil de 4 keV pourrait être difficile à atteindre à cause de phénomènes de diaphonie entre les pixels. Ainsi, le seuil pourrait être relevé pour filtrer ces perturbations. Au final, il est probable que 2 pixels par XRDPIX aient un seuil bas plutôt à 8 keV, et les autres plutôt à 5–6 keV. La modification du seuil bas pourrait être effectuée de manière globale sur le plan détecteur en fixant le seuil bas des événements utilisés par le logiciel de déclenchement à 8 keV pour tous les pixels. Une autre solution consisterait à fixer un seuil bas entre 5 et 6 keV et de définir une inefficacité (qu'il faudra prendre en compte dans l'étape de correction et de reconstruction) pour les 2 pixels sur les 32 concernés. De plus, dans la configuration actuelle, 3 des 4 bandes ont un seuil bas à 4 keV. À l'avenir une autre configuration pourrait être adoptée, par exemple 5–120 keV (le maximum réalisable), 5–25 keV (pour les sursauts à spectre mou, riches en rayons X, du type de ceux détectés par HETE-2), 15–50 keV (une bande qui commence au seuil de détection de Swift et va jusqu'à l'énergie où la sensibilité d'ECLAIRs reste maximale, tout en restant en-deçà de la fluorescence du tantale du masque) et 25–120 keV (pour les sursauts plus similaires à ceux détectés par

BATSE). Dans ce cas, il faudrait alors reconstruire le catalogue présenté dans cette section (mes outils le permettent), notamment en déterminant les SNR typiques des sources dans ces nouvelles bandes d'énergie.

Les constats que j'ai réalisés dans ce chapitre motivent le besoin de traitement pour corriger les images du ciel. Ces traitements doivent être effectués à bord par l'UGTS. De plus, comme les sources connues ont une influence sur la qualité des images du ciel, la correction de leur contribution dans le logiciel embarqué nécessite un catalogue. Ce catalogue sera utilisé à bord afin de préciser quelles sources doivent subir un traitement (correction avant la déconvolution ou exclusion dans l'image du ciel lors de la recherche d'une nouvelle source) mais aussi de rendre possible la détection d'éruptions produites par ces sources en définissant des seuils de détection adaptés à chaque source.

Optimisation de la détection d'événements transitoires

5.1	Correction des défauts instrumentaux	138
5.2	Correction du bruit de fond	139
5.2.1	Ajustement d'une forme	139
5.2.1.1	Description de la méthode	139
5.2.1.2	Exemple	141
5.2.1.3	Masquage de pixels	148
5.2.2	Ondelettes	150
5.2.2.1	Analyse multi-résolution	151
5.2.2.2	Algorithme à trous	152
5.2.2.3	Application à la correction du bruit de fond	154
5.2.2.4	Exemple	157
5.2.2.5	Masquage de pixels	158
5.3	Correction des sources connues persistantes	164
5.3.1	Méthode classique par ajustement	164
5.3.1.1	Description	164
5.3.1.2	Influence de la direction de pointage	165
5.3.1.3	Exemple : le centre galactique	167
5.3.2	Masquage des sources sur le détecteur	174
5.4	Optimisation des seuils de détection	178
5.4.1	Cas idéal : bruit de fond seul	178
5.4.2	Cas plus réaliste : bruit de fond, source et Terre	180
5.5	Conclusion sur les performances des méthodes	183
5.6	Catalogue embarqué et détection de sources connues	185
5.6.1	Sources à corriger	186
5.6.2	Sources à exclure de la zone de recherche de nouvelles sources	187
5.6.3	Seuils de détection des éruptions de sources connues	188

Dans ce chapitre, je vais présenter les méthodes nécessaires pour optimiser la détection d'événements transitoires avec ECLAIRs. Ces événements peuvent être l'apparition de nouvelles sources (des sursauts gamma par exemple) mais aussi des éruptions de rayons X produites par des sources connues. Afin de détecter le plus d'événement possible, et en particulier des événements peu lumineux proches du seuil de détection d'ECLAIRs, il est indispensable de procéder au traitement des images, et notamment à la correction du bruit de fond (CXB et sources brillantes connues). Je présenterai également les performances scientifiques des différentes méthodes de traitement. Les performances de calcul sur la cible embarquée ne seront pas abordées ici. J'ai développé et prototypé ces méthodes en python. Ces méthodes ont ensuite été implémentées dans le logiciel de bord en C++ par l'équipe de développement. Ce sont les fonctions de la version embarquée du logiciel qui seront utilisées pour les simulations présentées dans ce chapitre.

En plus des méthodes de traitement d'image, la détection des éruptions de rayons X produites par des sources connues requiert également un catalogue de sources connues à bord. J'en présenterai un prototype dans ce chapitre.

5.1 Correction des défauts instrumentaux

Une première étape de traitement concerne la correction des imperfections ou des défauts instrumentaux. Un des défauts est la non uniformité de la réponse des pixels qui composent le détecteur. Cette non uniformité est variable avec le temps (sur des temps relativement longs, mesurable sur de l'ordre d'une semaine), son image est notée U et son estimation est notée U_C . Cette estimation est l'efficacité de détection de chaque pixel dans une bande d'énergie donnée. Elle peut être périodiquement mise à jour après analyse au sol par téléchargement à bord du logiciel, typiquement une fois par semaine. Afin de corriger ce défaut, l'image brute D est traitée selon l'équation 5.1 pour donner obtenir une version corrigée notée \tilde{D} . De même, la variance V_D est traitée en suivant l'équation 5.2 (rappelons qu'avant tout traitement, $V_D = D$).

$$\tilde{D} = \frac{D}{U_C} \quad (5.1)$$

$$\tilde{V}_D = \frac{D}{U_C^2} \quad (5.2)$$

Cette correction permet de rétablir un nombre de comptage estimé de chaque pixel à partir du nombre de comptage mesuré et de la prise en compte de son efficacité. Ce-

pendant, cette correction ne suffit pas pour tenir compte complètement de l'efficacité des pixels. Pour cela la matrice U_C est également prise en compte pour construire la matrice de poids W appliquée à chaque pixel à l'étape de déconvolution (voir section 3.2.6 et équations 3.1 et 3.2). Cette matrice permet à la déconvolution d'accorder un poids plus faible aux pixels moins efficaces. Dans la suite, j'ai considéré que les pixels sont tous parfaitement efficaces sans non-uniformité ($\tilde{D} = D$ et $\tilde{V}_D = D$).

Il existe d'autres défauts instrumentaux comme les défauts d'alignements causés par les déformations thermo-élastiques subies dans l'environnement spatial : par exemple un défaut de parallélisme entre le masque et le détecteur. Dans logiciel embarqué, ces défauts seront essentiellement pris en compte dans la matrice du masque interpolé (voir figure 3.12) servant à la déconvolution, et les positions des sources détectées issues de la déconvolution seront corrigées à l'aide de tables pré-calculées. Ces défauts ne seront pas considérés dans la suite de ce chapitre qui se concentre sur la correction du bruit de fond dans l'image du plan détecteur et sur les traitements liés à d'éventuelles sources connues présentes dans le champ de vue, le bruit de fond et les sources connues étant tout deux nuisibles à la détection de nouvelles sources si ils ne sont pas corrigés.

5.2 Correction du bruit de fond

Dans cette section, je présente à présent la correction du bruit de fond dans les images enregistrées par le plan détecteur d'ECLAIRs. Ce bruit de fond est essentiellement composé du CXB (voir section 3.3) qui crée sur l'image du plan détecteur une forme spatiale inhomogène avec plus de coups enregistrés au centre qu'au bord, due à la grande taille du champ de vue d'ECLAIRs. J'ai étudié deux méthodes : une méthode d'ajustement d'une forme pré-supposée du bruit de fond qui a déjà été considérée précédemment (voir section 5.2.1) et une méthode nouvelle utilisant une transformée en ondelettes (voir section 5.2.2). Quelque-soit la méthode employée, la correction du bruit de fond est appliquée dans les images du plan détecteur, avant déconvolution. Pour des temps d'exposition inférieurs à 20 s, j'ai montré que la correction du bruit de fond n'est pas nécessaire car l'effet de sa non correction est négligeable (voir section 4.2). Seules les images du plan détecteur construites sur 20 s par le *trigger* image seront donc corrigées en suivant une de ces méthodes. Les deux méthodes sont implémentées dans le logiciel de bord et il sera possible de commuter entre les deux par télécommande de configuration du logiciel.

5.2.1 Ajustement d'une forme

5.2.1.1 Description de la méthode

Cette méthode est basée sur la forme convexe du CXB observée sur le plan détecteur pour un temps d'exposition long (voir figure 3.16). La méthode de correction consiste

donc à ajuster une forme convexe pour construire un modèle du bruit de fond à soustraire au détecteur. Il s'avère que cette forme convexe est bien modélisée par une quadratique à 6 paramètres donnée par l'équation 5.3 associée à une variance donnée par l'équation 5.4 (dans la suite, le terme de covariance sera négligé). Les indices (i, j) correspondent aux coordonnées des pixels dans l'image du plan détecteur.

$$M(i, j) = c_0 + c_1 \cdot i + c_2 \cdot j + c_3 \cdot i^2 + c_4 \cdot j^2 + c_5 \cdot i \cdot j \quad (5.3)$$

$$V_M(i, j) = \text{var}(c_0) + \text{var}(c_1) \cdot i^2 + \text{var}(c_2) \cdot j^2 + \text{var}(c_3) \cdot i^4 + \text{var}(c_4) \cdot j^4 + \text{var}(c_5) \cdot i^2 \cdot j^2 + \text{Cov}(c_0, c_1, c_2, c_3, c_4, c_5) \quad (5.4)$$

Le modèle M est ajusté à partir de la matrice du détecteur D (corrigée de la non uniformité). L'ajustement est réalisé par la méthode de régression linéaire des moindres carrés en laissant les 6 paramètres libres. Cette méthode cherche à minimiser la somme quadratique des résidus. Le problème est formulé de la manière matricielle : $y = X \times c$ où y correspond au vecteur colonne des données à ajuster (c'est à dire les pixels de la matrice D), c correspond au vecteur colonne des 6 paramètres du modèle et X correspond à la matrice de design comprenant autant de colonnes qu'il y a de paramètres à ajuster et autant de lignes qu'il y a de données (c'est à dire de pixels à considérer dans la matrice D). Chaque colonne de la matrice de design correspond aux variables du modèle.

$$y = \begin{pmatrix} d_0 \\ \vdots \\ d_n \end{pmatrix} \quad c = \begin{pmatrix} c_0 \\ \vdots \\ c_p \end{pmatrix} \quad X = \begin{pmatrix} 1 & i_0 & j_0 & i_0^2 & j_0^2 & i_0 j_0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & i_n & j_n & i_n^2 & j_n^2 & i_n j_n \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Il s'agit alors de résoudre $y = X \times c$. La solution est donnée par l'estimateur des moindres carrés ordinaires (équation 5.6) et la variance des paramètres est donnée sur la diagonale de la matrice de variance-covariance déterminée grâce à l'équation 5.7 où σ^2 est la variance du résidu $y - X \times c$. La méthode consiste donc essentiellement à inverser des matrices, en employant par exemple une décomposition QR. La méthode de résolution est implémentée dans des bibliothèques scientifiques C++ comme GSL¹ ou Eigen² par exemple.

$$c = (X^T X)^{-1} X^T y \quad (5.6)$$

1. <https://www.gnu.org/software/gsl>
 2. <http://eigen.tuxfamily.org>

$$\text{Cov} = \sigma^2(X^T X)^{-1} \quad (5.7)$$

Une fois les paramètres du modèle et leur variance déterminés, le modèle pondéré de ces coefficients est soustrait à la matrice D pour obtenir sa version corrigée \tilde{D} (équation 5.8) et la variance du modèle est ajoutée pour obtenir la variance corrigée \tilde{V}_D (équation 5.9).

$$\tilde{D} = D - M \quad (5.8)$$

$$\tilde{V}_D = D + V_M \quad (5.9)$$

La méthode est résumée par le diagramme de la figure 5.1. L'opérateur « A » correspond à l'étape d'ajustement du modèle à partir de l'image du détecteur (équations 5.3, 5.4, 5.6 et 5.7), l'opérateur « C » correspond à l'étape de correction (équations 5.8 et 5.9) et l'opérateur « D » correspond à l'étape de déconvolution (équations 3.1, 3.2, 3.3).

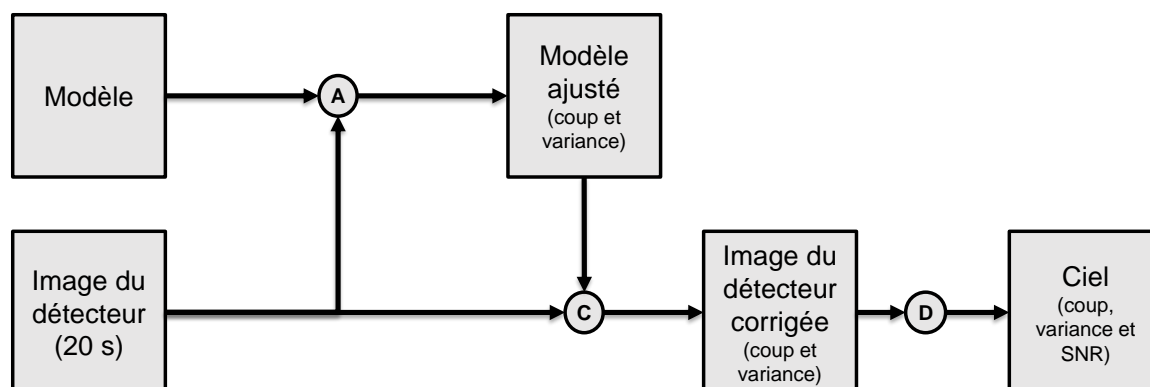


Figure 5.1 – Diagramme décrivant la méthode de correction de l'image du détecteur par ajustement d'un modèle.

5.2.1.2 Exemple

Sans Terre

En guise d'exemple, je présente l'application de la méthode de correction par ajustement dans un premier cas simple correspondant à un champ de vue sans Terre, sans sources ponctuelles et produisant une image du plan détecteur comprenant uniquement du CXB dans la bande 4–120 keV (simulation réalisée selon la méthode présentée dans la section 3.5). Les différentes étapes de la procédure de correction sont illustrées sur la figure 5.2. L'image en haut à gauche donne l'image du plan détecteur non corrigée pour

une exposition de 20 s. Avec ce temps d'exposition, la forme convexe du CXB n'est pas facilement observable à l'œil. Le CXB se manifeste surtout par des artefacts dans l'image du ciel résultant de la sommation d'images du ciel en 20 s, reconstruites à partir d'images du plan détecteur non corrigées (voir section 4.2). Cependant, le modèle ajusté (image en haut à droite) montre bien la présence d'une composante convexe dans l'image du détecteur. La planéité de l'image du détecteur est rétablie après soustraction du modèle ajusté (image en bas à droite).

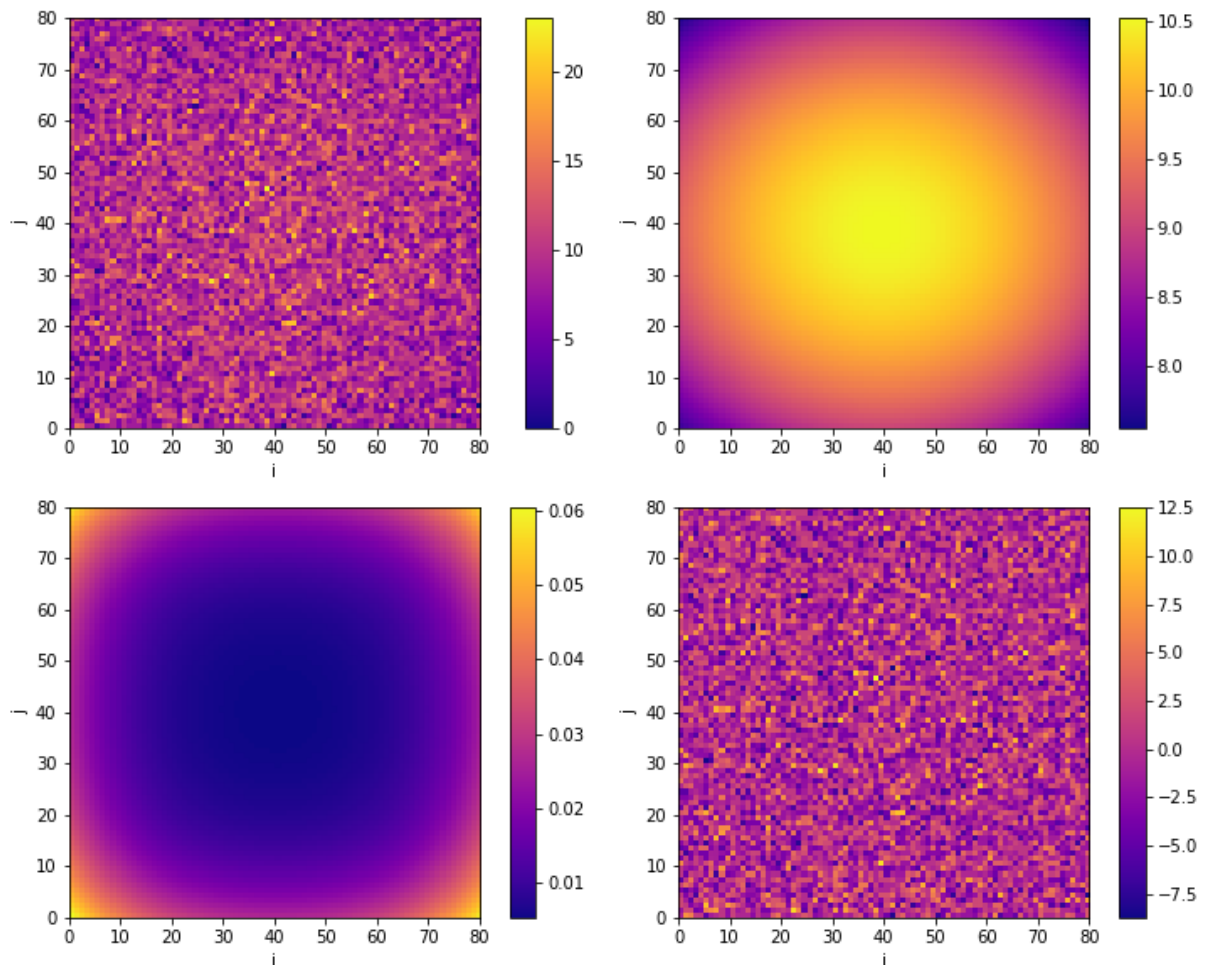


Figure 5.2 – Exemple de correction du CXB par ajustement d'une forme quadratique. En haut à gauche : image du plan détecteur avant correction (20 s, 4–120 keV). En haut à droite : modèle ajusté. En bas à gauche : modèle ajusté en variance. En bas à droite : image corrigée. Les échelles de couleurs donnent le nombre de coups par pixel sur le détecteur.

Afin de mieux observer l'effet de la correction, j'ai tracé sur la figure 5.3 le profil diagonal (valeurs des pixels tels que $i = j$) des différentes images du plan détecteur. La courbe rouge donne le profil diagonal du modèle ajusté dans l'image brute du détecteur. Aussi, pour évaluer la courbure dans l'image du plan détecteur avant et après correction, j'ai de nouveau ajusté un modèle quadratique dans l'image corrigée (le profil de ce nouveau modèle ajusté est donné par la courbe bleu foncé). La courbure $\gamma(i)$ de ces deux courbes est calculée au centre de l'image ($i = 40$) suivant l'équation 5.10 où M' et M'' désignent

respectivement la dérivée première et seconde du modèle ajusté. La courbure au centre du profil diagonal de l'image brute est $3.6 \cdot 10^{-3}$ et diminue à $1.2 \cdot 10^{-11}$ après correction.

$$\gamma(i) = \left| \frac{M''(i, i)}{(1 + M'(i, i)^2)^{3/2}} \right| \quad (5.10)$$

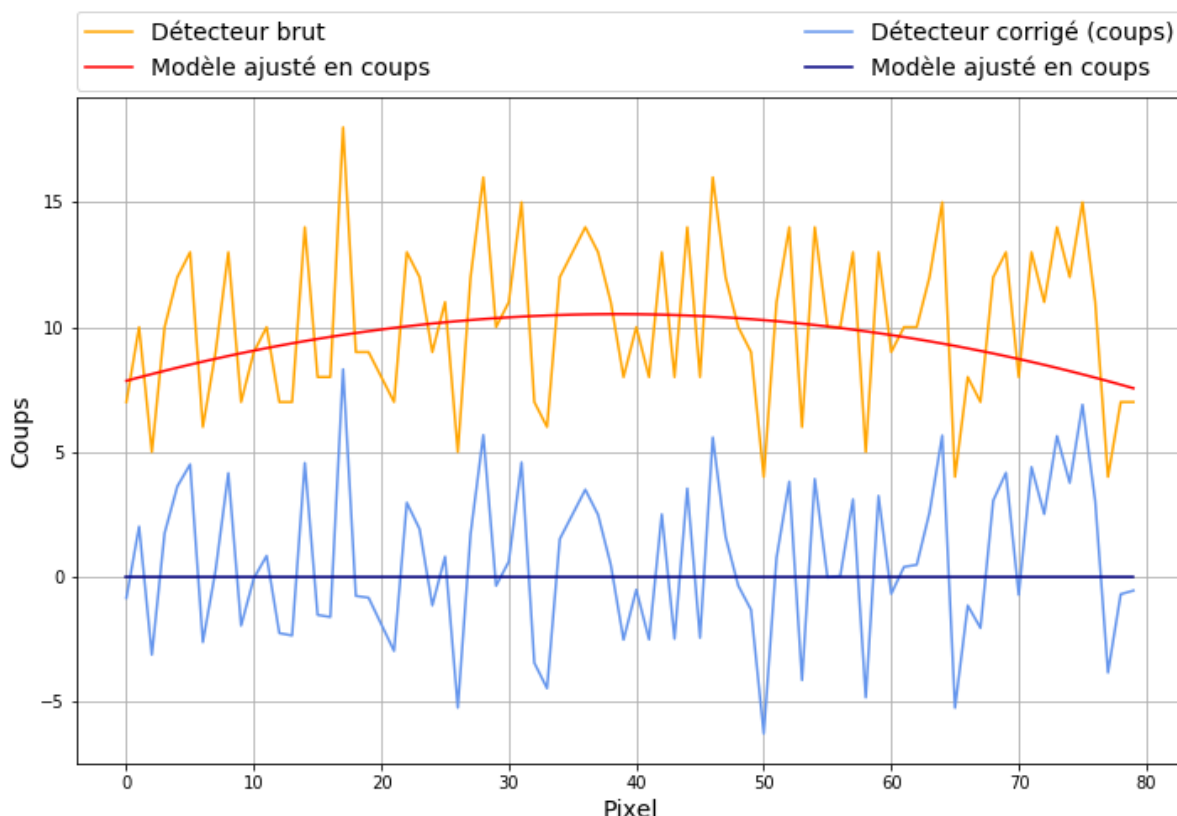


Figure 5.3 – Exemple de correction du CXB par ajustement d'une forme quadratique. Les courbes orange et bleu ciel donnent respectivement le profil diagonal de l'image du plan détecteur avant et après correction. Les courbes rouge et bleu foncé donnent respectivement le profil diagonal du modèle ajusté dans l'image brute et corrigée.

Dans l'exemple que je viens de présenter, la correction permet de rétablir l'uniformité de l'image du plan détecteur avant la déconvolution. Cela permet ainsi d'éviter la formation d'artefacts lors de la sommation des images du ciel reconstruites. S'il se trouve que la courbure du profil diagonal diminue avec la correction, l'apport de cette correction est surtout mesurable dans les images du ciel via l'écart-type de leur distribution de SNR. Ainsi, la figure 5.4 donne l'écart-type de cette distribution pour les différentes durées d'exposition après sommations des images du ciel de 20 s dans le cas où les images du détecteur ont été corrigées avant la déconvolution. Cette figure est à comparer avec la figure 4.3. Nous pouvons d'abord constater l'absence d'artefacts dans l'image du ciel pour la tranche maximale d'environ 20 min (image de droite). De plus, toutes les distributions présentent un écart-type proche de 1 (pour rappel, sans correction avant déconvolution,

l'écart-type augmentait jusqu'à 2.8). Dans ce cas, un seuil en SNR de 6.5 permettra de détecter des nouvelles sources sans pour autant augmenter le taux de fausses alertes lorsque le temps d'exposition augmente.

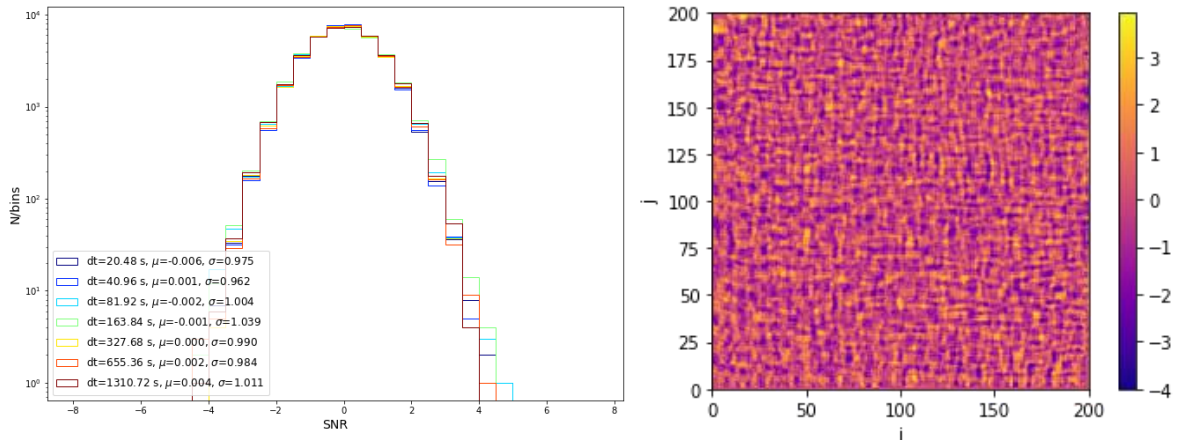


Figure 5.4 – A gauche : distribution du SNR des pixels du ciel pour différents temps d'exposition. A droite : image du ciel en SNR pour la plus longue durée d'exposition prévue à bord (1310.72 s). Simulations réalisées avec redistribution en énergie et détection entre 4 et 120 keV (énergies injectées dans 4–150 keV), sans Terre et avec correction des images du détecteur selon la méthode d'ajustement d'un modèle.

Avec Terre

Ici, je donne un exemple de la procédure en présence de la Terre dans le champ de vue, pour la même séquence où la Terre quitte le champ de vue que celle présentée dans la section 4.2.1. Pour cette nouvelle simulation, la figure 4.6 donne la distribution du SNR dans l'image du ciel reconstruite, après correction des shadowgrammes, là où le champ de vue est libre de Terre, pour les temps d'exposition correspondant aux échelles de temps du *trigger* image. La figure donne uniquement les distributions pour les premières images disponibles de chaque temps d'exposition (en réalité cette simulation a produit 64 images de 20 s, 32 images de 40 s, ... jusqu'à une seule image de 20 min). Les écarts-types des distributions pour toutes les images à toutes les échelles sont données sur la figure 5.6. Comme la Terre quitte peu à peu le champ de vue, le champ de vue libre de Terre augmente avec le temps. En conséquence, le nombre de pixels considérés pour les distributions de la figure 4.6 est le plus faible dans la première image de 20 s et augmente avec le temps d'exposition. Cette simulation démontre bien l'apport de la correction du bruit de fond et le fait que la méthode est opérante même en présence de la Terre. A toutes les échelles de temps, l'écart-type reste proche de 1.

Les différentes étapes de la procédure de correction sont illustrées sur la figure 5.7. L'image en haut à gauche donne l'image du plan détecteur non corrigée pour une exposition de 20 s de la séquence (à $t = 600$ s). Sur cette image, on peut déjà remarquer

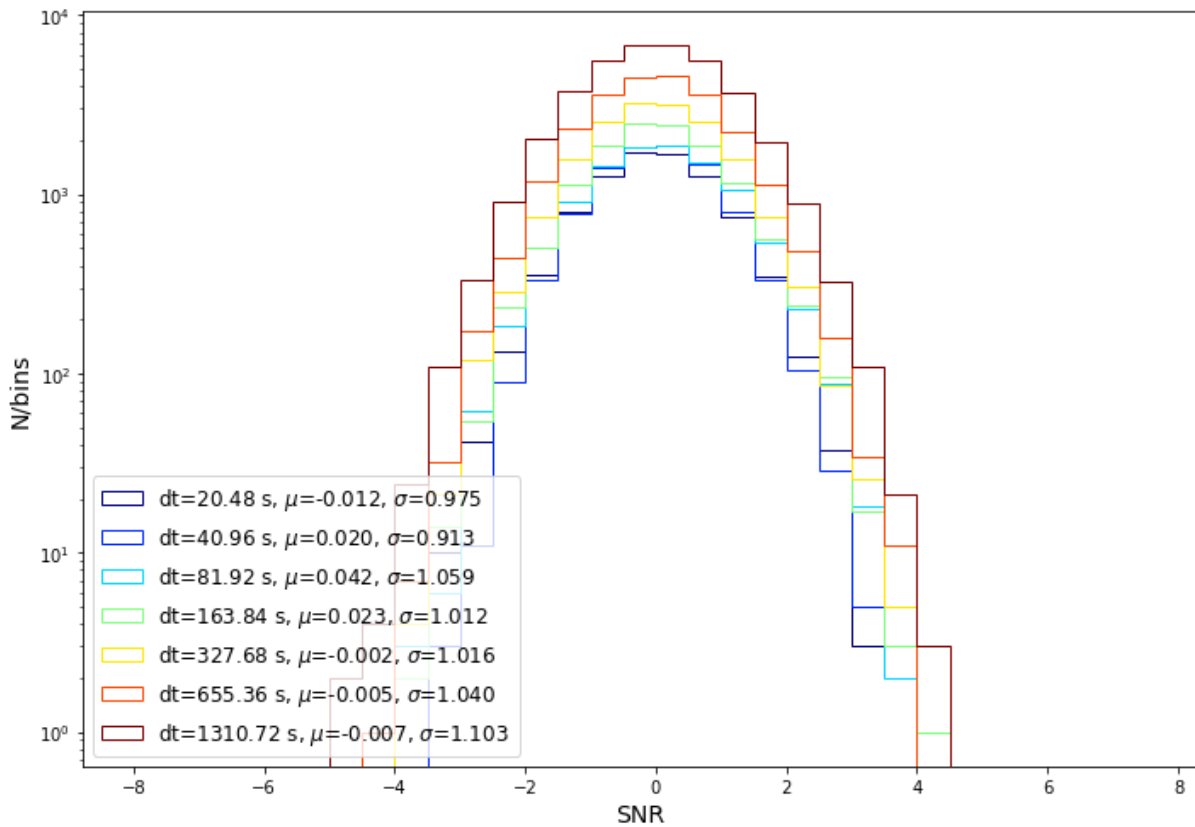


Figure 5.5 – Distribution du SNR des pixels du ciel (reconstruit à partir du shadowgramme corrigé) pour différents temps d'exposition en présence de la Terre. La distribution est construite à partir des pixels du ciel qui ne sont masqués par la Terre dans aucune des images de 20 s utilisées pour produire l'image de l'échelle de temps considérée. L'écart-type et la moyenne du SNR sont calculés avec les pixels du ciel qui ne sont pas masqués par la Terre pendant au moins la moitié de la durée de l'exposition correspondante.

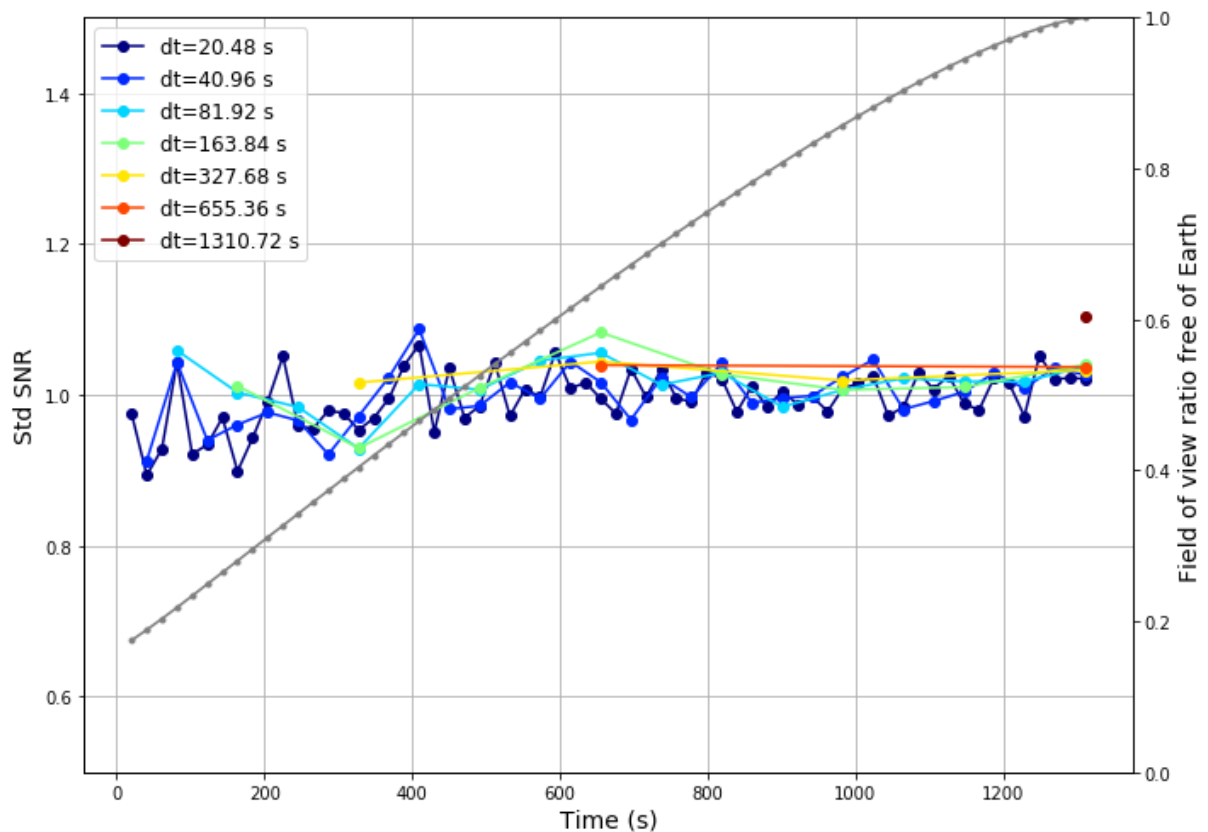


Figure 5.6 – Écart-type de la distribution du SNR des pixels du ciel (reconstruit à partir du shadowgramme corrigé par ajustement) en fonction du temps (ici une séquence de 20 min) pour différentes durées d'exposition successives (ici divisée en 64 périodes de 20.48 s, jusqu'à 1 période de 20 min) en présence de la Terre. Les points de couleur correspondent aux différents instants où les images sont construites (64 fois après chaque période de 20.38 s jusqu'à une fois à la fin pour la période de 20 min). La courbe en gris donne la fraction du champ de vue libre de Terre, avec la position de la Terre mise à jour toutes les 20.48 s, ce qui correspond à une séquence de 20 min en sortie d'occultation terrestre. L'écart-type du SNR est calculé avec les pixels du ciel qui ne sont pas masqués par la Terre pendant au moins la moitié de la durée de l'exposition correspondante.

comment la forme convexe du CXB est déplacée en direction du coin inférieur droit de l'image. De plus, dans l'image du plan détecteur, la Terre n'apparaît pas comme une zone franche (le champ de vue de chaque pixel du détecteur est différemment impacté par la Terre, ici aucun pixel du champ de vue n'est complètement masqué). Le modèle ajusté (image en haut à droite) montre bien la présence d'une composante convexe dans l'image du détecteur mais décentrée et déformée. La planéité de l'image du détecteur est rétablie après soustraction du modèle ajusté (image en bas à droite).

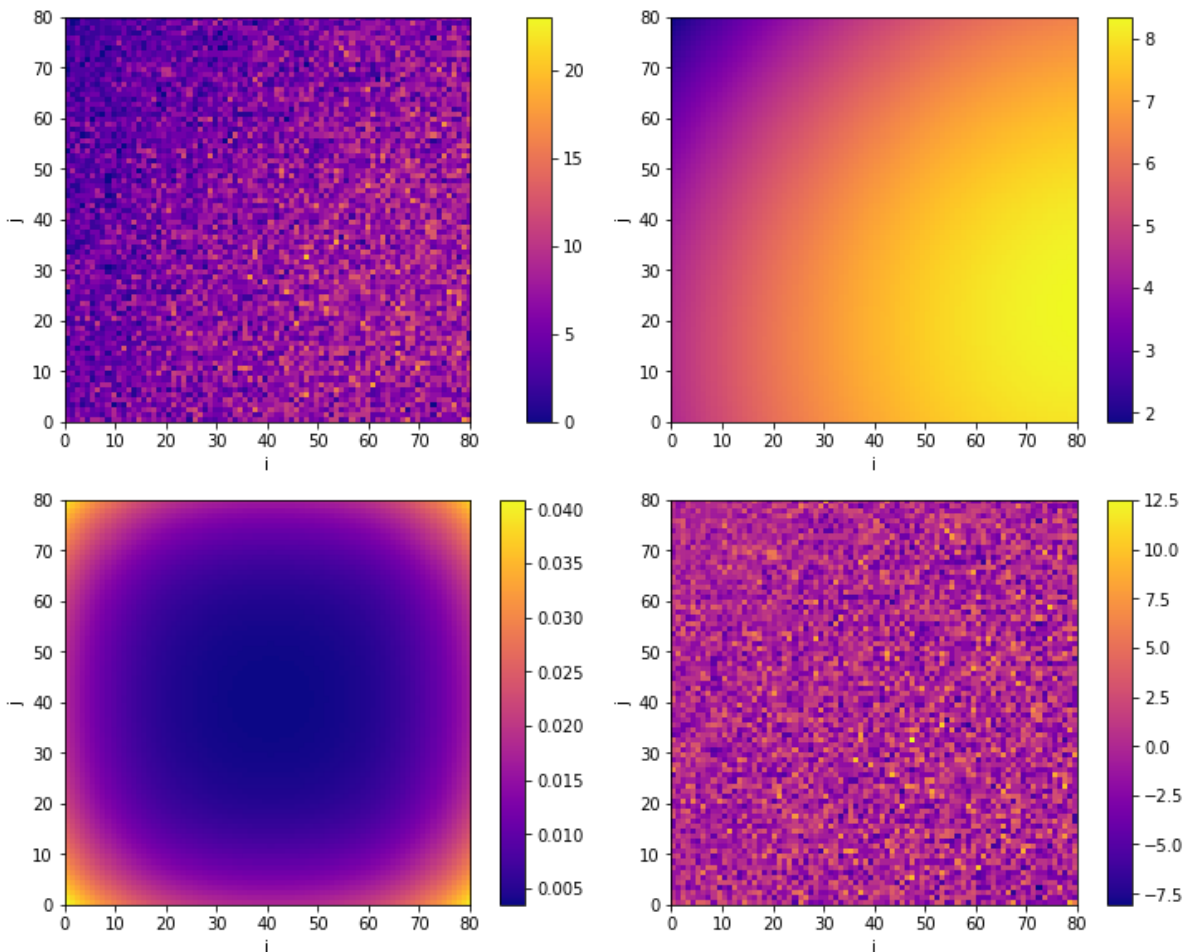


Figure 5.7 – Exemple de correction du CXB par ajustement d'une forme quadratique en présence de la Terre pour le shadowgramme, de la séquence de la figure 5.6, produit à $t = 600$ s. La position de la Terre dans le champ de vue est donné sur la figure 5.9. En haut à gauche : image du détecteur avant correction (exposition de 20 s, 4–120 keV). En haut à droite : modèle ajusté. En bas à gauche : modèle ajusté en variance. En bas à droite : image corrigée. Les échelles de couleurs donnent le nombre de coups par pixel sur le détecteur.

L'effet de la correction est confirmé sur la figure 5.8 par le profil diagonal (valeurs des pixels tels que $i = j$) des différentes images du plan détecteur. La courbe rouge donne le profil diagonal du modèle ajusté dans l'image brute du détecteur. Cette courbe montre bien que la forme convexe n'est plus centrée. La courbe bleue foncée donne le profil diagonal du modèle quadratique de nouveau ajusté dans l'image corrigée. La courbure $\gamma(i)$

de ces deux courbes est calculée au centre de l'image ($i = 40$, équation 5.10). La courbure au centre du profil diagonal de l'image brute est $2.0 \cdot 10^{-3}$ et diminue à $3.2 \cdot 10^{-12}$ après correction.

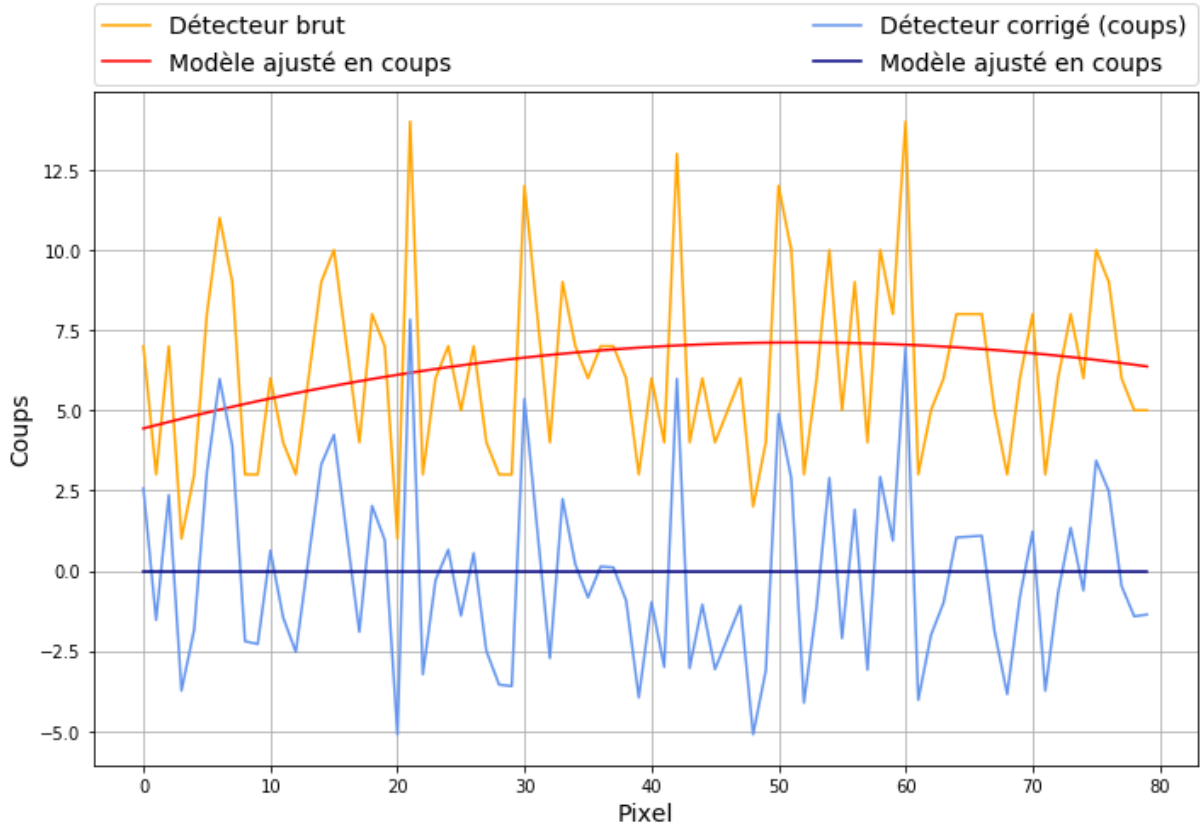


Figure 5.8 – Exemple de correction du CXB par ajustement d'une forme quadratique en présence de la Terre (pour le shadowgramme, de la séquence de la figure 5.6, produit à $t = 600$ s). Les courbes orange et bleu ciel donnent respectivement le profil diagonal de l'image du détecteur avant et après correction. Les courbes rouge et bleu foncé donnent respectivement le profil diagonal du modèle ajusté dans l'image brute et corrigée.

5.2.1.3 Masquage de pixels

La méthode décrite dans la section précédente permet de corriger le bruit de fond dans l'image du détecteur, sans ou avec présence de la Terre dans le champ de vue, en utilisant l'information disponible dans tous les pixels de l'image. Il est aussi possible d'exclure certains pixels du traitement comme par exemple des pixels bruyants, morts ou des pixels qui ont été éclairés par une source connue brillante. Ces pixels ne sont alors pas utilisés pour l'ajustement du modèle. Dans ce cas, les matrices y et X du problème $y = X \times c$ définies précédemment sont construites à partir des pixels à conserver uniquement. Ces matrices sont donc caractérisées par un nombre de lignes inférieur au nombre total de pixel de la matrice D . Une application de cette technique de masquage des pixels sera présentée dans la section 5.3.2.

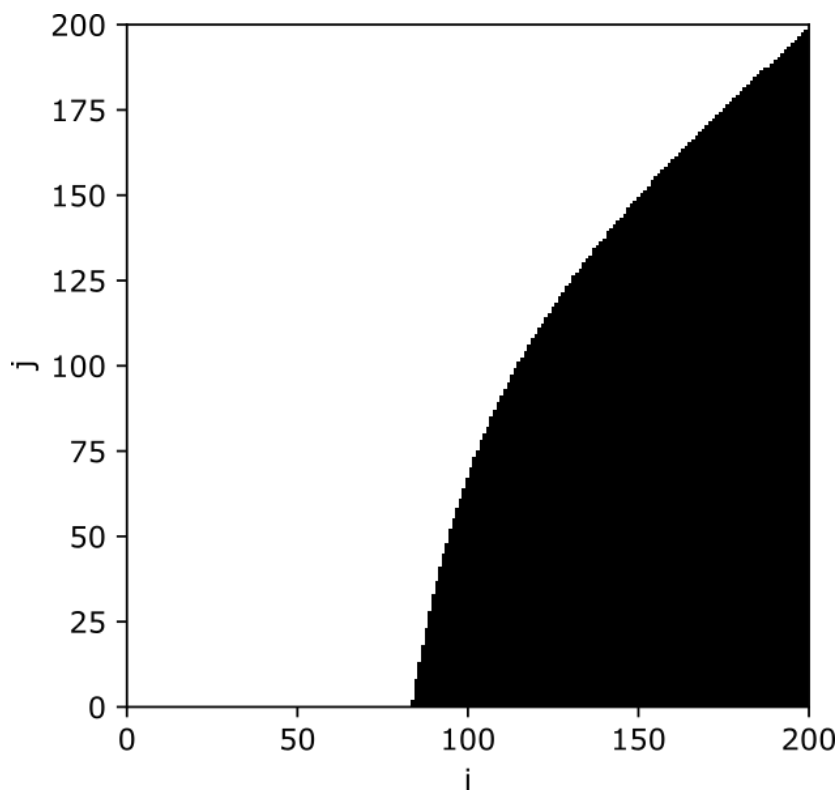


Figure 5.9 – Carte du ciel donnant la position de la Terre dans le champ de vue pour l'exemple des figures 5.7, 5.8, 5.16 et 5.17. Dans cet exemple, environ 37% du ciel est masqué par la Terre (fraction d'angle solide). Notons que cette figure ne fait pas apparaître la première ligne et la première colonne ainsi que les coins de l'image du ciel présentés sur la figure 3.14 et définis tels que moins de 50 pixels du plan détecteurs sont illuminés depuis ces positions du ciel, ces pixels du ciel étant toujours exclus du calcul de l'analyse des images.

5.2.2 Ondelettes

J'ai également développé une autre méthode utilisant des ondelettes pour corriger le bruit de fond. Dans le cas de l'imagerie à masque codé, cette méthode n'a encore jamais été utilisée pour corriger le bruit de fond avant la déconvolution. Krivonos et al. (2010) propose une utilisation des ondelettes après déconvolution pour corriger des artefacts dans les images du ciel reconstruites de l'instrument IBIS à bord d'INTEGRAL. Rappelons que dans le cas d'IBIS, étant donné la distance entre le masque et le détecteur (ce qui lui confère une taille du champ de vue bien plus faible comparé à ECLAIRS), le bruit de fond n'adopte pas de forme convexe dans l'image du détecteur (voir figure 4.4). Pour ECLAIRS, appliquer cette méthode après déconvolution ne convient pas pour corriger la forme convexe du bruit de fond. Dans cette thèse, je propose une nouvelle approche qui consiste à utiliser les ondelettes pour corriger le bruit de fond avant la déconvolution. Cette approche multi-résolution est appliquée aux images du détecteur exposées pendant 20 s comme pour la méthode de correction par ajustement. Cette méthode de correction permet notamment de s'affranchir de l'hypothèse de la forme convexe du CXB sur le détecteur.

L'idée derrière l'utilisation d'une décomposition en ondelettes de l'image du plan détecteur avant déconvolution, est de permettre d'obtenir une décomposition en différentes échelles de l'image. Avec d la dimension des pixels du détecteur, les pixels physiques du masque (en dehors de la croix centrale) sont de dimension $m = 2.53d$ (voir section 3.2.4). De plus les structures dans le motif du masque physique ont très souvent une taille caractéristique de 1 pixel de large et de plusieurs pixels de long (voir figure 3.12). Donc la taille caractéristique des structures qui contribuent à la déconvolution est plutôt $m = 2.53d$. D'où l'idée que les très grandes structures, de type $m = 8d$ (échelle 3), $m = 16d$ (échelle 4), ne contribuent pas dans la déconvolution. Les échelles fines comportent l'information du codage des sources ponctuelles par le masque codé (échelles 0, 1 et éventuellement 2, puisque le rapport en taille des éléments du masque par rapport aux pixels du détecteur $m/d = 2.54$ est compris entre 2^1 et 2^2). Les échelles grossières (au-delà de 3) comportent la modulation spatiale du bruit de fond : l'information sur la forme du CXB délimité par le blindage latéral, projeté à travers l'ouverture codée et modulée par la présence de la Terre dans le champ de vue. Après séparation de cette composante de bruit à grande échelle, seule l'image comportant les petites échelles, et donc préservant l'information du codage des sources ponctuelles, est présentée à la déconvolution. Aussi la décomposition en ondelettes est bien plus rapide qu'un ajustement à plusieurs paramètres du CXB, et peut donc être intéressante pour le logiciel embarqué dans un calculateur à puissance de calcul limitée.

5.2.2.1 Analyse multi-résolution

Le but de la décomposition en ondelettes, aussi appelée analyse multi-résolution (Mallat, 1989) est de décomposer un signal (ou ici une image) en différentes échelles ou approximations afin d'isoler les différentes composantes du signal selon leur fréquence. Dans le cadre général, on considère l'espace $\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$ des fonctions réelles de carré intégrable et une suite de sous-espaces vectoriels V^s emboîtés. C'est à dire que pour tout $s \in \mathbb{Z}$, on a $V^{s+1} \subseteq V^s$. On suppose l'existence d'une fonction ϕ , appelée fonction d'échelle, telle que la famille des fonctions translatées $\phi(x - k)$, $k \in \mathbb{Z}$ forme une base orthonormée de l'espace V^0 pour le produit scalaire induit par celui de $\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$. De plus, par définition de l'analyse multi-résolution, une fonction $f(x)$ appartient à V^s si et seulement si sa dilatée $f(x/2)$ appartient à V^{s+1} . Par récurrence, $f(x)$ appartient à V^0 si et seulement si sa dilatée $f(x/2^s)$ appartient à V^s . Par conséquent, la famille $\frac{1}{2^s}\phi(\frac{x}{2^s} - k)$, $k \in \mathbb{Z}$ forme une base orthonormée de l'espace V^s . On dit que l'espace V^s est invariant par translation de facteur multiple de 2^s . On peut écrire le produit scalaire d'un signal f avec un vecteur de la base orthonormée de V^s selon l'équation 5.11, qu'on appellera dans la suite une approximation de f à l'échelle $s > 0$. Dans la suite on supposera que les données à décomposer en différentes échelles selon cette méthodes sont les échantillons $c_{0,k}$.

$$c_{s,k} = \frac{1}{2^s} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\phi\left(\frac{x}{2^s} - k\right)dx \quad (5.11)$$

De plus, comme $V^{s+1} \subseteq V^s$ alors il existe un sous-espace W^s supplémentaire orthogonal de V^s dans V^{s-1} et donc $V^s \oplus W^s = V^{s-1}$. Aussi, il existe une fonction ψ appelée fonction d'ondelette telle que la famille $\frac{1}{2^s}\psi(\frac{x}{2^s} - k)$, $k \in \mathbb{Z}$ forme une base de W^s . On appelle coefficient d'ondelette le produit scalaire de f avec un vecteur de la base orthogonale de l'espace W^s (équation 5.12).

$$w_{i,k} = \frac{1}{2^s} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\psi\left(\frac{x}{2^s} - k\right)dx \quad (5.12)$$

La projection orthogonale sur l'espace W^s correspond au détail du signal qui est perdu en passant de l'approximation d'échelle $s - 1$ à celle d'échelle s . La méthode de décomposition en différentes échelles du signal revient donc à calculer les différentes approximations du signal. Comme $V^{s+1} \subseteq V^s$, V^{s+1} est un sous-espace vectoriel de V^s et on peut écrire chaque élément de V^{s+1} comme une combinaison linéaire des fonctions de la base de V^s . En particulier, pour $s = 0$ et comme $\phi(x/2) \in V^0$ cela même à l'équation 5.13 appelée équation de dilatation (Strang, 1989).

$$\frac{1}{2}\phi\left(\frac{x}{2}\right) = \sum_n h(n)\phi(x-n) \quad (5.13)$$

Afin d'éviter le calcul de l'intégrale de l'équation 5.11, on peut montrer que si la fonction ϕ respecte l'équation de dilatation, alors l'approximation se calcule par récurrence (équation 5.14).

$$c_{s+1,k} = \sum_n h(n)c_{s,2k+n} \quad (5.14)$$

Dans les équations 5.13 et 5.14, h désigne les coefficients de la décomposition de $\phi(x)$ en fonction de $\phi(x-n)$, $n \in \mathbb{Z}$ et correspond à un filtre passe-bas. Ainsi, plus l'échelle augmente plus l'approximation correspond aux grandes structures présentes dans le signal.

5.2.2.2 Algorithme à trous

Dans l'analyse multi-résolution exposée précédemment, le nombre de coefficients des approximations diminue au fur et à mesure que l'échelle augmente ce qui résulte en des images composées de moins en moins de pixels, donc d'une résolution de moins en moins bonne : on parle de transformation en ondelettes décimée. En revanche, l'algorithme à trous (Holschneider et al., 1990; Dutilleux, 1989; Shensa, 1992) est redondant et conserve le nombre de pixels pour les images construites aux échelles successives, ce qui est rendu possible par une sélection appropriée des échantillons pour la convolution par le filtre (équation 5.15).

$$c_{s,k} = \frac{1}{2^s} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\phi\left(\frac{x-k}{2^s}\right)dx \quad (5.15)$$

En choisissant la fonction d'ondelette ψ définie par l'équation 5.16, la famille $\frac{1}{2^s}\psi\left(\frac{x-k}{2^s}\right)$, $k \in \mathbb{Z}$ n'est plus une base du sous-espace W^s mais permet cependant de décomposer le signal comme une combinaison linéaire des fonctions de la famille. On parle alors de trames d'ondelettes. Plus de détail sur le formalisme mathématique de ces transformation est disponible dans Pesquet-Popescu et Pesquet (2001); Mallat (2009).

$$\frac{1}{2}\psi\left(\frac{x}{2}\right) = \phi(x) - \frac{1}{2}\phi\left(\frac{x}{2}\right) \quad (5.16)$$

A partir des équations 5.15 et 5.16, le coefficient d'ondelette $w_{s,k}$ peut s'écrire comme la différence de deux lissages successifs (équation 5.17).

$$w_{s,k} = c_{s-1,k} - c_{s,k} \quad (5.17)$$

Ainsi, les échantillons d'origine $c_{0,k}$ peuvent être reconstruits en sommant les différents coefficients d'ondelettes et la dernière approximation à l'échelle $s = s_{\max}$ selon l'équation 5.18.

$$c_{0,k} = \sum_{s=1}^{s_{\max}} w_{s,k} + c_{s_{\max},k} \quad (5.18)$$

En deux dimensions (Starck et Murtagh, 2002), l'algorithme à trous permet d'obtenir des approximations de l'image du détecteur notées C_s aux différentes échelles s en convoluant successivement l'approximation C_{s-1} avec un filtre passe-bas en deux dimension H . C_0 correspond à l'image du détecteur brute ($C_0 = D$). Les coefficients de l'approximation à l'échelle s et à la position (i, j) se calculent avec l'équation 5.19 où $H = hh^T$ avec h le filtre à une dimension (équation 5.13). Les coefficients d'ondelettes à l'échelle s et à la position (i, j) sont données par l'équation 5.20. Les matrices D , C_s et W_s ont toutes la même taille (80×80).

$$C_s(i, j) = \sum_{m=-l}^l \sum_{n=-l}^l H(m, n) C_{s-1}(i + 2^{s-1}m, j + 2^{s-1}n) \quad (5.19)$$

$$W_s(i, j) = C_{s-1}(i, j) - C_s(i, j) \quad (5.20)$$

L'algorithme est qualifié de « à trous » car, au cours du calcul des différentes approximations de l'image du détecteur, la distance entre deux pixels considérés pour la convolution par le filtre augmente d'un facteur 2. Pour calculer l'approximation à l'échelle 1, les pixels pris en compte sont voisins, alors que pour le calcul à l'échelle s , ils sont séparés d'une distance 2^{s-1} , comme l'illustre la figure 5.10. Plus l'échelle augmente, plus la taille du support augmente donc. Pour conserver une taille de l'image identique (80×80), on utilisera des conditions aux limites symétriques : l'image du pixel d'indice -1 (qui serait en dehors de la matrice) est le pixel d'indice 0, l'image du pixel d'indice 80 (également hors matrice) est le pixel d'indice 79.

Pour construire le filtre 2D H , j'utilise une fonction d'échelle à variable séparées $\phi(x, y) = \phi(x)\phi(y)$. Pour la fonction d'échelle 1D, j'utilise les fonctions B-spline B_2 et B_4 qui sont usuellement mentionnées dans la littérature pour l'utilisation de l'algorithme à trous (Starck et Murtagh, 2002; Starck et al., 2007). Ces fonctions vérifient l'équation

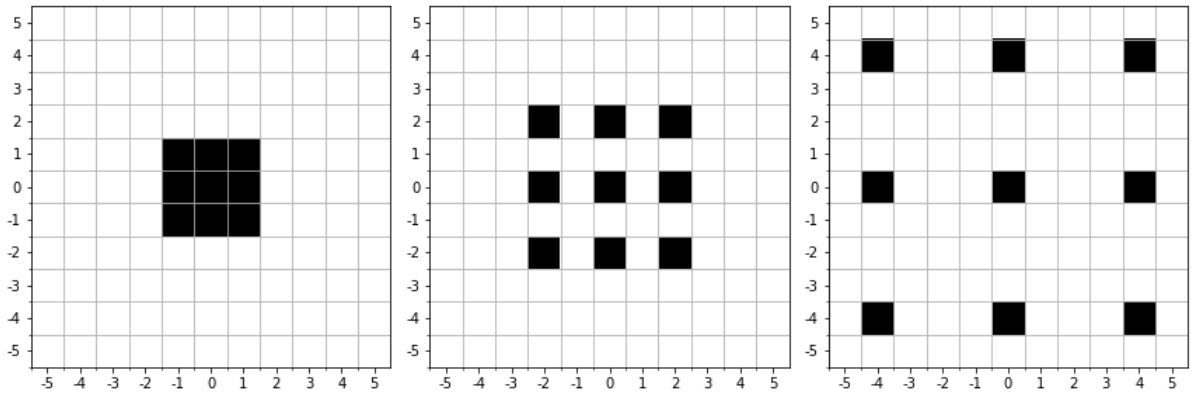


Figure 5.10 – Illustration du calcul des approximations par l'algorithme à trous appliqué au pixel central $(i, j) = (0, 0)$ pour un filtre de dimension 3×3 . Dans chaque approximation C_0 (à gauche), C_1 (au centre), C_2 (à droite) les pixels utilisés pour le calcul de $C_1(0, 0)$, $C_2(0, 0)$, $C_3(0, 0)$ sont donnés en noir.

de dilatation 5.13 et sont associés aux filtres h_2 (d'ordre $l = 3$) et h_4 (d'ordre $l = 5$). Les équations 5.21 et 5.22 donnent l'équation de dilatation appliquée aux fonctions B_2 et B_4 permettant de mettre en évidence les coefficients des filtres h_2 et h_4 . La figure 5.11 donne les fonctions d'échelle ϕ et d'ondelette ψ construites à partir de $\phi = B_2$ et $\phi = B_4$.

$$\frac{1}{2}B_2\left(\frac{x}{2}\right) = \frac{1}{4}B_2(x-1) + \frac{1}{2}B_2(x) + \frac{1}{4}B_2(x+1) \quad (5.21)$$

$$\frac{1}{2}B_4\left(\frac{x}{2}\right) = \frac{1}{16}B_4(x-2) + \frac{1}{4}B_4(x-1) + \frac{3}{8}B_4(x) + \frac{1}{4}B_4(x+1) + \frac{1}{16}B_4(x+2) \quad (5.22)$$

L'image du détecteur d'origine peut être reconstruite en sommant les différents coefficients d'ondelettes et la dernière approximation $C_{s_{\max}}$ à la plus grande échelle considérée $s = s_{\max}$ (équation 5.23).

$$D(i, j) = \sum_{s=1}^{\max} W_s(i, j) + C_{s_{\max}}(i, j) \quad (5.23)$$

5.2.2.3 Application à la correction du bruit de fond

Le bruit de fond, résultant de la projection du CXB isotrope sur le ciel à travers tous les trous transparents du masque sur un pixel donné, « délave » la structure du masque projetée dans l'image du plan détecteur, si bien qu'il y est essentiellement présent aux grandes échelles (forme convexe). Pour le supprimer, il suffit de reconstruire l'image du détecteur en utilisant uniquement les plus petites échelles dans lesquelles le bruit de fond n'apparaît pas, mais qui comporte l'essentiel de l'information projetée par les sources

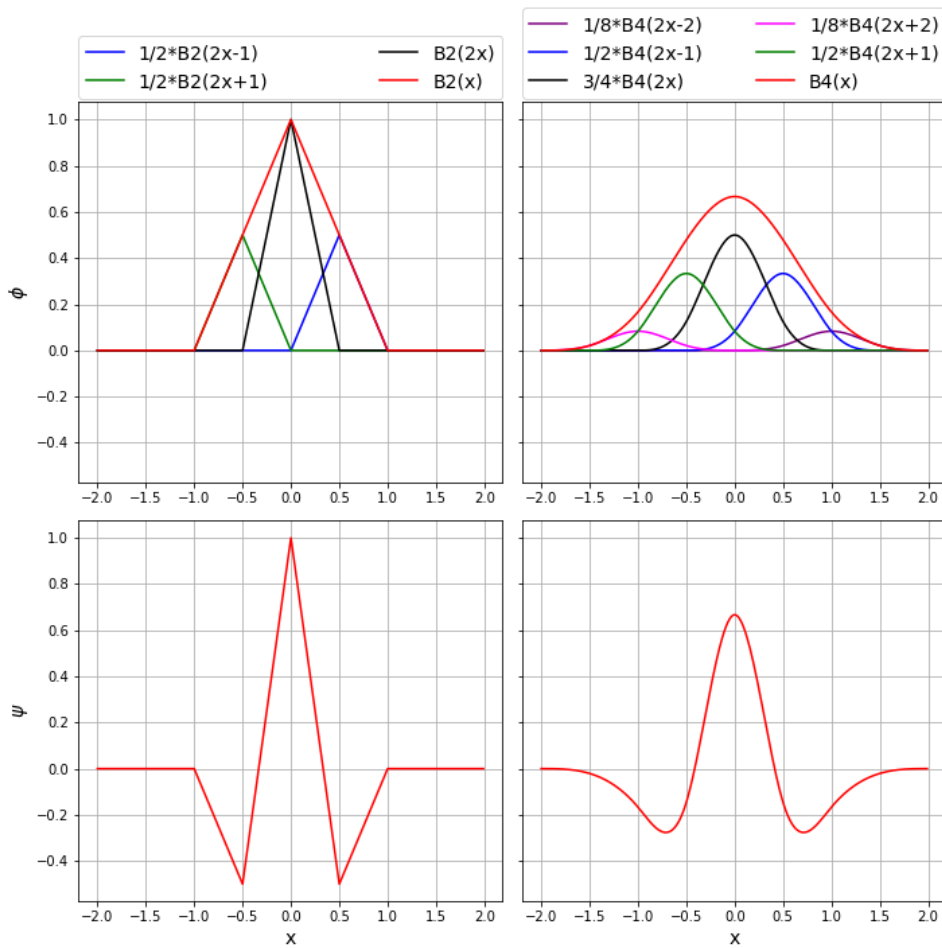


Figure 5.11 – Fonctions d'échelle ϕ (en haut) et d'ondelette ψ (en bas) construites à partir de $\phi = B_2$ (à gauche) et $\phi = B_4$ (à droite). Sur le panneau du haut, les différentes courbes donnent la décomposition des fonctions ϕ au sens de l'équation de dilatation.

ponctuelles, la structure « granulaire » du masque projeté sur l'image, qu'on cherche à détecter. L'équation 5.23 appliquée sur un nombre limité d'échelle s_{\max} donne alors une expression pour calculer \tilde{D} , l'image du détecteur corrigée du bruit de fond à partir de l'image brute à laquelle les grandes échelles sont soustraites (équation 5.24).

$$\tilde{D} = D - C_{s_{\max}} \quad (5.24)$$

Concernant la correction de la variance, la méthode consiste à calculer la variance de chaque approximation et de procéder comme pour la méthode d'ajustement en ajoutant la variance à celle d'origine (la matrice D par hypothèse). Dans le cas général, la variance $V_{C_s}(i, j)$ d'une approximation se calcule avec l'équation 5.25 (avec $V_{C_0} = D$).

$$\begin{aligned}
 V_{C_s}(i, j) &= \sum_{m=-l}^l \sum_{n=-l}^l H(m, n)^2 V_{C_{s-1}}(i + 2^{s-1}m, j + 2^{s-1}n) \\
 &\quad + 2 \sum_{m=-l}^l \sum_{n=-l}^l \sum_{p=-l}^l \sum_{q=-l}^l H(m, n)H(p, q) \\
 &\quad \text{Cov} \left(C_{s-1}(i + 2^{s-1}m, j + 2^{s-1}n), C_{s-1}(i + 2^{s-1}p, j + 2^{s-1}q) \right) \quad (5.25)
 \end{aligned}$$

Le calcul de cette variance des approximations n'est pas simple, car à chaque échelle les pixels d'une approximation résultent d'une combinaison linéaire de pixels à l'échelle inférieure (équation 5.19). Autrement dit, les pixels d'une approximation ne sont pas indépendants et des termes de covariances apparaissent dans l'équation. En négligeant cette dépendance entre les pixels on peut cependant évaluer la variance d'une approximation en procédant comme pour le calcul de l'approximation elle-même mais en convoluant par un filtre dont les coefficients sont élevés au carré. Toutefois, dans notre cas (images du CXB intégré sur 20 s) il s'avère que cette variance est faible relativement à l'image en coups d'origine (voir figure 5.2 pour un exemple de variance déterminée par la méthode d'ajustement) et on peut se dispenser de la correction de la variance ($V_{\tilde{D}} = D$).

Il y a donc deux paramètres pouvant influencer les performances de la correction par cette méthode : l'ordre du filtre utilisé ($l = 3$ ou $l = 5$ d'après les filtres mentionnés dans la littérature) et le nombre d'échelles s_{\max} utilisées pour la reconstruction de l'image détecteur à déconvoluer. Le choix de ces paramètres est le résultat d'un compromis de sorte que l'échelle de l'approximation à soustraire contienne le plus possible la forme convexe du bruit de fond et le moins possible les contributions des sources ponctuelles. Pour évaluer la qualité de la correction, comme précédemment je m'intéresse à la distribution du SNR dans les images du ciel reconstruites. L'objectif est d'atteindre une largeur pour la distribution proche de 1 dans les images de 20 s et de limiter l'augmentation dans les tranches de temps supérieures. Les figures 5.12 et 5.13 donnent les distributions du SNR dans les images du ciel reconstruites en 20 s et 20 min respectivement, pour différents ordres du filtre et différentes échelles soustraites. La figure 5.12 montre que des paramètres possibles qui respectent la première condition sont $(l, s_{\max}) = (3, 3), (3, 4), (3, 5), (5, 3), (5, 4), (5, 5)$. De plus, en sommant les images du ciel jusqu'à atteindre 20 min, la figure 5.13 restreint les choix possibles à $(l, s_{\max}) = (3, 3), (3, 4), (5, 3)$. Dans la suite, j'utiliserai les paramètres $(l, s_{\max}) = (3, 3)$ qui permettent d'obtenir la largeur la plus proche de 1 en 20 min. L'échelle maximale $s_{\max} = 3$ revient à conserver dans l'image à déconvoluer les échelles dont la largeur caractéristique est de 1 (échelle 0), 2 (échelle 1) ou 4 pixels (échelle 2). Avec $m/d = 2.54$, la valeur 4 le couvre, mais la valeur 2 laisserait du signal de source ponctuelle dans les grandes échelles à soustraire et serait perdu dans l'image à déconvoluer. Ces paramètres pourront être adaptés à bord en fonction du bruit de fond mesuré en vol.

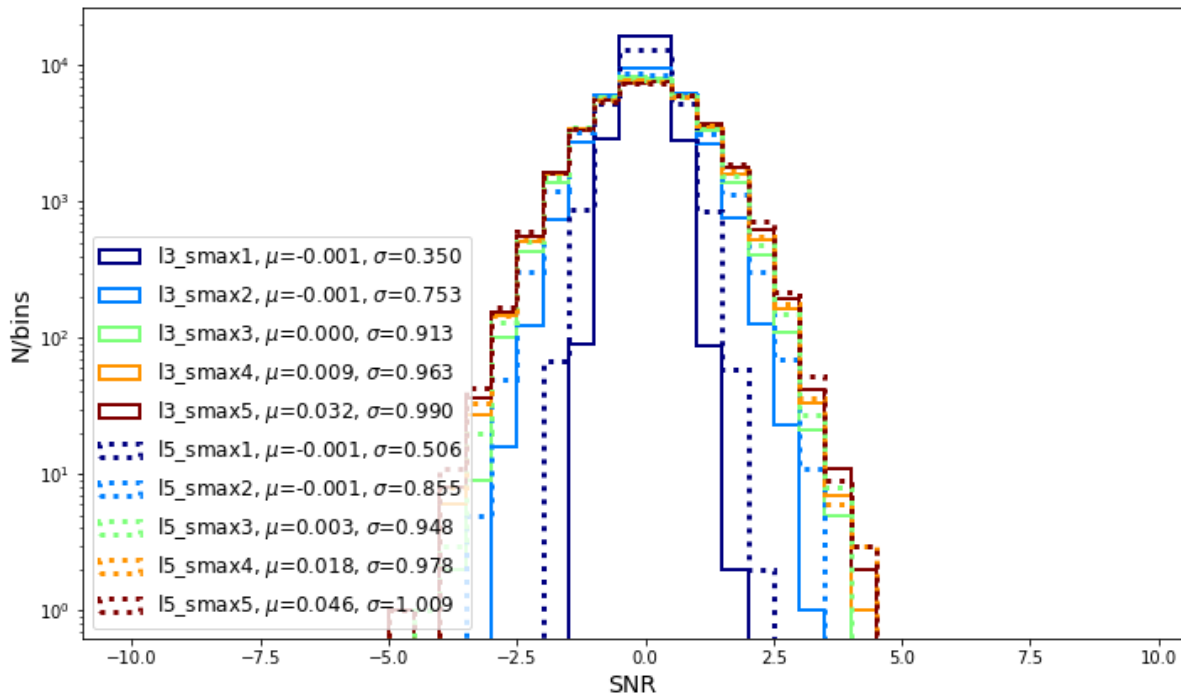


Figure 5.12 – Distribution du SNR des pixels du ciel dans une image de 20 s après correction du bruit de fond par la méthode des ondelettes pour différents paramètres de l'ordre du filtre utilisé ($l = 3$ ou $l = 5$) et différentes échelles soustraites (1 à 5).

5.2.2.4 Exemple

Sans Terre

Dans cette section, je propose un exemple de l'utilisation de la décomposition en ondelette selon l'algorithme à trous afin de corriger la forme convexe du CXB, sans Terre. Avec les paramètres choisis précédemment (ordre du filtre $l = 3$), les différentes approximations de l'images du détecteur sont construites. La figure 5.14 montre comment évolue la distribution spatiale sur le détecteur en fonction de l'échelle. Plus l'échelle augmente moins il y a de détail et plus l'image laisse apparaître une forme basse fréquence correspondant au bruit de fond convexe. La figure 5.15 montre comment en soustrayant l'approximation obtenue à l'échelle 3 la correction permet de rétablir la planéité de l'image.

Avec Terre

La méthode de correction utilisant la décomposition en ondelette fonctionne également en présence de la Terre dans le champ de vue. La position de la Terre dans le champ de vue est donnée sur la figure 5.9. Comme avec la méthode de l'ajustement, les approximations de l'image du plan détecteur aux différentes échelles sont modifiées en conséquence de la présence de la Terre (voir figure 5.16). La soustraction de l'échelle 3 qui contient essentiellement la contribution du CXB modulée par la Terre permet de rétablir la planéité de

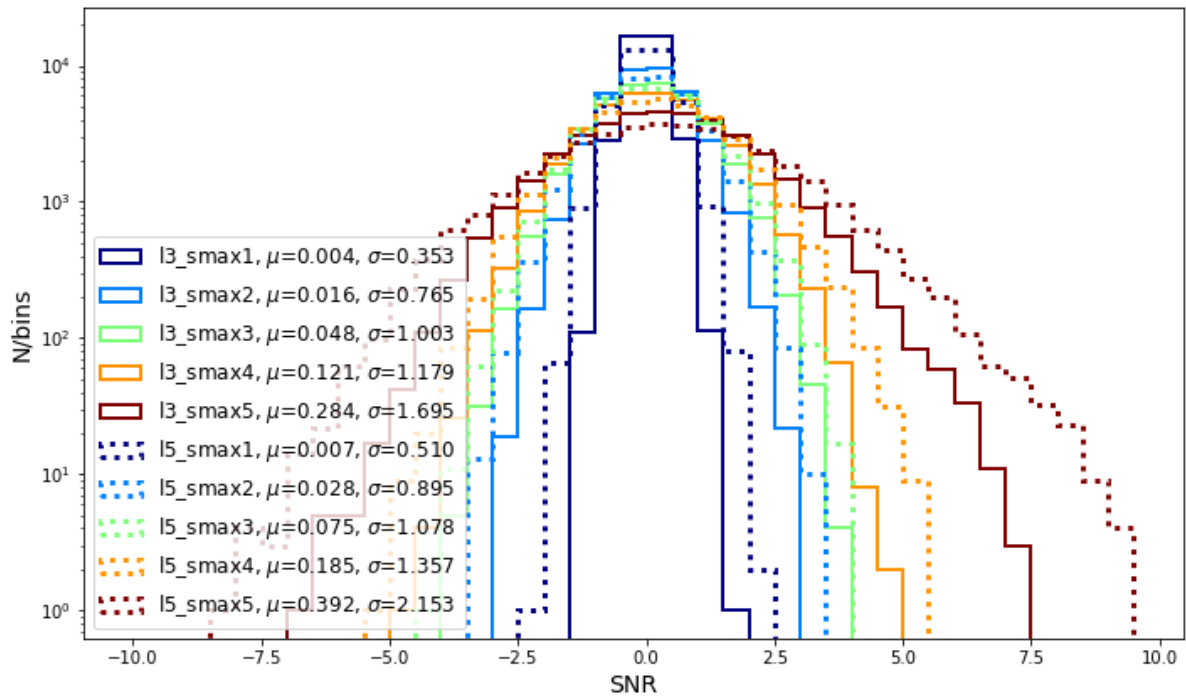


Figure 5.13 – Distribution du SNR des pixels du ciel dans une image de 20 min après correction du bruit de fond par la méthode des ondelettes pour différents paramètres de l'ordre du filtre utilisé ($l = 3$ ou $l = 5$) et différentes échelles soustraites (1 à 5).

l'image du plan détecteur (voir figure 5.17). Pour la séquence, présentée dans la section 4.2.1, où la Terre quitte le champ de vue, les écarts-types des distributions du SNR pour toutes les images du ciel à toutes les échelles sont données sur la figure 5.18.

5.2.2.5 Masquage de pixels

Comme pour la méthode d'ajustement d'une forme quadratique, La méthode de correction utilisant les ondelettes permet également d'exclure certains pixels du traitement (pixels bruyants, morts ou qui ont été éclairés par une source connue brillante). Lors de la convolution par le filtre, les pixels à exclure ne peuvent pas simplement être ignorés et supprimés de la somme de l'équation 5.19. En effet, tous les coefficients du filtre (9 ou 25 en fonction de l'ordre du filtre) doivent être utilisés pour conserver la moyenne de l'image à toutes les échelles. Une solution consisterait à remplacer les pixels à exclure par la moyenne globale de l'image.

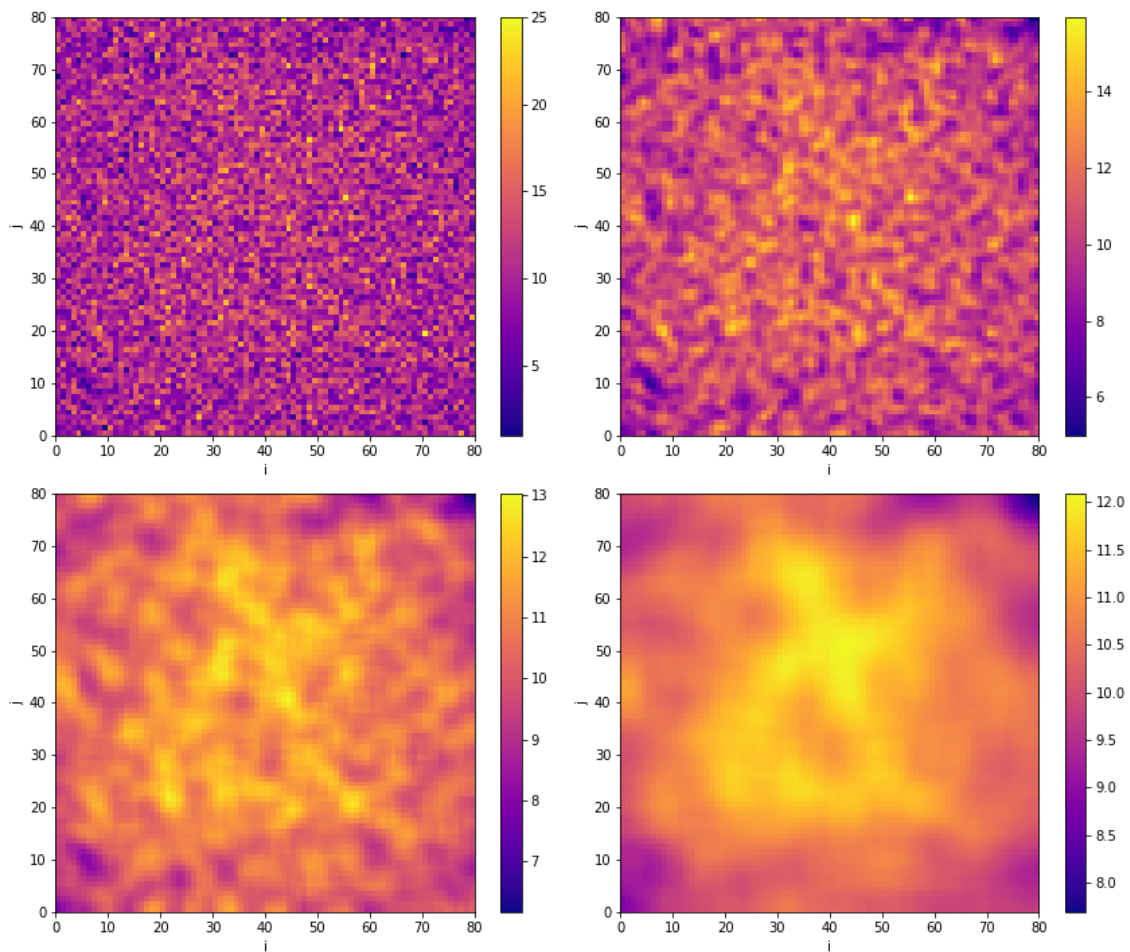


Figure 5.14 – En haut à gauche : image du détecteur brute (20 s, 4–120 keV) sans Terre. En haut à droite : approximation à l'échelle 1. En bas à gauche : approximation à l'échelle 2. En bas à droite : approximation à l'échelle 3. Ordre du filtre $l = 3$.

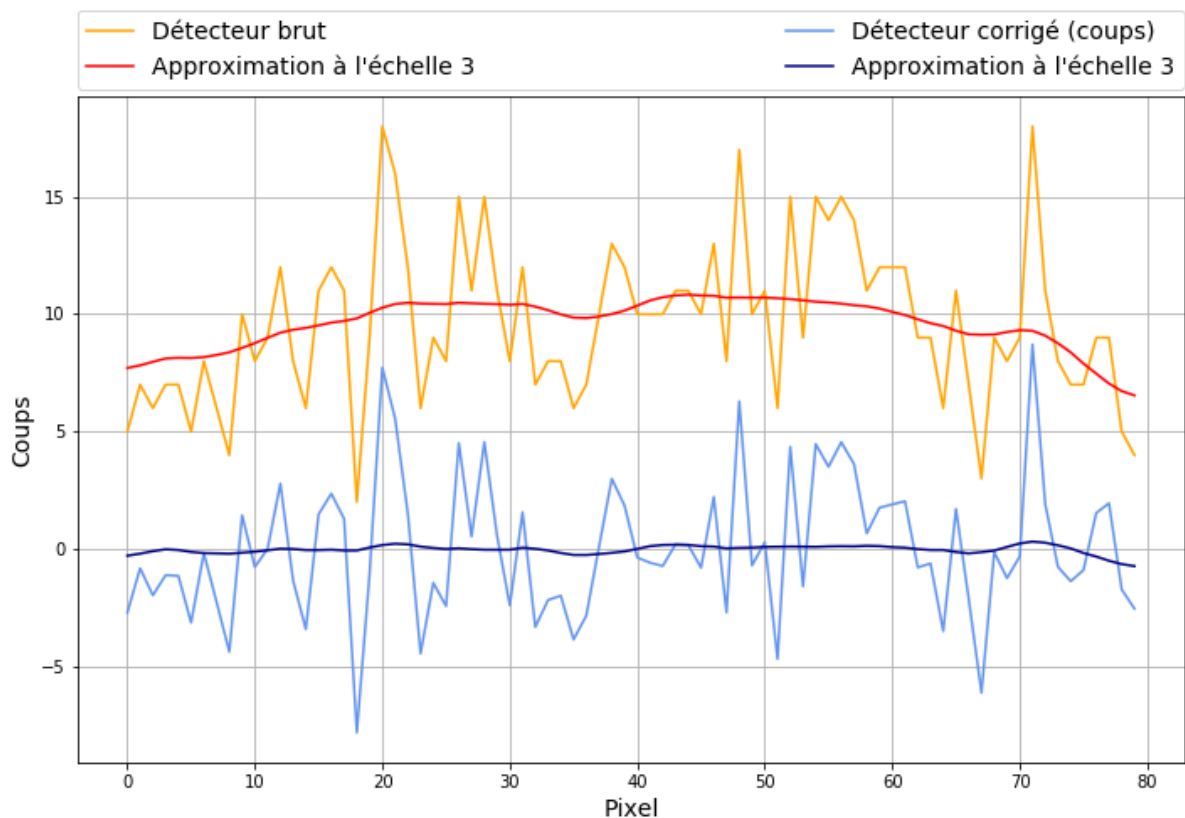


Figure 5.15 – Exemple de correction du CXB par la méthode d'ondelette $((l, s_{\max}) = (3, 3))$ sans Terre. Les courbes orange et bleu ciel donnent respectivement le profil diagonal de l'image du détecteur avant et après correction. Les courbes rouge et bleu foncé donnent respectivement le profil diagonal de l'échelle soustraite ($C_{s_{\max}}$) à l'image brute et corrigée.

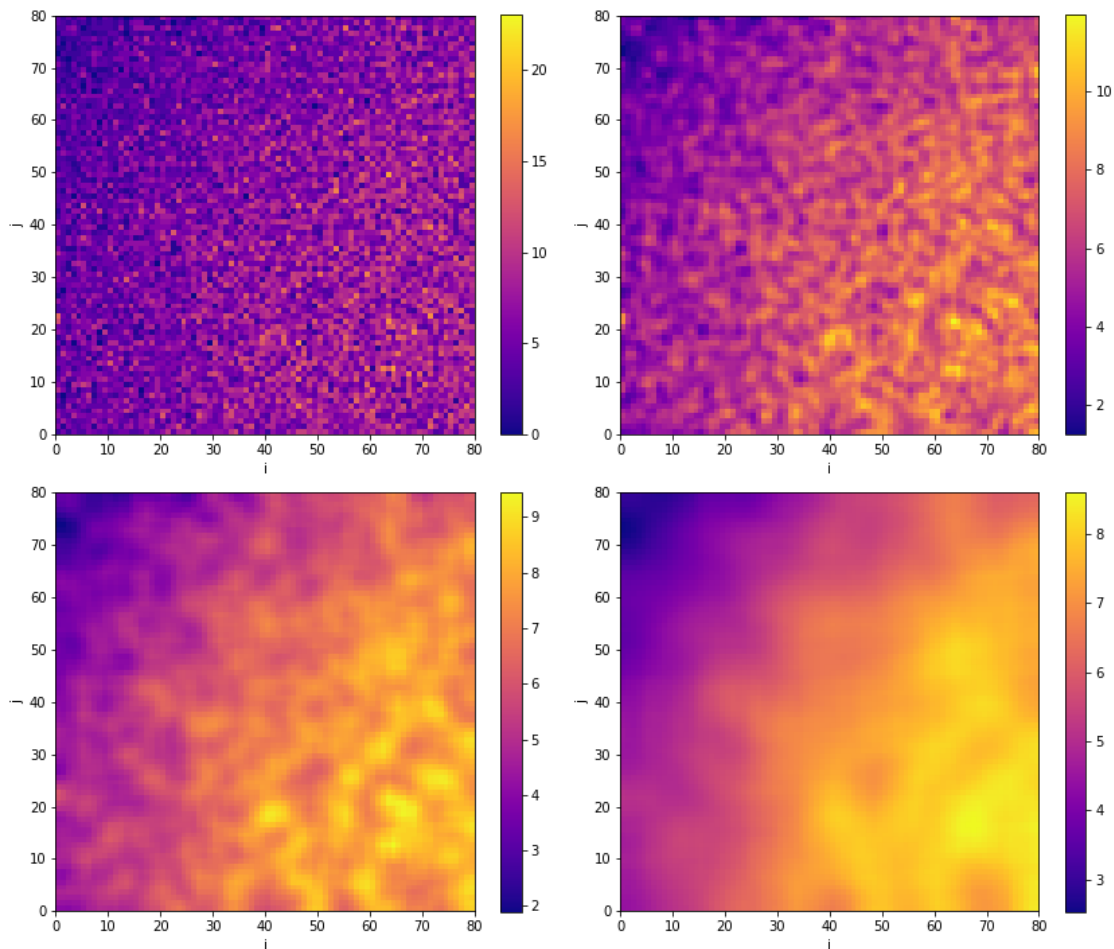


Figure 5.16 – En haut à gauche : image du détecteur brute (20 s, 4–120 keV) lorsque la Terre est dans le champ de vue (à la position donnée sur la figure 5.9). En haut à droite : approximation à l'échelle 1. En bas à gauche : approximation à l'échelle 2. En bas à droite : approximation à l'échelle 3. Ordre du filtre $l = 3$.

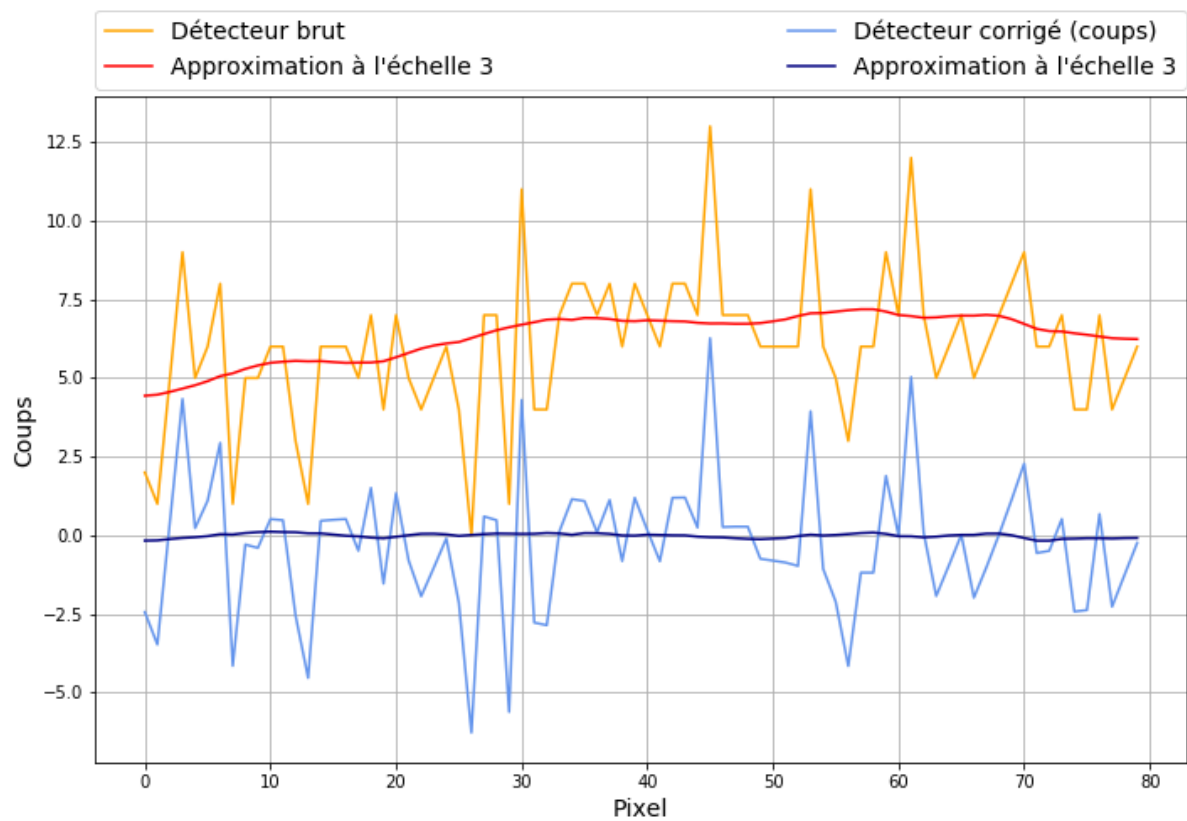


Figure 5.17 – Exemple de correction du CXB par la méthode d’ondelette ($(l, s_{\max}) = (3, 3)$) lorsque la Terre est dans le champ de vue (à la position donnée sur la figure 5.9). Les courbes orange et bleu ciel donnent respectivement le profil diagonal de l’image du détecteur avant et après correction. Les courbes rouge et bleu foncé donnent respectivement le profil diagonal de l’échelle soustraite ($C_{s_{\max}}$) à l’image brute et corrigée.

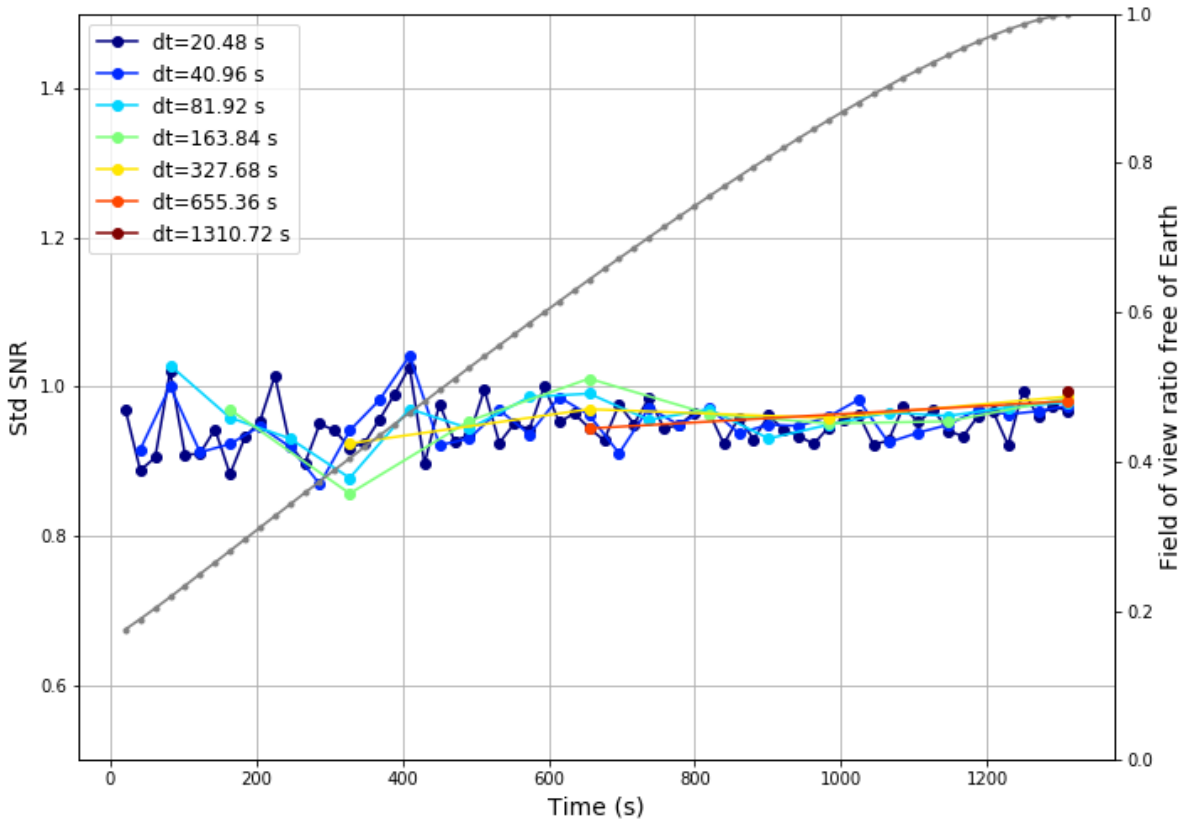


Figure 5.18 – Écart-type de la distribution du SNR des pixels du ciel (reconstruit à partir du shadowgramme corrigé par la méthode des ondelettes) en fonction du temps (ici une séquence de 20 min) pour différents durées d'exposition successives (ici divisée en 64 périodes de 20.48 s, jusqu'à 1 période de 20 min) en présence de la Terre. Les points de couleur correspondent aux différents instants où les images sont construites (64 fois après chaque période de 20.38 s jusqu'à une fois à la fin pour la période de 20 min). La courbe en gris donne la fraction du champ de vue libre de Terre, avec la position de la Terre mise à jour toutes les 20.48 s, ce qui correspond à une séquence de 20 min en sortie d'occultation terrestre. L'écart-type du SNR est calculé avec les pixels du ciel qui ne sont pas masqués par la Terre pendant au moins la moitié de la durée de l'exposition correspondante.

5.3 Correction des sources connues persistantes

5.3.1 Méthode classique par ajustement

5.3.1.1 Description

Suite au constat que j'ai dressé dans la section 4.3, je propose dans cette section une méthode pour la correction des contributions des sources connues persistantes. Une méthode similaire a déjà été appliquée dans le logiciel de bord du télescope BAT de la mission Swift (Fenimore et al., 2003; Palmer et al., 2004). Elle est particulièrement adaptée à la correction de sources par un logiciel embarqué dans le cas de l'imagerie à masque codée.

Le principe de la méthode est semblable à celle présentée dans la section 5.2.1 pour la correction du CXB, en ajustant un modèle à l'image du plan détecteur puis de soustraire le modèle pondéré pour obtenir une image corrigée prête pour la déconvolution. Le modèle d'une source est construit à bord. Le catalogue de sources connues à bord (voir section 5.6) donne une liste de sources à corriger de cette manière avec les coordonnées équatoriales de chacune. A partir de ces positions, il est facile de déterminer quelles sources sont comprises dans le champ de vue d'ECLAIRs et de calculer les positions de ces sources exprimées dans le référentiel local (en unité de pixels du champ de vue). Le modèle d'une source, aussi appelé « fonction d'illumination » de la source, correspond à la projection du masque sur le détecteur pour la position de cette source. Par exemple, dans le cas du pointage en direction du centre galactique étudié dans la section 4.3.10, le modèle de la source Sco X-1 est donné par la figure 5.19 (à gauche). Sur cette image, les pixels du détecteur prennent des valeurs entre 0 et 1 en fonction de leur taux d'éclairement par la source.

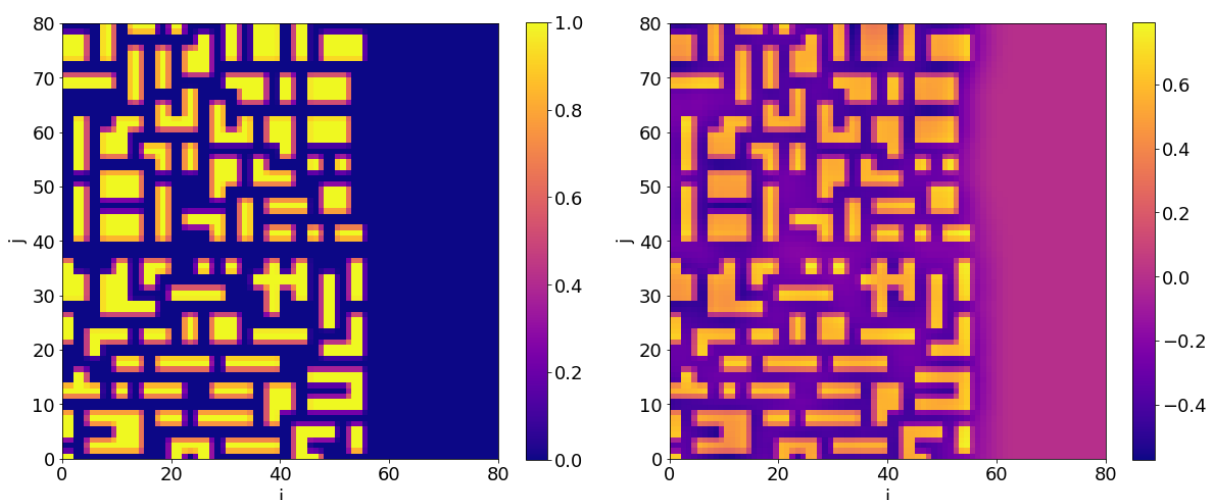


Figure 5.19 – Gauche : modèle d'une source située dans le champ de vue partiellement codé (ici la source Sco X-1 pour un pointage en direction du centre galactique). Droite : même modèle après application de l'ondelette ($l = 3$, $s_{\max} = 3$).

Dans le cas où le CXB est également corrigé par l’ajustement d’un modèle, les différents modèles des sources à corriger sont ajoutés à la matrice de design (équation 5.5) et autant de paramètres sont ajoutés au vecteur colonne des paramètres. Le CXB et les sources sont donc corrigées simultanément.

Dans le cas où le CXB est corrigé en utilisant la méthode des ondelettes (voir section 5.2.2), la correction n’est plus simultanée. Le CXB est corrigé par ondelette dans un premier temps. Ensuite, les sources sont corrigées par l’ajustement dans l’image du plan détecteur obtenue après la correction par ondelette (équation 5.24). Cependant, comme la contribution des sources sur de détecteur a subi un lissage par l’ondelette, il est nécessaire de réaliser le même lissage sur le modèle de la source (figure 5.19, à droite).

Cette méthode de traitement des sources connue, employée dans les logiciels embarqués de déclenchement, permet de procéder à la correction rapide des sources avant de reconstruire l’image du ciel. La durée de l’étape dépend fortement du nombre de paramètres du modèle, et donc du nombre de sources à corriger (la déconvolution seule prend environ 2 s à bord du logiciel embarqué d’ECLAIRs). Dans le cas où le CXB est corrigé par la méthode des ondelettes, on gagne 6 paramètres dans l’ajustement, ce qui permet un ajustement des sources plus rapide (et peut être même plus fiable). Cette méthode n’est cependant pas celle traditionnellement employée au sol, où plus de moyens sont disponible et où la rapidité de traitement n’est pas aussi importante que celle requise dans le logiciel embarqué. Par exemple, la méthode utilisée pour corriger les images de INTEGRAL/IBIS consiste en un traitement itératif (Goldwurm et al., 2003) appelé *Iterative Removal Of Sources*. Dans un premier temps l’image du ciel est reconstruite par déconvolution (sans correction du bruit de fond, non nécessaire car ce dernier est plat, voir figure 4.4). Le plus fort excès est recherché dans l’image du ciel en SNR. Si la position de l’excès correspond à une position répertoriée dans un catalogue de source, un modèle de la source est construit et pondéré par le flux de la source déterminé dans l’image du ciel en coups. Le modèle pondéré est ensuite soustrait à l’image initiale du détecteur. L’image du détecteur ainsi obtenue est de nouveau déconvoluée. Dans cette nouvelle image du ciel obtenue, la source qui vient d’être corrigée n’apparaît plus et un nouvel excès est recherché et corrigé. La procédure se poursuit tant que des sources connues sont détectées dans les images du ciel. Au final, cette méthode nécessite d’effectuer autant de déconvolutions qu’il y a de sources à corriger (plus une). Dans le logiciel bord d’ECLAIRs, une telle méthode ne peut pas être exécutée pour toutes les tranches de temps systématiquement construites (voir section 3.4) avec une déconvolution demandant environ 2 s de temps d’exécution.

5.3.1.2 Influence de la direction de pointage

Dans cette section, je présente l’apport que pourrait apporter la méthode de correction des sources connues par ajustement sur la qualité des images du ciel en fonction de la direction de pointage. Pour cela j’utilise la même simulation des 10000 pointages que

celle décrite dans la section 4.3.7 mais en ajoutant une étape de correction des images du détecteur avant la déconvolution. Le modèle utilisé pour l'ajustement des images du détecteur est composé du modèle du CXB ainsi que des sources.

Le nombre de sources à corriger est limité à 5 car les ressources de calcul sont limitées à bord, et pour réduire le risque de divergence de l'ajustement (de plus et heureusement, ce nombre de sources à ajuster est compatible avec le nombre requis pour une pose sur la région la plus peuplée : le centre galactique, voir section 5.3.1.3). Dans cette section, pour les sources à corriger, pour chaque pointage, j'ai sélectionné les 5 sources les plus brillantes dans le champ de vue et construit leur modèle. Les sources les plus fortes sont celles qui projettent le plus de photons sur le plan détecteur en prenant en compte le flux de la source mais aussi sa position dans le champ de vue (une source brillante dans un coin du champ de vue pourrait projeter moins de photons qu'une source plus faible au centre du champ de vue). A bord, le nombre maximal de sources à corriger est configurable par télécommande et dépendra du temps d'exécution de l'ajustement en fonction du nombre de sources à corriger.

La figure 5.20 donne l'écart-type du SNR dans les images du ciel de 20 s en fonction de la position de pointage en coordonnées galactiques, où les shadowgrammes ont été corrigés avant la déconvolution de la manière que je viens de présenter. Au centre de la Galaxie, dans les trois premières bandes d'énergie, l'écart-type du SNR atteint ≈ 1.2 (contre ≈ 6 sans correction) alors que dans les autres régions il reste proche de 1. Dans la bande d'énergie 20–120 keV, il reste proche de 1 pour toutes les directions de pointage. Les artefacts que l'on peut voir près du centre galactique résultent de la non correction de Sco X-1 lorsque cette source est proche du bord du champ de vue et n'appartient pas aux 5 sources à corriger. Le fait que Sco X-1 soit une source particulièrement brillante requiert en fait un traitement spécifique. Cette source doit toujours être corrigée, quelle que soit sa position dans le champ de vue. Pour éviter ce problème qui se pose lorsque Sco X-1 n'est pas classé parmi les 5 sources les plus brillantes à corriger, les pixels du détecteur qui sont éclairés par Sco X-1 doivent être ignorés lors de la correction et de la reconstruction (voir section 5.3.2). Lorsque Sco X-1 est très partiellement codé, cette méthode de masquage ne réduit pas beaucoup le nombre de pixels actifs dans le processus d'imagerie, et ne dégrade donc pas beaucoup la sensibilité.

La figure 5.21 donne l'écart-type du SNR dans les images du ciel de 20 min en fonction de la position de pointage en coordonnées galactiques, où les shadowgrammes ont été corrigés avant la déconvolution. La figure 5.22 montre également l'évolution de la valeur moyenne de l'écart-type en fonction de l'échelle de temps après le nettoyage (courbes orange pour le centre galactique et bleu clair dans la loi B1). Grâce à la correction, l'écart-type du SNR des pixels du ciel pour des images corrigées d'une durée de 20 min se rapproche de celle obtenue pour des images de 20 s sans correction. Pour des pointages selon la loi B1, l'écart-type du SNR est de ≈ 1.1 dans les trois premières bandes et

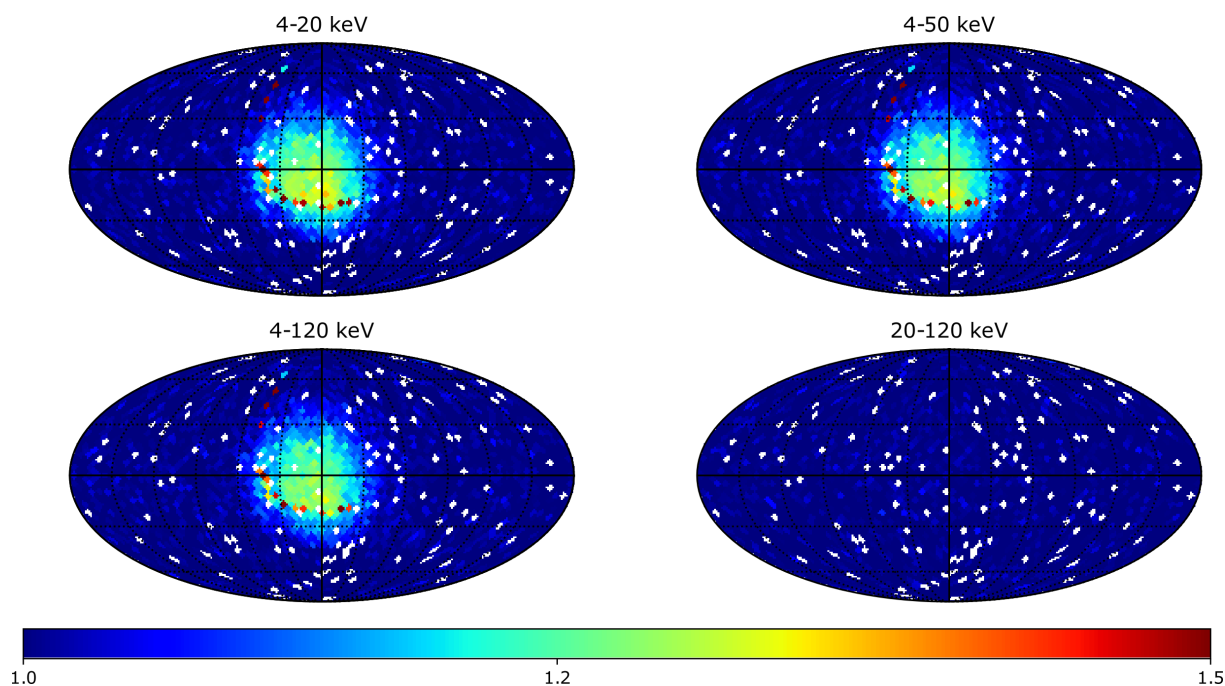


Figure 5.20 – Influence des sources du catalogue sur les images du ciel après correction : écart-type de la distribution du SNR dans les images du ciel de 20 s selon la direction de pointage dans le ciel en coordonnées galactiques (longitude croissante de droite à gauche). Pour chaque pointage, le CXB et les 5 sources les plus brillantes sont corrigés par un ajustement simultané du modèle sur l'image du plan détecteur. Les quatre cartes correspondent aux bandes d'énergie prévues pour l'algorithme de déclenchement embarqué.

de ≈ 1 dans la bande 20–120 keV. Ceci est bien adapté à la détection des sources au-dessus d'un seuil en SNR de 6.5. Cependant, dans la région du centre galactique, l'écart-type atteint encore ≈ 5.7 dans les trois premières bandes et ≈ 1.3 dans la dernière bande. Cette région du ciel nécessiterait un traitement plus poussé si possible, ou nécessite l'utilisation d'un seuil SNR plus élevé pour rechercher de nouvelles sources avec un taux de fausses alertes acceptable. Une solution, illustrée dans la section suivante, consiste à adapter dynamiquement le seuil de détection en SNR des nouvelles sources utilisé par le logiciel embarqué, en multipliant le seuil de base (typiquement 6.5) par l'écart-type de la distribution du SNR en dehors des sources connues et de la zone du ciel masquée par la Terre.

5.3.1.3 Exemple : le centre galactique

Dans cette section, je reprends l'exemple utilisé dans la section 4.3.10 en appliquant la méthode de correction des sources précédemment exposée. Ici, les sources corrigées sont les 5 sources les plus brillantes du champ de vue, c'est à dire (numéroté de 1 à 5) Sco X-1, GX 5-1, GX 349+2, GX 9+1, GX 17+2. Ces sources sont assez peu variables et comptent parmi les sources les plus brillantes du ciel dans la bande 4–120 keV. La position de ces sources dans le champ de vue est indiquée sur les deux images du bas de la figure 5.23 (en

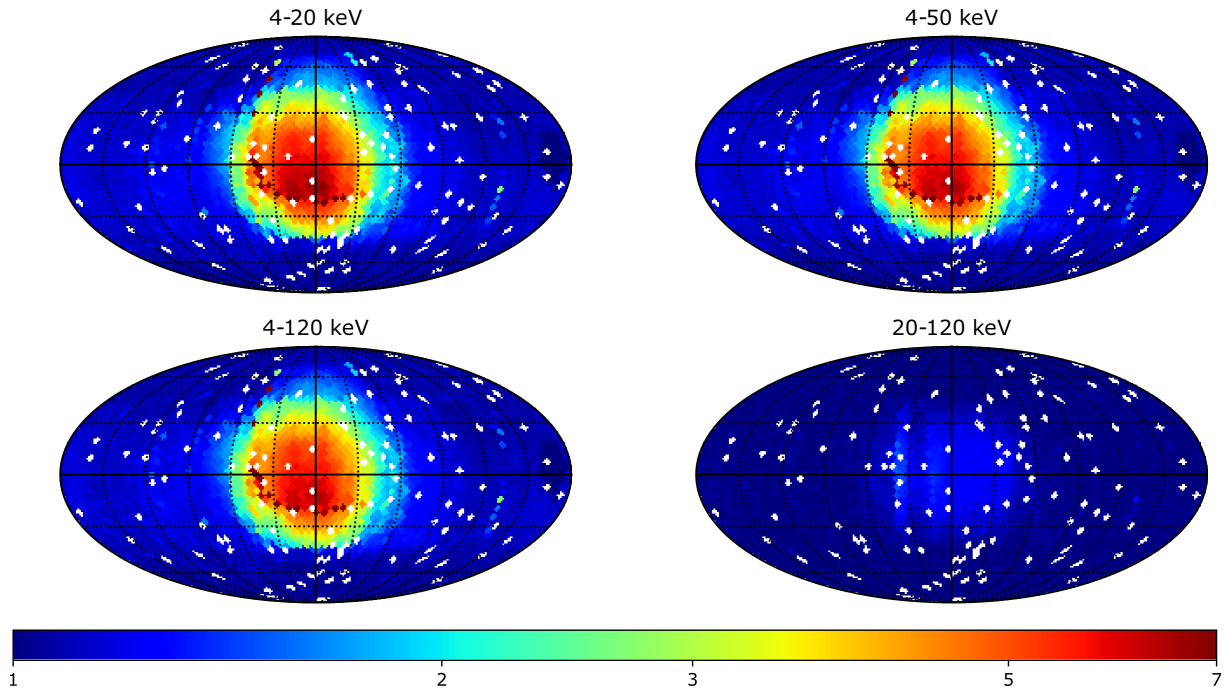


Figure 5.21 – Influence des sources du catalogue sur les images du ciel après correction : écart-type de la distribution du SNR dans les images du ciel de 20 min selon la direction de pointage dans le ciel en coordonnées galactiques (longitude croissante de droite à gauche). Pour chaque pointage, le CXB et les 5 sources les plus brillantes sont corrigés par un ajustement simultané du modèle sur l'image du plan détecteur. Les quatre cartes correspondent aux bandes d'énergie prévues pour l'algorithme de déclenchement embarqué.

noir). A partir de la position de ces sources, les fonctions d'illumination correspondantes sont construites et le modèle, comprenant aussi la forme convexe du CXB, est ajusté à l'image du plan détecteur. Le modèle ajusté est donné en haut à droite sur la figure 5.23. Comme sur l'image du plan détecteur (en haut à gauche), on voit clairement sur le modèle la contribution de la source Sco X-1 ainsi que les quatre autres fonctions d'illumination pondérées qui se mélangent à l'arrière-plan. La source Sco X-1 est tellement brillante que la dynamique de l'image ne permet pas de voir la forme convexe du CXB. La correction des 5 sources permet ici de relever la présence d'autres sources plus faibles dans les images du ciel en 20 s et 20 min (au centre de la figure 5.23). Ces sources (GX 340+0, GX 13+1, Srg X-4, ...) étaient auparavant noyées sous le bruit de codage de Sco X-1.

La figure 5.24 donne la distribution du SNR des images du ciel en 20 s (colonne de gauche) et en 20 min (colonne de droite). Grâce à la correction des sources sur le plan détecteur avant déconvolution, l'écart-type de la distribution du SNR dans le ciel reconstruit atteint des valeurs comprises entre 1.1 et 1.2 en 20 s selon le rayon d'exclusion appliqué dans le ciel autour des sources connues qui ne sont pas corrigées. De plus, la correction ainsi que l'exclusion des sources connues permettent de réduire le bruit de codage et de supprimer les queues à hautes valeurs dans les distributions du SNR. Pour un rayon d'exclusion de 6 pixels, les queues de distributions sont correctement réduites, même en 20 min, de sorte que les distributions sont bien ajustées par une Gaussienne. En

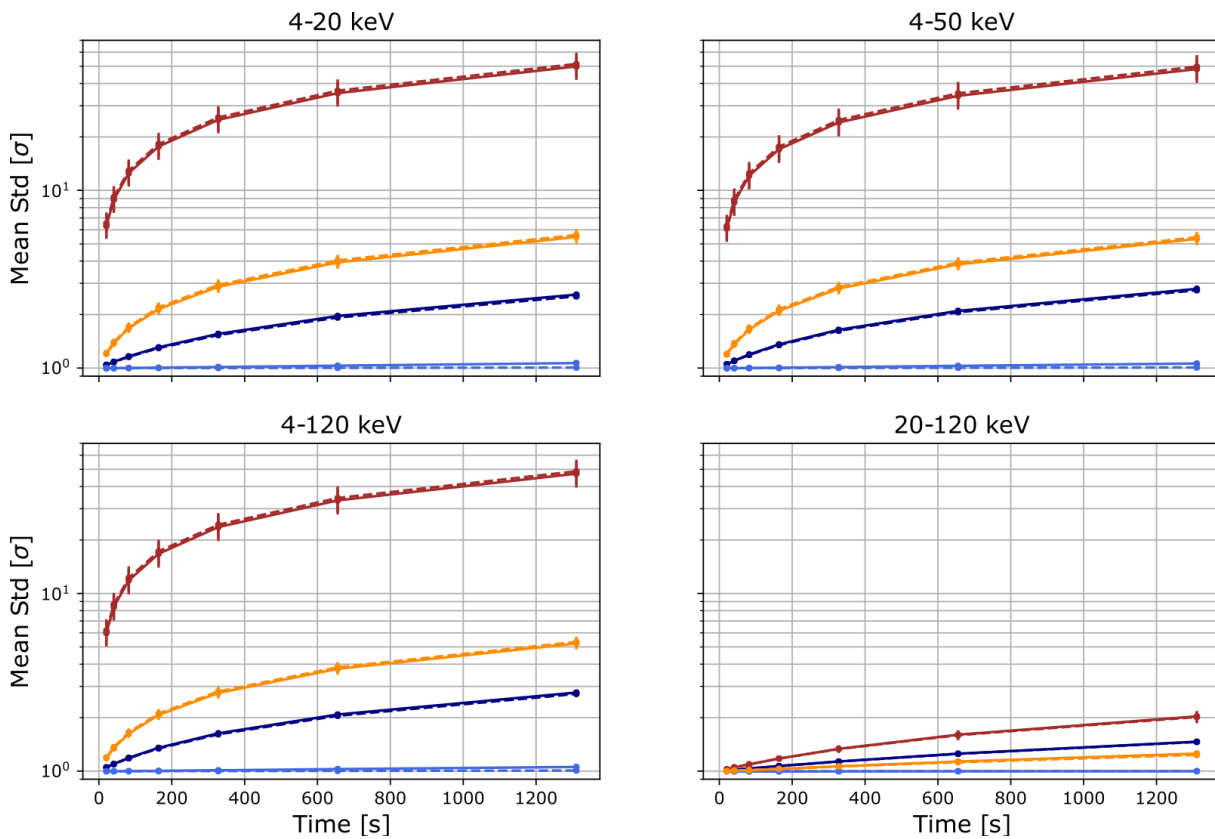


Figure 5.22 – Écart-type moyen du SNR des images du ciel dans différentes régions du ciel. Bleu : selon la loi B1 sans correction (foncé) et après correction (clair) ; dans le centre galactique (boîte de $\pm 15^\circ$ en longitude et latitude) sans correction (rouge) et après correction (orange) ; trait plein : simulation du catalogue complet ; pointillé : simulation des 53 sources les plus brillantes (dont le flux, dans une des quatre bandes, est au-dessus du seuil de détection d'ECLAIRS en 20 min). Les quatre graphes correspondent aux bandes d'énergie prévues pour l'algorithme de déclenchement embarqué.

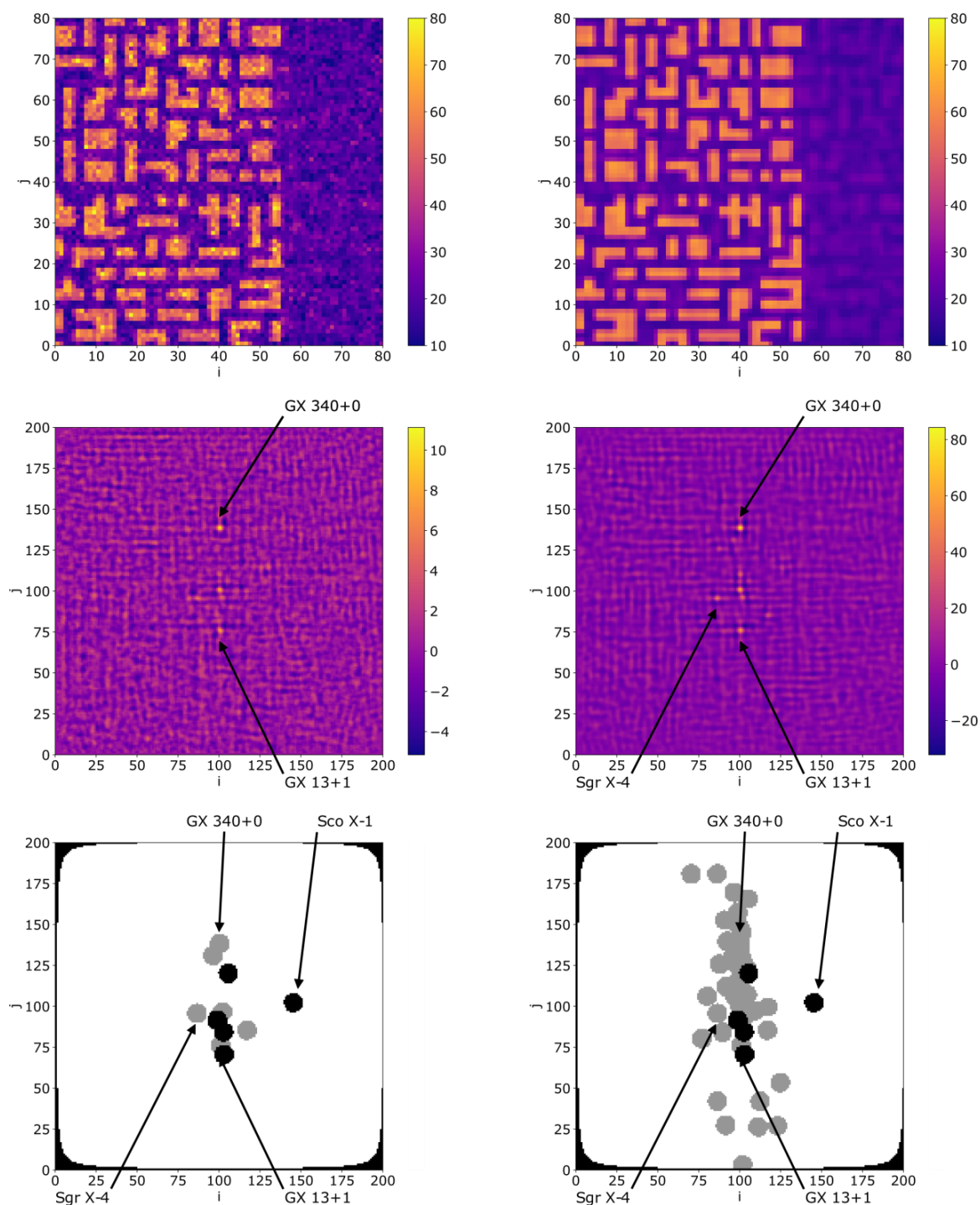


Figure 5.23 – Démonstration de l'imagerie en direction du centre galactique (4–120 keV). En haut : image du plan détecteur pour 20 s d'exposition (à gauche) et modèle ajusté (à droite). Centre : image du ciel reconstruite à partir du shadowgramme corrigé en 20 s (à gauche) et après sommation en 20 min (à droite), la dynamique des valeurs de SNR reconstruits est affichée dans la barre des couleurs. Bas : zones d'exclusion du ciel pour la recherche de nouvelles sources dans les images de 20 s (à gauche) et de 20 min (à droite) avec un rayon de 6 pixels autour des sources connues. Les sources corrigées sont indiquées en noir. On note que le plan galactique est vertical dans cette représentation dans l'image du ciel reconstruite (indices j en fonction des indices i des pixels du ciel).

20 s, il n’y a plus de pixels avec une valeur de SNR supérieur au seuil de détection de 6.5 (barre verticale rouge), les distributions sont proche de la distribution normale $\mathcal{N}(0,1)$ et le seuil de 6.5 peut être utilisé pour détecter de nouvelles sources. En revanche, en 20 min, le bruit de codage augmente de nouveau, avec un écart-type d’environ 5 (mais bien meilleur que la valeur d’environ 40 sans correction des sources). Dans cette condition, le seuil de détection doit être relevé. En multipliant la valeur de 6.5 par l’écart-type, cela donne ici un seuil d’environ 32 permettant de détecter de nouvelles sources si jamais elles apparaissent au-delà de ce seuil, sans fausse alerte. Un seuil plus bas pourrait être atteint a posteriori (mais trop tard pour déclencher) au sol en corrigeant plus de sources (par la méthode itérative par exemple).

La figure 5.25 donne le détail des différentes composantes du modèle utilisé pour la correction par ajustement simultané de la forme convexe du CXB et des fonctions d’illumination des sources. En haut à gauche la forme convexe modélisant le CXB est clairement identifiable (les 6 paramètres du modèle, voir 5.3 sont donnés dans le tableau 5.1). Elle est cependant un peu déformée (aplatie selon l’axe i et étirée selon l’axe j) comme en témoigne la figure et la différence entre les paramètres c_1 et c_2 . La correction du CXB et des sources permet de rétablir la planéité du shadowgramme avant la déconvolution (image en bas à droite sur la même figure). De plus, les intensités relatives des sources entre les modèles ajustés se comparent bien aux valeurs relatives des flux des sources simulées en entrée d’ECLAIRs (tableau 5.1).

	Ajustement simultané	Ondelettes puis ajustement	Flux (ph/s/cm ²)
c_0	17.12	-	-
c_1	-1.80e-3	-	-
c_2	-5.51e-3	-	-
c_3	-0.68e-3	-	-
c_4	-1.13e-3	-	-
c_5	3e-5	-	-
Sco X-1	38.41	38.69	21.16
GX 5-1	3.93	3.98	1.85
GX 349+2	2.63	2.63	1.30
GX 9+1	2.13	2.14	1.02
GX 17+2	2.31	2.28	1.17

Table 5.1 – Paramètres ajustés pour la forme convexe (uniquement dans le cas de l’ajustement simultané, voir équation 5.3) et pour les fonctions d’illumination des sources dans le cas de l’imagerie du centre galactique. Les flux des sources corrigées sont également donnés (4–150 keV).

Jusqu’à présent, dans cet exemple de l’imagerie du centre galactique, le CXB était corrigé par un ajustement, simultanément à celui des sources. Je présente maintenant le même exemple mais en appliquant la méthode des ondelettes pour la correction du CXB

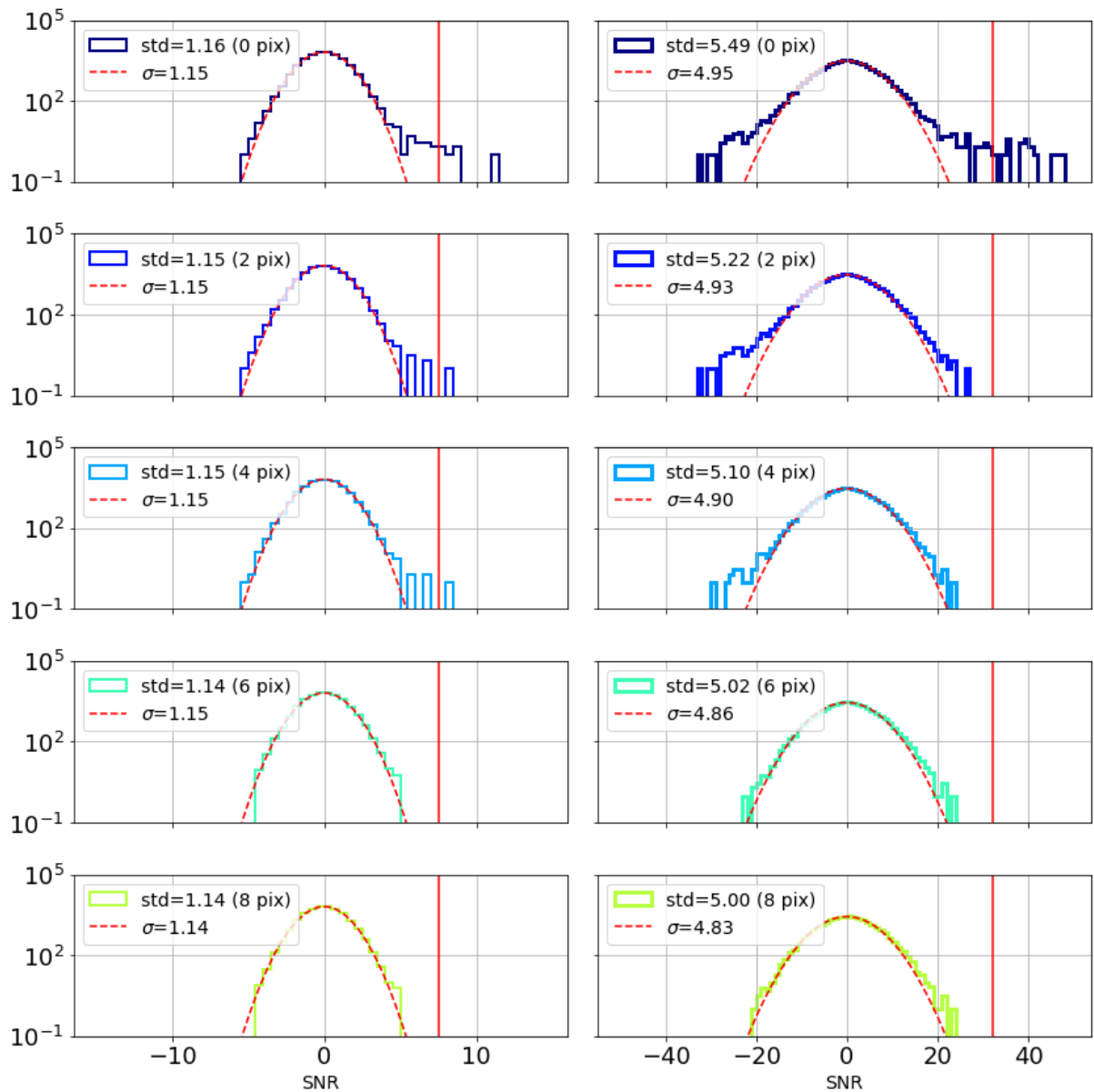


Figure 5.24 – Distribution du SNR dans les images du ciel reconstruits (à partir des shadowgrammes corrigés par ajustement simultané du CXB et des fonctions d'illumination des sources) en 20 s (colonne de gauche) et en 20 min (colonne de droite) pour le pointage en direction du centre galactique présenté dans la section 4.3.10 (4–120 keV), avec leur écart-type mesuré noté « std ». Les lignes successives (histogrammes de haut en bas) correspondent à différents rayons d'exclusion (de 0 à 8 pixels) autour des sources connues. L'augmentation du rayon d'exclusion autour des sources permet de supprimer les queues dans les distributions; au-delà d'un rayon de 6 pixels, on ne note plus d'amélioration à la suppression de ces queues non gaussiennes. La courbe en pointillé rouge donne la distribution normale ajustée à la distribution du SNR, avec son écart-type σ . La barre verticale rouge donne le seuil en SNR de 6.5 multiplié par l'écart-type.

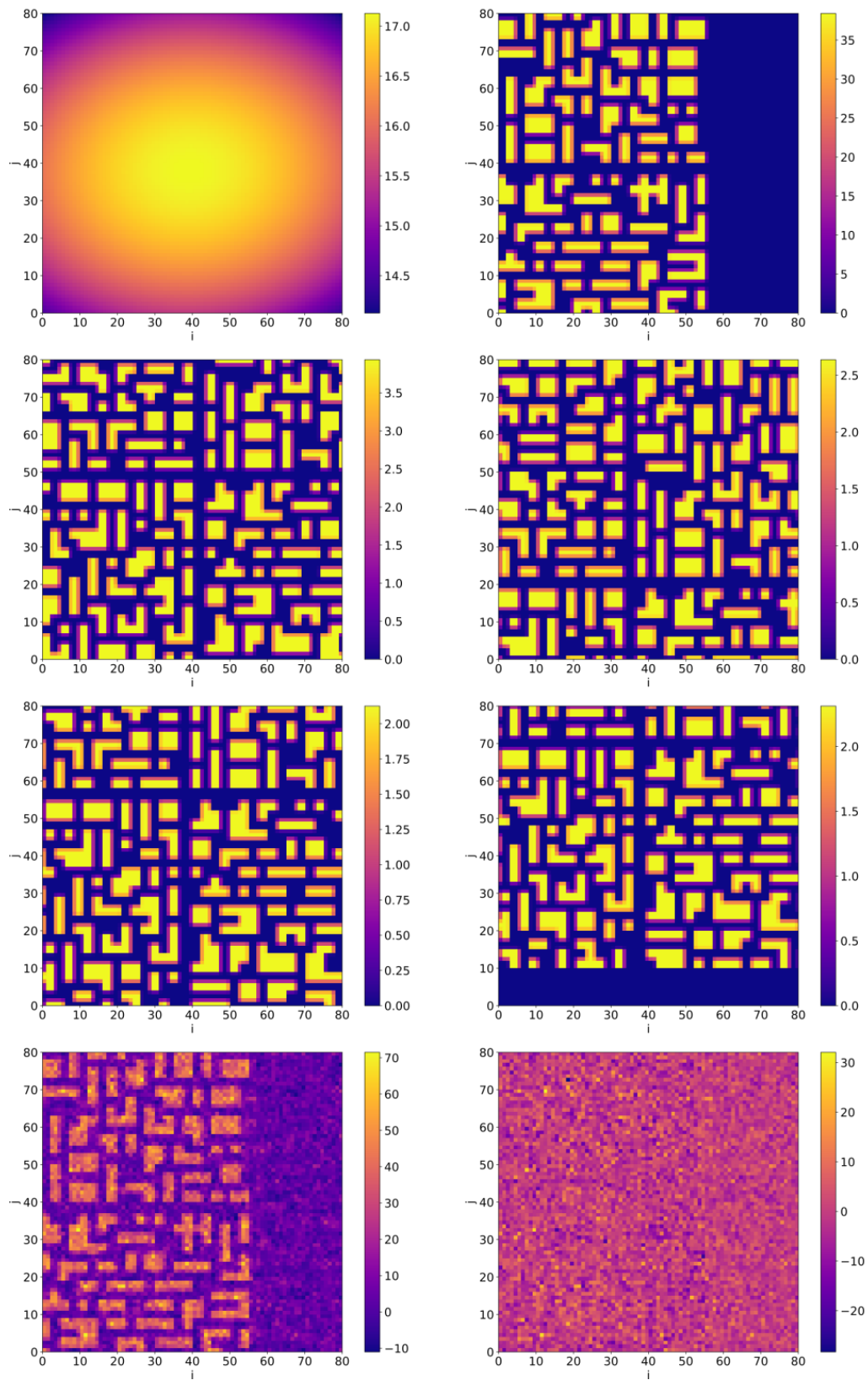


Figure 5.25 – Détail des composantes du modèle ajusté du shadowgramme de la figure 5.23. Lignes de haut en bas lues de gauche à droite : composante quadratique modélisant le CXB, fonctions d’illumination pondérées des cinq sources, shadowgramme corrigé uniquement du CXB (en bas à gauche) et shadowgramme corrigé du CXB et des sources (en bas à droite). Les paramètres ajustés sont donnés dans le tableau 5.1.

qui est suivie de l'ajustement des fonctions d'illumination des sources (auxquelles le même filtrage par ondelettes a été appliqué). Les figures 5.26 et 5.27, analogues des figures 5.23 et 5.24, montrent des résultats similaires en ce qui concerne la qualité du nettoyage, et en particulier l'écart-type de la distribution du SNR dans les images du ciel en 20 s et 20 min obtenues après déconvolution des shadowgrammes corrigés et sommation des images du ciel. L'écart-type du SNR est même légèrement plus faible dans le cas de la correction avec les ondelettes : 1.09 contre 1.14 en 20 s et 4.73 contre 5.02 en 20 min (pour un rayon d'exclusion des sources de 6 pixels). La différence essentielle entre les deux méthodes est surtout visible sur la figure 5.28, analogue de la figure 5.25, où la composante convexe du CXB est désormais une composante regroupant les grandes échelles contenues dans le shadowgramme brut. Étant donné le flux important de la source Sco X-1, le motif du masque qu'elle projette sur le plan détecteur est clairement reconnaissable dans le shadowgramme et contribue, en plus du CXB, aux grandes échelles du signal. La contribution de Sco X-1 est cependant toujours présente dans les petites échelles du shadowgramme après soustraction des grandes échelles (image en bas à gauche de la figure 5.28). Sur cette image, on remarque également que les fonctions d'illuminations sont différentes : elles ont subi le lissage par l'algorithme à trous. Cependant, les paramètres de l'ajustement reportés dans le tableau 5.1 restent très proches de ceux obtenus avec l'ajustement simultané des sources et du bruit de fond, ce qui signifie que les sources sont faiblement impactées par la soustraction des grandes échelles.

5.3.2 Masquage des sources sur le détecteur

Une autre méthode pour corriger les sources consiste à exclure des traitements (ajustement et déconvolution) les pixels qui ont été illuminés par la sources. Ces pixels sont en fait ceux où la fonction d'illumination prend des valeurs strictement positives. Dans ce cas, le processus consiste à retirer ces pixels du vecteur colonne c et les lignes correspondantes de la matrice de design X (voir section 5.2.1.3). Cette méthode fonctionne très bien, cependant selon la fraction de codage de la source, alors la surface du plan détecteur réellement utilisée est grandement réduite, ce qui aura pour effet de réduire la sensibilité. Par exemple, dans le cas de l'exemple précédent, le masquage des pixels illuminés par la source Sco X-1 demande d'exclure 2450 pixels (sur les 6400 que compte le détecteur). La méthode est donc à favoriser lorsque la source à masquer est située en bordure du champ de vue. Dans le cas où le nombre de sources à corriger est restreint à bord, cette méthode permet aussi de corriger une source brillante supplémentaire.

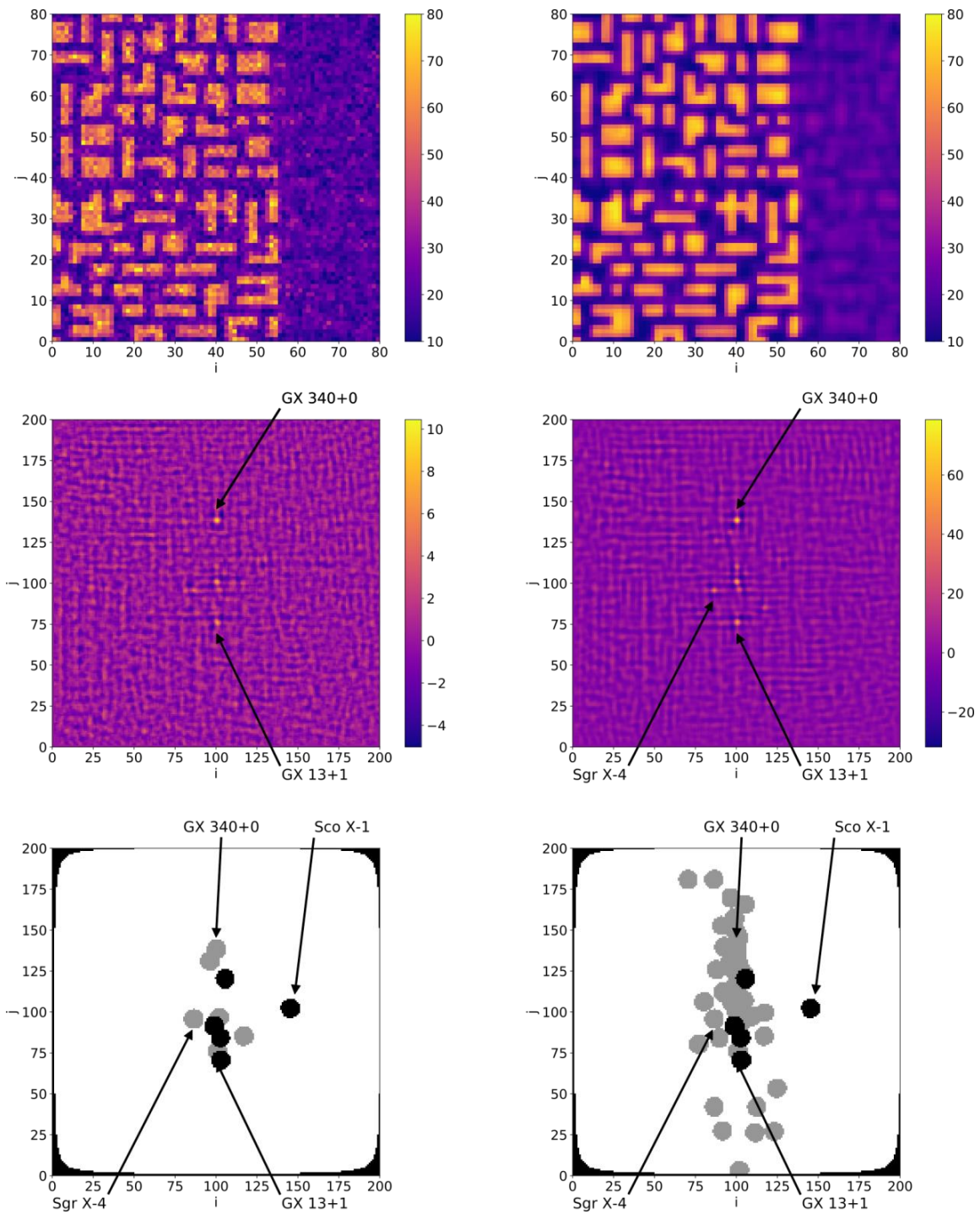


Figure 5.26 – Démonstration de l'imagerie en direction du centre galactique (4–120 keV). La correction est réalisée par la méthode de ondelettes et par ajustement des fonctions d'illumination des sources. En haut : image du plan détecteur pour 20 s d'exposition (à gauche) et modèle (à droite). Centre : image du ciel reconstruite à partir du shadowgramme corrigé en 20 s (à gauche) et après sommation en 20 min (à droite), la dynamique des valeurs de SNR reconstruits est affichée dans la barre des couleurs. Bas : zones d'exclusion du ciel pour la recherche de nouvelles sources dans les images de 20 s (à gauche) et de 20 min (à droite) avec un rayon de 6 pixels autour des sources connues. Les sources corrigées sont indiquées en noir. On note que le plan galactique est vertical dans cette représentation dans l'image du ciel reconstruite (indices j en fonction des indices i des pixels du ciel).

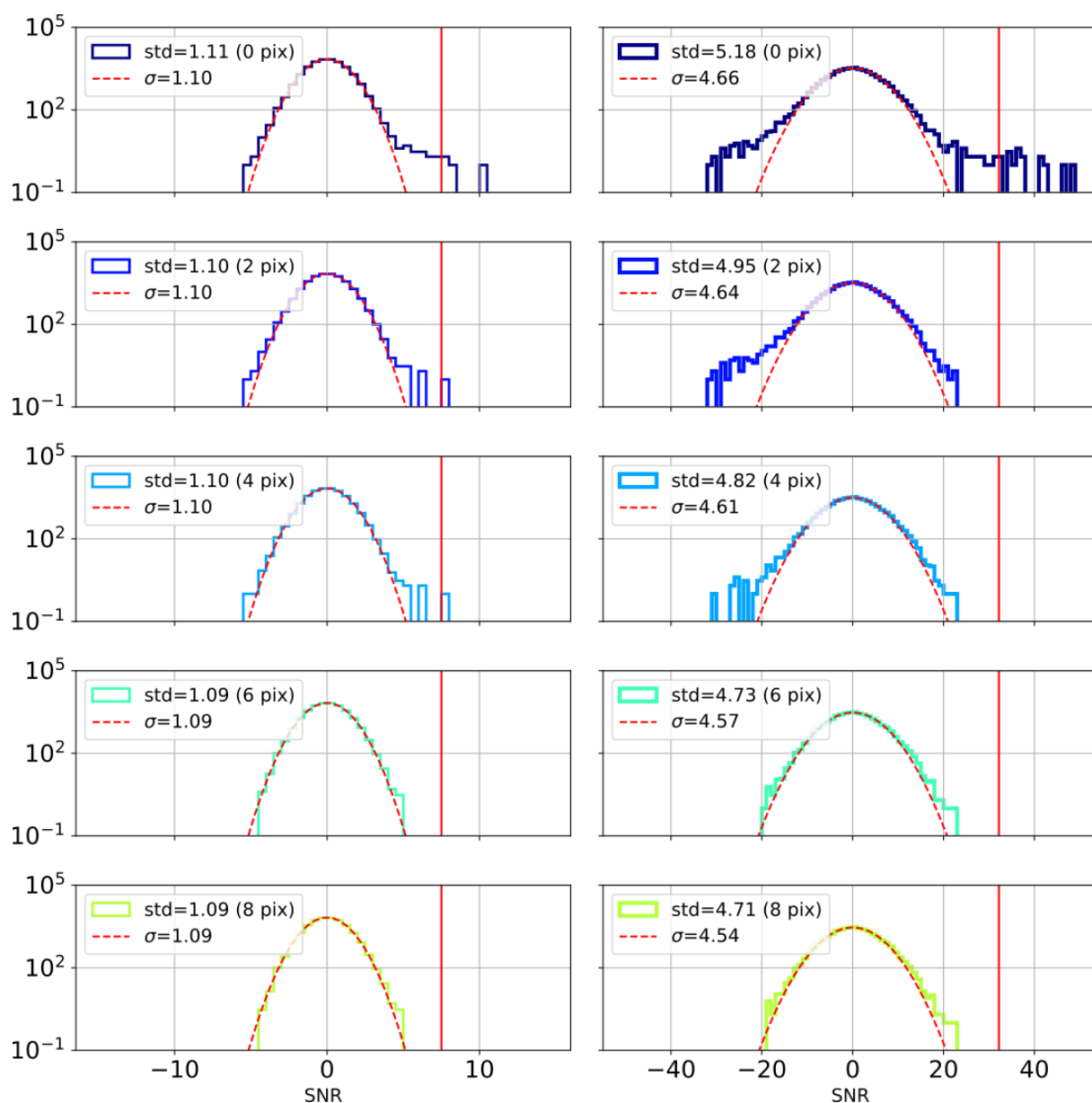


Figure 5.27 – Distribution du SNR dans les images du ciel reconstruits (à partir des shadowgrammes corrigés par la méthode des ondelettes et ajustement des fonctions d'illumination sources) en 20 s (colonne de gauche) et en 20 min (colonne de droite) pour le pointage en direction du centre galactique présenté dans le section 4.3.10 (4–120 keV), avec leur écart-type mesuré noté « std ». Les lignes successives (histogrammes de haut en bas) correspondent à différents rayons d'exclusion (de 0 à 8 pixels) autour des sources connues. L'augmentation du rayon d'exclusion autour des sources permet de supprimer les queues dans les distributions ; au-delà d'un rayon de 6 pixels, on ne note plus d'amélioration à la suppression de ces queues non gaussiennes. La courbe en pointillé rouge donne la distribution normale ajustée à la distribution du SNR, avec son écart-type σ . La barre verticale rouge donne le seuil en SNR de 6.5 multiplié par l'écart-type.

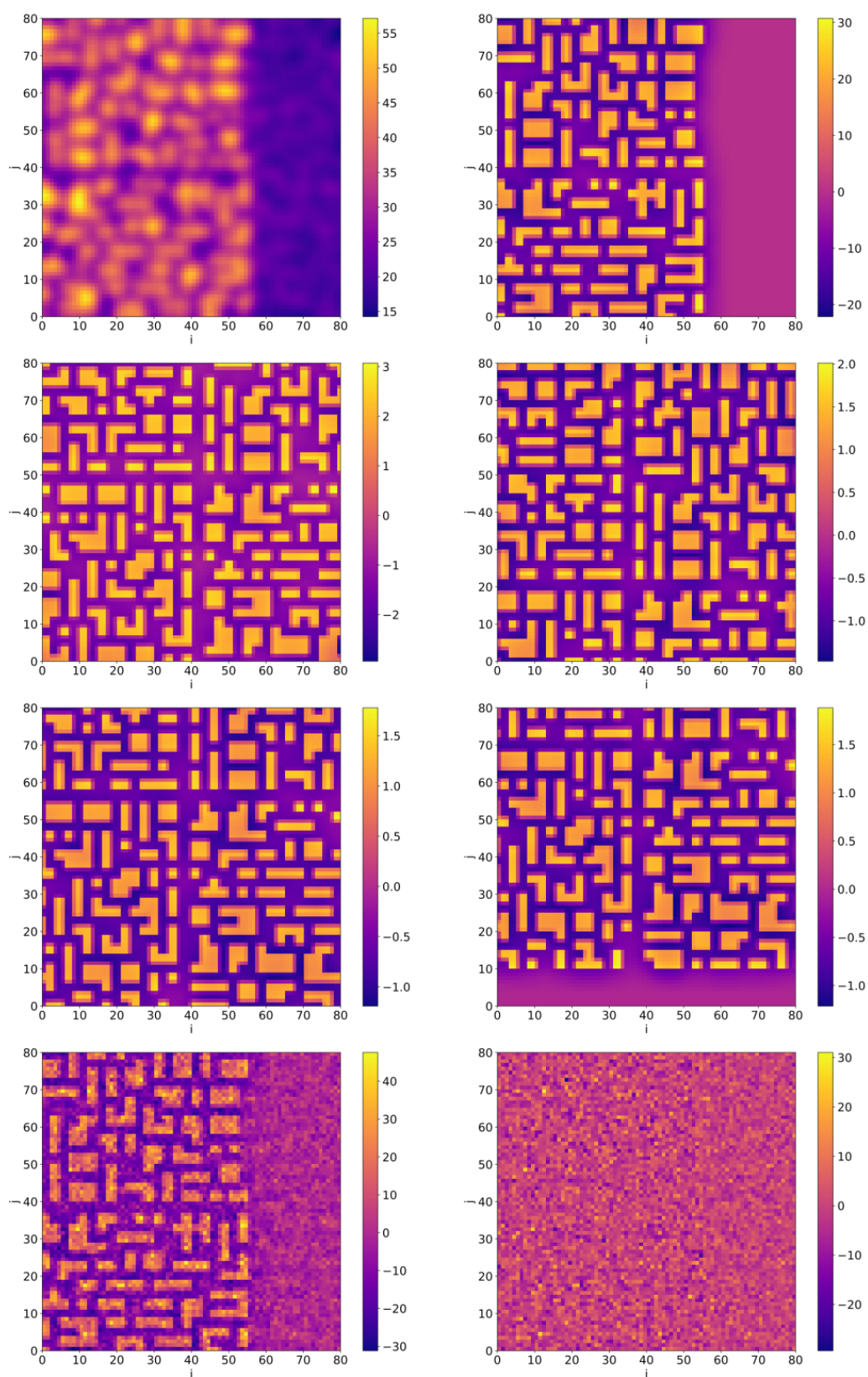


Figure 5.28 – Détail des composantes du modèle du shadowgramme de la figure 5.26. Lignes de haut en bas lues de gauche à droite : composante à grande échelle, fonctions d’illumination filtrées par la méthode des ondelettes et pondérées des cinq sources, shadowgramme corrigé uniquement des grandes échelles (en bas à gauche) et shadowgramme corrigé des grandes échelles et des sources (en bas à droite). Les paramètres ajustés sont donnés dans le tableau 5.1.

5.4 Optimisation des seuils de détection

5.4.1 Cas idéal : bruit de fond seul

Maintenant que j'ai présenté et illustré les différentes méthodes de correction du bruit de fond, notamment le CXB avec la méthode d'ajustement ou la méthode des ondelettes, je vais montrer ici que l'utilisation de l'une ou l'autre de ces méthodes peut influencer le seuil de détection dans les images du ciel en 20 s afin de limiter le taux de fausses alertes. Pour cela j'ai généré par simulation 100000 images du ciel à partir de 100000 shadowgrammes exposés pendant 20 s et comprenant uniquement du CXB (ici sans prendre en compte le flux donné par la simulation Géant 4, mais uniquement l'intégrale du spectre de [Moretti et al. 2009](#)) et le bruit interne. Cette simulation a été réalisée sans redistribution en énergie (les énergies injectées et détectées sont identiques) dans la bande 4–120 keV, sans Terre ni aucune source. Chaque shadowgramme est traité 3 fois : déconvolué sans correction, corrigé par la méthode d'ajustement puis déconvolué et corrigé par la méthode d'ondelettes puis déconvolué. Pour chaque image du ciel, le maximum du SNR est recherché (en dehors des coins où moins de 50 pixels du détecteur sont éclairés) dans les trois cas (pas de correction, ajustement et ondelettes). La figure 5.29 donne la distribution des maxima du SNR relevés dans les images du ciel pour les trois cas. En observant ces histogrammes, on constate qu'ils sont semblables mais décalés les uns par rapport aux autres.

Le système VHF (voir section 2.2.7) tolère l'envoi d'une fausse alertes par jour. Les alertes sont ensuite distribuées systématiquement aux GWACs, et aux GFTs qui sont dans SVOM. En revanche, un filtre est appliqué avec un seuil plus élevé pour la distribution des alertes aux autres observateurs. Aussi, le taux de faux repointages est plus élevé (plutôt de l'ordre d'un faux repointage par semaine) d'où le seuil de repointage bien plus élevé (typiquement $\text{SNR} > 10$) par rapport au seuil d'alerte VHF (typiquement $\text{SNR} > 6.5$), voir section 3.4.4.

Avec un taux de fausses alertes maximal de 1 par jour, cela revient à permettre 23 fausses alertes dans 100000 images de 20 s. Ainsi, pour chacun des trois cas, les histogrammes de la figure 5.29 sont intégrés à partir de la droite (de $+\infty$ à N_A) avec N_A le seuil en SNR tel que l'intégrale est égale à 23 fausses alertes (sur 2 Ms). A cause du décalage des histogrammes entre eux, le seuil de 23 fausses alertes sera atteint pour différentes valeurs de N_A . Plus N_A est faible, plus d'événements « vrais » peu intenses pourront être détectés (les moins intenses sont les plus nombreux). Sans surprise, le seuil est le plus élevé lorsque les shadowgrammes ne sont pas corrigés du bruit de fond ($N_A = 6$). Entre les deux méthodes de correction, la méthode des ondelettes permet un seuil plus bas ($N_A = 5.4$) que la méthode d'ajustement ($N_A = 5.7$).

Ces valeurs sont différentes du seuil que j'ai utilisé tout au long de ma thèse (6.5, voir section 3.4.4). Il est possible que cette simulation fournisse des seuils différents car

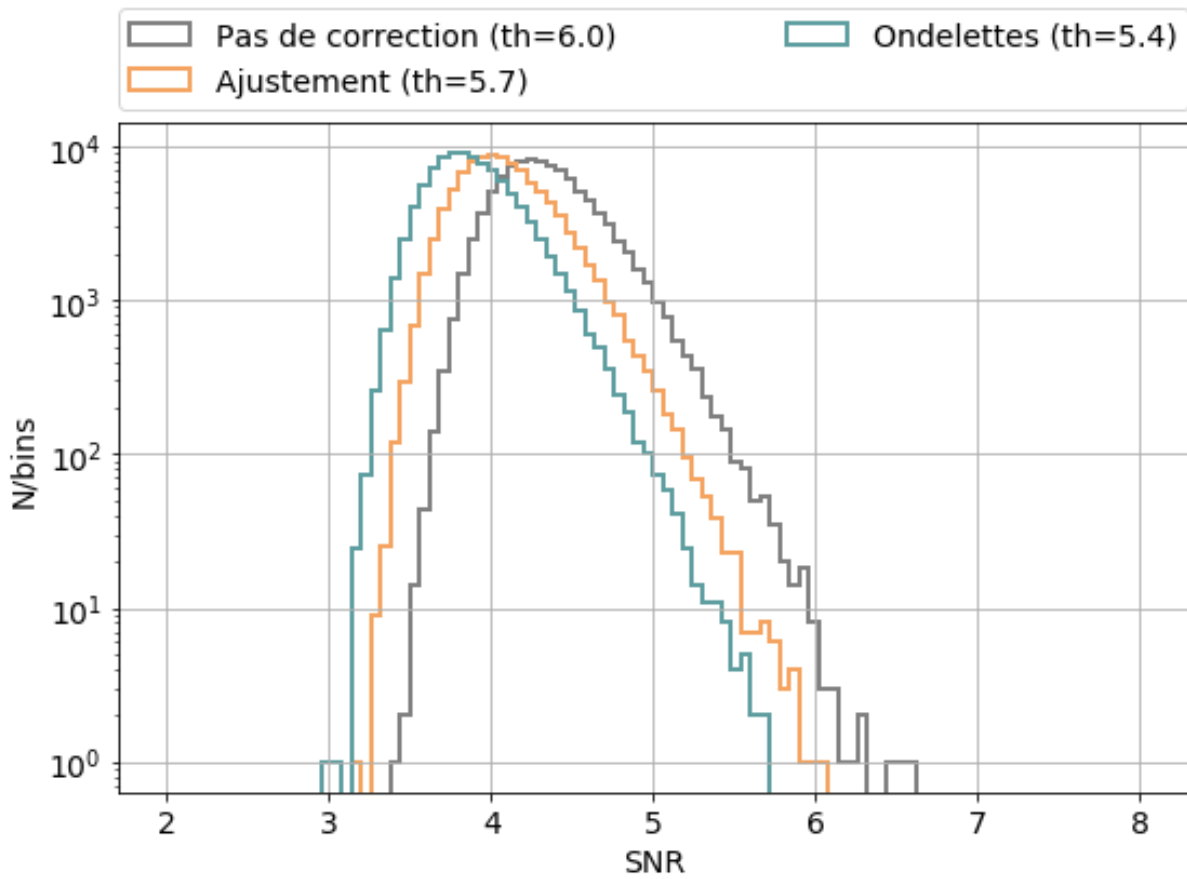


Figure 5.29 – Distribution des maxima du SNR relevés dans les images du ciel reconstruites de 20 s d'exposition, sans présence de Terre ni sources, pour les trois cas de traitement du bruit de fond (pas de correction, ajustement et ondelettes).

elle ne prend pas en compte la Terre, ni la correction des sources, ni la redistribution en énergie, et elle utilise un modèle simple de bruit de fond (uniquement le CXB). De plus, des fausses alertes peuvent aussi apparaître dans les images du ciel sommées jusqu'à 20 min. Le seuil utilisé pour la détection par le logiciel embarqué (configurable) pourrait aussi être différent en fonction du bruit de fond réel, et peut-être identique pour toutes les méthodes. De plus, ces seuils pourraient aussi différer selon la bande d'énergie considérée et la durée de la tranche temporelle qui déclenche. Néanmoins, il semble que selon la méthode de correction employée, différents seuils bien adaptés à chaque méthode puissent être utilisés. Après les premiers résultats en vol, ces seuils pourront être ajustés au sol pour les télécharger pour les prochaines opérations en vol.

5.4.2 Cas plus réaliste : bruit de fond, source et Terre

Plus récemment, j'ai effectué une nouvelle simulation, plus complète en prenant en compte la redistribution en énergie, la présence de la Terre dans le champ de vue ainsi qu'une source à corriger. Cette simulation est menée pour 400000 shadowgrammes exposés pendant 20.48 s et comprenant chacun le CXB modulé par la présence de la Terre, le bruit interne et la source du Crabe au centre du champ de vue (à condition qu'elle ne soit pas occultée par la Terre). La position de la Terre dans le champ de vue est déterminée en tirant uniformément une position du satellite sur l'orbite et une direction de pointage dans une simulation du CNES (Jaubert et al., 2017), donnant les paramètres orbitaux et l'attitude du satellite pendant une année. Chacun des 400000 shadowgrammes est corrigé de deux manières avant la déconvolution : ajustement simultané du CXB (6 paramètres) et de la fonction d'illumination du Crabe (1 paramètre) ou correction du CXB par la méthode des ondelettes puis ajustement de la fonction d'illumination du Crabe. Le Crabe est toujours corrigé, quel que soit la position de la Terre, c'est à dire même si la source est occultée. Pour chaque image du ciel produite, j'ai cherché la valeur de SNR maximale, en dehors des coins, de la Terre et d'une zone définie par un rayon de 6 pixels autour du Crabe. Les distributions du SNR maximal sont données sur la figure 5.30 pour les deux méthodes de corrections. Ces histogrammes se comparent à ceux de la figure 5.29. Sur les deux histogrammes, le pic à une valeur en SNR de 0 correspond aux cas où la Terre occulte complètement le champ de vue et où les shadowgrammes ne sont pas déconvolués. De plus, si sur la figure 5.29 le plus petit SNR maximal est d'environ 3, ici (figure 5.30), le SNR maximal dans une image du ciel peut-être beaucoup plus faible (et même négatif) dans les cas où la Terre masque une grande partie du champ de vue et seuls quelques pixels sont utilisés pour l'analyse des images du ciel. Sur 400000 images de 20.48 s, la contrainte de 1 fausse alerte par jour pour le système VHF se traduit par 94 excès. En intégrant les histogrammes à partir de la droite comme précédemment, on trouve des seuils en SNR de 5.6 et 5.4 respectivement pour la correction par ajustement simultané

du CXB et de la source et pour celle où le CXB est corrigé par ondelettes et la source par ajustement, valeurs quasiment identiques au cas plus simple où ni la Terre ni aucune source n'est présente dans le champ de vue.

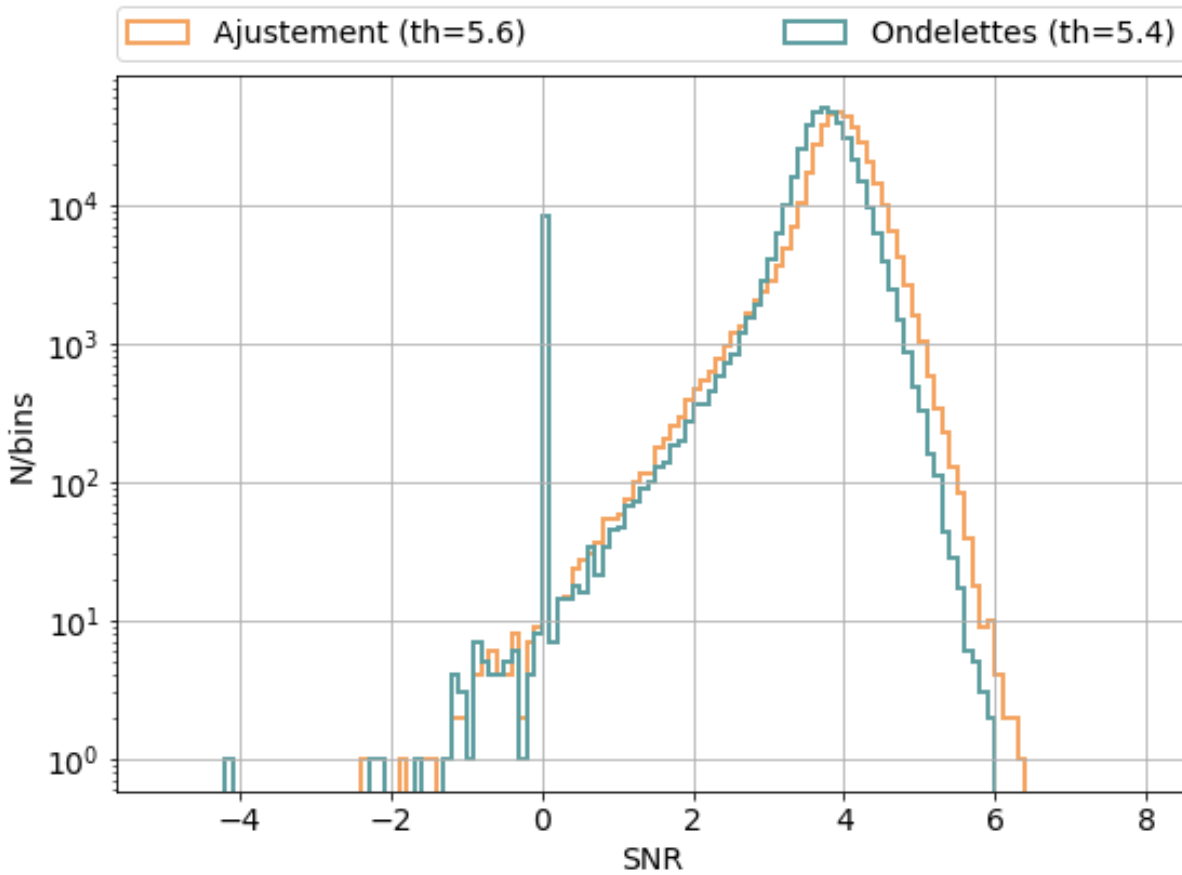


Figure 5.30 – Distribution des maxima du SNR relevés dans les images du ciel reconstruites de 20.48 s d'exposition, en présence de la Terre et du Crabe, pour les deux cas de traitement (ajustement et ondelettes).

La réduction de la taille du champ de vue utile pour la recherche de nouvelles sources, lors de la présence de la Terre dans le champ de vue, se traduit par un nombre de pixels du ciel à analyser plus faible. En considérant un nombre de pixels du ciel plus faible, il est moins probable d'obtenir des valeurs de SNR supérieures à un seuil fixé. Cet effet est illustré sur la figure 5.31 qui montre comment se répartissent les 400000 simulations en fonction du SNR maximal dans l'image du ciel en 20 s et de la taille utile du champ de vue libre de Terre et de la source du Crabe. On voit notamment que plus le champ de vue est masqué par la Terre, plus le SNR maximal diminue. Aussi, il pourrait y avoir un seuil en SNR différent choisi selon la taille du champ de vue libre de Terre. Alors que pour un champ de vue utile (sans Terre) égal à sa taille maximale (2 sr), le seuil en SNR doit être fixé à environ 6 pour éviter trop de fausses alertes, lorsque le champ de vue utile est réduit à 10% de sa maximale par exemple, le seuil en SNR pourrait être réduit à 5 environ, ce qui apporte une augmentation de sensibilité à des sources faibles qui apparaissent

dans cette portion du ciel. Puisque l'on connaît pour chaque image de 20 s la taille du champ de vue utile (notamment sans Terre), on pourrait utiliser cette information dans le logiciel embarqué pour ajuster dynamiquement le seuil en SNR appliqué à la recherche de nouvelles sources, de sorte à détecter des sources de faible intensité, candidats GRBs, qui par ailleurs sont les plus nombreux.

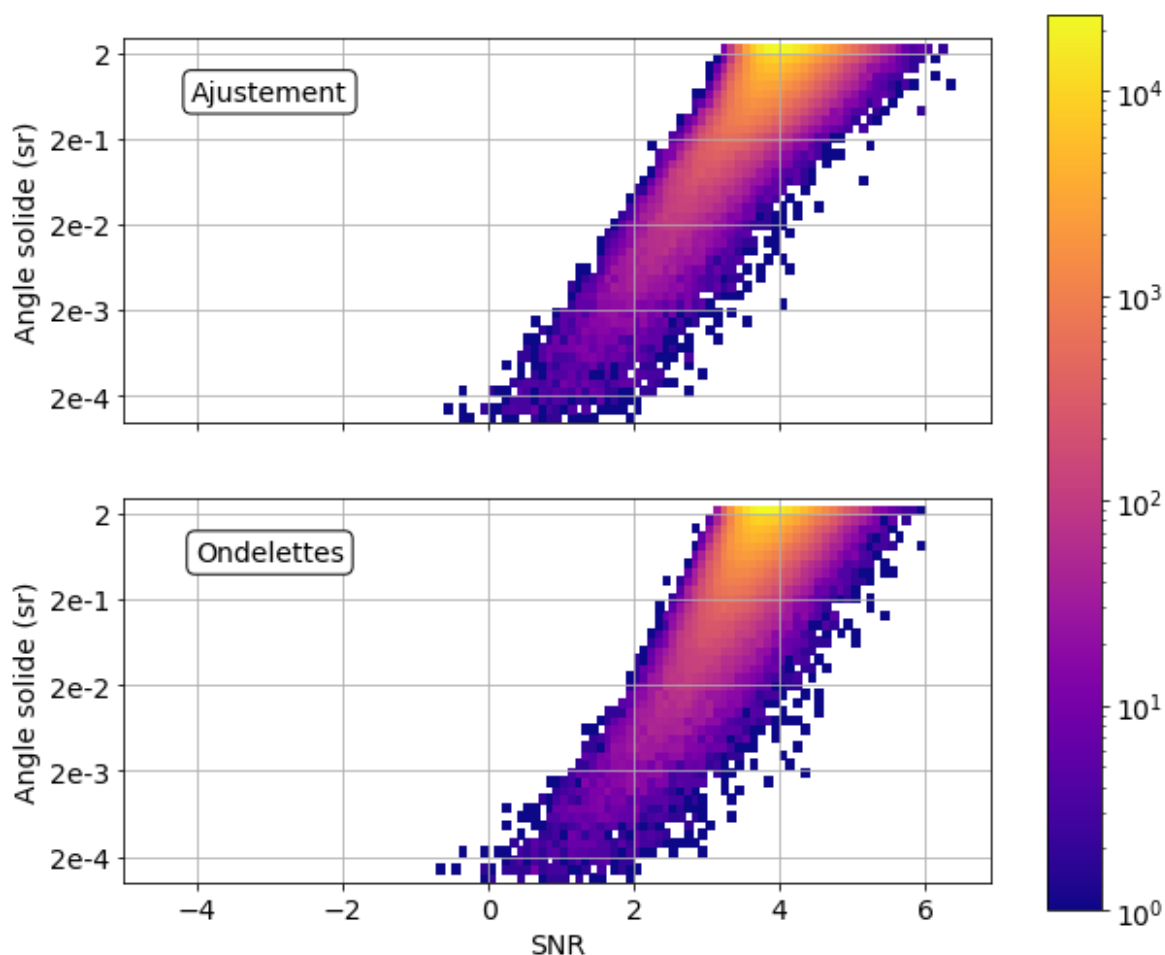


Figure 5.31 – Distribution des 400000 simulations en fonction du SNR maximal dans l'image du ciel en 20 s et de la taille utile du champ de vue libre de Terre et de la source du Crabe (en sr). En haut : la correction est effectuée par un ajustement simultané du CXB et de la fonction d'illumination de la source. En bas : la correction est effectuée par la méthodes des ondelettes puis par ajustement de la fonction d'illumination de la source. L'échelle de couleur donne le nombre de simulations par intervalle de SNR maximal et de taille du champ de vue utile.

On peut se demander comment la distribution des maxima du SNR relevés dans les images du ciel reconstruites se comporte lors de la sommation des images du ciel jusqu'à 20 min ? Peut-on appliquer le même seuil que pour les images en 20.48 s d'exposition, potentiellement adapté en fonction de l'écart-type du SNR à l'échelle de temps considérée, ou faut-il appliquer un seuil spécifique. Dans ce dernier cas, il serait nécessaire de mener une nouvelle simulation de séquences de bruit de fond modulé par des passages de la Terre, de construire les images du ciel pour toutes les durées prévues et d'étudier pour chaque

durée la distribution des maxima du SNR afin de déterminer le seuil correspondant.

5.5 Conclusion sur les performances des méthodes

Dans les sections précédentes, j'ai présenté deux méthodes de correction du CXB en donnant des exemples d'application. En guise de conclusion, je vais présenter ici une comparaison des performances de ces deux méthodes. La performance des méthodes peut-être mesurée par plusieurs grandeurs : l'écart-type de la distribution du SNR des images du ciel (ici uniquement en 20 s), le SNR d'une source inconnue (qui pourrait être un candidat de sursaut gamma), le temps d'exécution et le seuil en SNR requis pour obtenir une fausse alerte par jour au maximum (c'est à dire une séquence d'alerte VHF par jour ne correspondant pas à une nouvelle source, sachant que ces alertes sont distribuées uniquement aux GWACs et GFT et filtrées au sol avant la distribution aux observateurs externes). Ces grandeurs sont obtenues par simulation de 100000 shadowgrammes (4–120 keV). Chaque shadowgramme, exposé 20 s, contient des coups de CXB (ici sans prendre en compte le flux donné par la simulation Géant 4, mais uniquement l'intégrale du spectre de [Moretti et al. 2009](#)), les coups du bruit interne, ainsi que ceux d'une source inconnue (projetant un nombre de coups tiré aléatoirement entre 0 et 5 selon une loi de puissance de pente -1 dans la bande 4–120 keV). La source inconnue est injectée depuis une position tirée uniformément dans une boîte de ± 5 pixels par rapport au centre du champ de vue. Cette simulation a été réalisée sans redistribution de l'énergie (l'énergie injectée est identique à l'énergie détectée), sans Terre ni sources connues.

La figure 5.32 donne les résultats de cette simulation pour différentes mesures de performance (moyennées sur les 100000 simulations) et pour différents cas A : sans correction, B : avec correction par ajustement, C : avec correction par ondelettes). Le diagramme en haut à gauche donne l'écart-type du SNR dans les images du ciel produites. La méthode de correction par ondelette permet d'atteindre un écart-type du SNR en 20 s légèrement plus proche de 1 que la méthode d'ajustement. En revanche, comme le montre le diagramme en haut à droite, la méthode de l'ajustement permet d'obtenir un SNR légèrement meilleur pour la source inconnue. Toutefois, cette baisse de SNR est compensée par le fait que l'écart-type du SNR ainsi que le seuil de fausses alertes sont aussi plus faibles pour la méthode des ondelettes. Cependant, pour ces mesures (l'écart-type du SNR et le SNR de la source inconnue), les barres d'erreurs (l'écart-type sur les 100000 simulations) permettent difficilement de conclure qu'une de ces méthodes est sensiblement meilleure que l'autre. De plus, comme le montre aussi la barre grise correspondant au cas sans correction, on peut confirmer que l'apport d'une correction (peu importe la méthode) reste faible en 20 s, où la non correction du CXB impacte faiblement les performances d'imagerie (l'écart-type du SNR sans correction est d'environ 1.1), mais cette correction est nécessaire pour garantir la qualité des images aux échelles de temps supérieures.

Une des mesures permettant de distinguer les deux méthodes est le temps d'exécution. Sur mon ordinateur, j'ai mesuré un temps (déconvolution comprise) d'environ 0.8 s pour la correction par la méthode de l'ajustement (6 paramètres pour la forme convexe du CXB uniquement) et un temps d'environ 0.03 s pour la correction par la méthode des ondelettes (sans sources ni Terre). Cependant, ces deux mesures ne sont pas comparables car elles ont été réalisées avec des implémentations différentes pour ces méthodes : la méthode des ondelettes étant implémentée en C++ dans l'environnement du logiciel embarqué et celle de l'ajustement dans la librairie python SciPy. Les temps d'exécution sont donc à confirmer sur cible dans le logiciel embarqué. Dans le cas où des sources connues à corriger seraient présentes dans le champ de vue, les temps d'exécution augmenteraient pour les deux méthodes, en fonction du nombre de sources à ajuster.

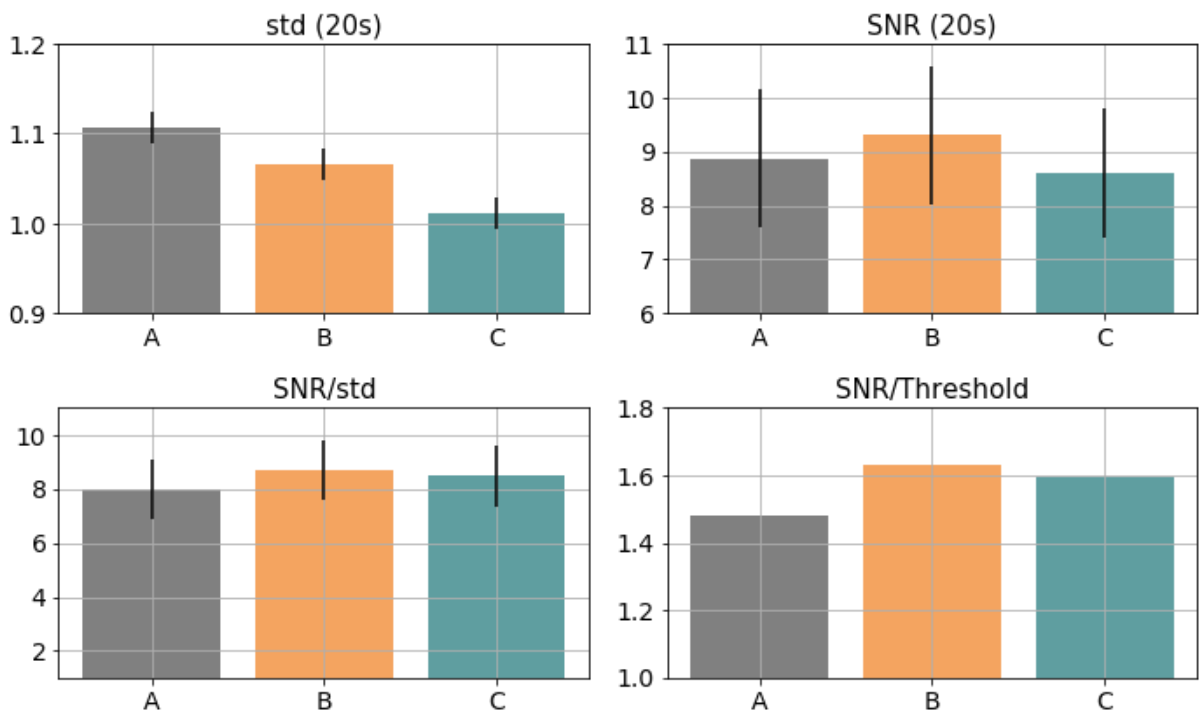


Figure 5.32 – Mesures de performance des méthodes de correction du CXB pour différents cas : A : sans correction, B : avec correction par ajustement, C : avec correction par ondelettes (sans Terre). En haut à gauche : écart-type du SNR du ciel en 20 s. En haut à droite : SNR d'une source inconnue en 20 s. En bas à gauche : SNR de la source normalisé par l'écart-type du SNR. En bas à droite : SNR normalisé par le seuil de détection de la figure 5.29.

Ainsi, même si le gain sur le logiciel embarqué reste à mesurer, la méthode par ondelettes pourrait-être préférée pour son exécution plus rapide (il y a 6 paramètres de moins à ajuster) et grâce à un possible seuil de détection plus bas. Un autre avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas d'hypothèse sur la forme du CXB sur le détecteur (supposée de forme convexe pour la méthode d'ajustement). Il est possible que selon les situations (présence de la Terre, forme de bruit de fond différente que celle attendue et possiblement variable dans le temps) la méthode la plus performante ne soit pas tou-

jours la même. Les deux méthodes sont implémentées dans le logiciel embarqué et leurs performances en vol seront évaluées avec les premières données.

5.6 Catalogue embarqué et détection de sources connues

Dans les sections précédentes, j'ai présenté des méthodes permettant de corriger les contributions du CXB et des sources connues dans les images du plan détecteur. Toutefois, l'optimisation de la détection d'événements transitoires abordée dans ce chapitre passe aussi par le développement d'un catalogue de sources connues et destiné à être embarqué dans le logiciel embarqué de l'UGTS (voir section 3.1.3). Ce catalogue a été évoqué à plusieurs reprises, je vais présenter ici sa composition ainsi que son utilisation. D'abord, ce catalogue répond à plusieurs besoins :

- fournir la liste des sources à corriger sur l'image du plan détecteur avant déconvolution en utilisant la méthode décrite dans la section 5.3 ;
- fournir la liste des sources à exclure, dans le ciel reconstruit après déconvolution, de la zone de recherche de nouvelles sources (avec un rayon identique configurable pour l'ensemble des sources, possiblement égal à 6 pixels du ciel d'après la figure 5.24, au centre du champ de vue $6 \text{ pixel} = 3.3^\circ$) ;
- fournir un seuil en SNR pour détecter des éruptions, c'est à dire des événements transitoires, de sources connues référencées dans le catalogue et susceptibles d'apparaître dans les images du ciel (à l'exception des sources qui sont corrigées dans les shadowgrammes, et de ce fait supprimées des images du ciel reconstruites à bord, et dont des éruptions pourront être détectés au sol uniquement).

Le catalogue embarqué est construit à partir des résultats présentés dans la section 4.3. Il définit notamment, à partir de ces résultats, des indicateurs pour spécifier la stratégie appliquée à chaque source (correction dans le shadowgramme ou exclusion du ciel). Les informations données dans le catalogue embarqué sont destinées à être utilisées par le logiciel de déclenchement, qui fonctionne dans différentes bandes d'énergies et sur différentes échelles de temps. Aussi, idéalement, les stratégies des sources doivent être données séparément pour chaque bande d'énergie et chaque échelle de temps. Cependant, la différence sur les échelles de temps peut être levée simplement (voir sections suivantes). Au final, il reste les 4 bandes d'énergie à considérer. La version du catalogue que je présente ici est destiné à une configuration des bandes d'énergie telle qu'utilisée tout au long du manuscrit (4–20, 4–50, 4–120, 20–120 keV) mais pourra être adapté en cas de modifications de ces bandes en reproduisant avec une autre configuration les simulations qui ont mené aux résultats de la section 4.3 (les codes que j'ai développés le permettent).

Le catalogue embarqué est un tableau en deux dimensions comportant une ligne par source, une série de colonnes d'informations générales (identifiants des sources et positions en coordonnées équatoriales) et une série de colonnes par bande d'énergie (indicateur spé-

cifiant la stratégie et le seuil pour détecter les éruptions). Un possible catalogue embarqué est donné par le tableau 5.2.

5.6.1 Sources à corriger

La liste des source à corriger, par ajustement dans l'image du plan détecteur, est établie à partir des tableaux 4.6 et 4.7 sur la base du SNR typique (voir section 4.3.8) en 20 s, dans les 4 bandes d'énergie. Les sources ainsi retenues pour l'ajustement sont celles dont le SNR typique est supérieur au seuil de détection en SNR de 6.5 en 20 s. Le SNR typique est donné sur la figure 4.21 (19 sources dans 4–20 keV, 19 dans 4–50 keV, 17 dans 4–120 keV et 2 dans 20–120 keV). Étant donné son caractère transitoire, avec une seule éruption brillante, la source MAXI J1820+070 est retirée de cette liste (voir sa courbe de lumière sur la figure 4.29).

Les sources retenues pour la correction par ajustement sont ajoutées au catalogue embarqué. L'indicateur spécifiant la stratégie est noté « det » (voir tableau 5.2). La figure 5.33 donne le nombre de sources à corriger en fonction de la direction de pointage en coordonnées galactiques pour les 4 bandes d'énergie (sans les ajout et suppressions discutés dans cette section). Dans les trois premières bandes, la région du centre galactique concentre le plus grand nombre de sources à corriger (au maximum 15 dans le champ de vue d'ECLAIRs simultanément). En fonction des performances de la méthode de correction mesurée dans l'implémentation sur le logiciel embarqué, le nombre de source pourra être limité (5 sont prévues pour l'instant) en sélectionnant les sources avec un score le plus élevé. Ce score dépendra du SNR typique de la source (le SNR typique étant donné au centre du champ de vue), mais aussi de sa position dans le champ de vue (une source brillante mais peu codée peut projeter moins de photons et produire un SNR plus faible qu'une source moins brillante mais totalement codée qui produit un SNR plus fort). Pour déterminer ce score, on pourrait utiliser le résultat de la figure 4.22 (à droite) en appliquant un facteur au SNR typique selon les différentes zones du ciel (1 dans le champ de vue totalement codé, puis par exemple 0.8, 0.6, 0.4 et 0.2 pour des couronnes définies par des intervalles de distance par rapport au centre de l'image).

La région du ciel contenant les directions de pointage pour lesquelles plus de 5 sources méritent d'être corrigées couvre respectivement 2.68, 2.62 et 2.21 sr dans les trois premières bandes d'énergie (ce qui correspond approximativement à la taille du champ de vue total d'ECLAIRs, soit 1/6 du ciel). La bande 20–120 keV est particulièrement pauvre en sources à corriger (Crab et Cyg X-1), je propose d'y ajouter la source Sco X-1 qui, en fonction de son état spectral (voir section 4.3.11), peut atteindre un SNR supérieur à 6.5 en 20 s dans cette bande. Comme il y a peu de sources à corriger dans cette bande, je propose également d'y ajouter également GRS 1915+105, Vela X-1 Cyg X-3, GX 301-2 et SWIFT J1703.9-3753 (4U 1700-377). Ces sources ne produisent pas un SNR supérieur à 6.5 en 20

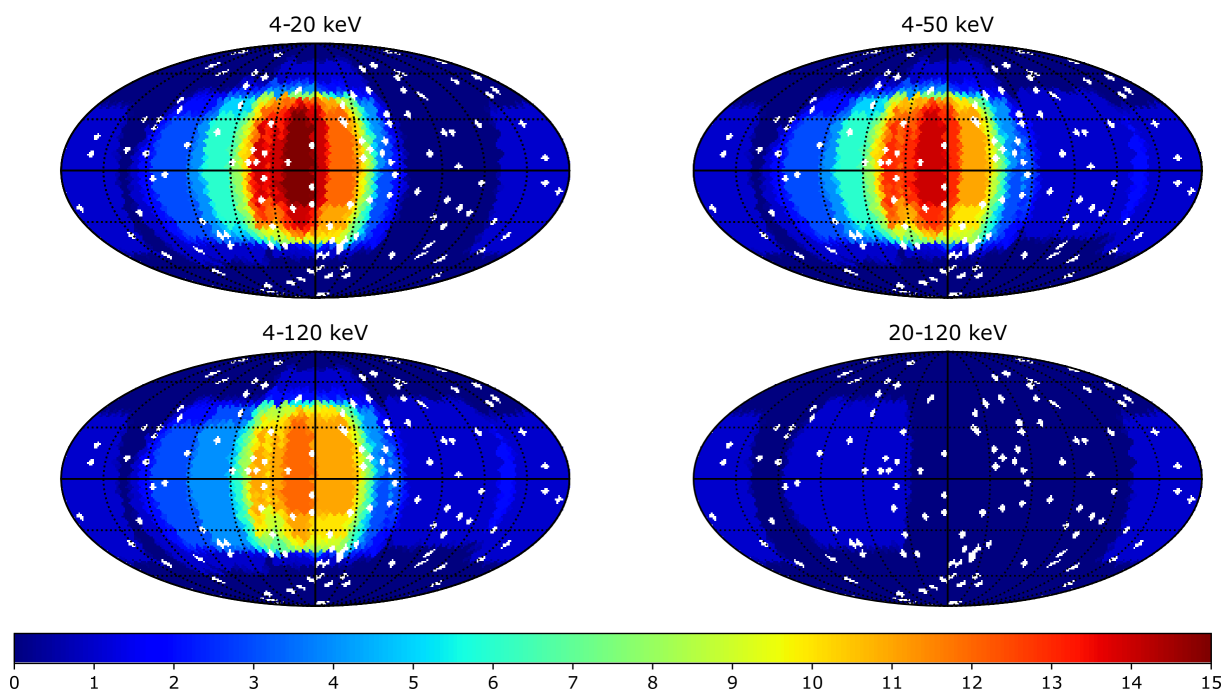


Figure 5.33 – Nombre de sources à corriger présentes simultanément dans le champ de vue d’ECLAIRs (sans suppressions ni ajouts) en fonction de la direction de pointage du satellite en coordonnées galactiques pour les 4 bandes d’énergie (l’angle de roulis est fixé à 0).

s mais peuvent atteindre un SNR supérieur à 15 en 20 min.

5.6.2 Sources à exclure de la zone de recherche de nouvelles sources

Les sources à exclure de la zone du ciel pour la recherche de nouvelles sources (candidats GRBs) correspondent à toutes les sources du tableau 4.6 et qui ne sont pas concernées par la correction par l’ajustement sur le plan détecteur (qui, elles ne produiront aucune alerte). De ces sources, je propose d’enlever les sources transitoires qui pourront être détectées comme nouvelles sources (donc avec une alerte de type candidat GRB et non pas identifiée comme issue d’une source du catalogue) en cas d’éruption et qui seront identifiées a posteriori comme source connue au sol. Cela concerne : MAXI J1820+070, SWIFT J0243.6+6124 (d’abord détecté comme un GRB par Swift/BAT puis interprété comme une éruption issue d’un système binaire hébergeant une étoile à neutron, [Kennea et al. 2017](#)) et MAXI J1910-057 ([Usui et al., 2012](#)). D’autres sources peuvent être supprimées de cette liste en fonction de leur rapport de variabilité (voir tableau 4.7). Par exemple, on peut choisir de supprimer les sources dont le SNR typique en 20 min est inférieur à 6.5 pendant 90% du temps. Ce faisant, ces sources pourront être détecté comme un candidat GRB si elles dépassent un seuil en SNR de 6.5 (ce qui est susceptible de se produire pour 10% du temps d’observation si les variations futures de la source sont similaires à ses variations passées). Le choix du pourcentage de temps revient à régler la sensibilité du logiciel de détection aux éruptions de sources. En choisissant plutôt 80% il faudra exclure

moins de sources dans le ciel et donc plus de sources en éruption seront détectées comme des candidats GRBs plus souvent. A l'inverse, en choisissant 95 ou 99%, plus de sources seront à exclure dans le ciel et moins d'éruptions de sources seront détectées comme des GRBs. Pour les sources qui sont exclues de la zone de recherche de candidats GRBs, il est toutefois possible de spécifier un seuil de détection en SNR supérieur au seuil de détection des candidats GRBs (typiquement 6.5). A ce moment-là, le dépassement du seuil en SNR spécifié à l'emplacement de la source provoque une alerte de type CAT (source du catalogue) : l'objectif secondaire du logiciel de déclenchement étant d'alerter sur des éruptions de sources connues référencées dans le catalogue, en plus de son objectif principal : la détection de nouvelles sources hors catalogue.

Dans la bande 20–120 keV, j'ai choisi de corriger par ajustement toutes les sources qui produisent un SNR typique supérieur à 10 en 20 min (sauf celles proches d'un SNR de 6.5 en 20 min : Sgr A* et GS 1826-238). Aussi, toutes les autres sources du catalogue, ne seront pas exclues de la zone de recherche de nouvelles sources et pourront être détectées comme des candidats GRBs dans la bande 20–120 keV.

L'indicateur spécifiant la stratégie de masquer une source dans les images du ciel, est noté « sky » (voir tableau 5.2).

5.6.3 Seuils de détection des éruptions de sources connues

Les sources exclues de la zone de recherche des nouvelles sources ne peuvent pas donner lieu à des alertes de type « candidat GRB ». Cependant pour permettre des alertes temps réel sur des sources connues, au niveau SVOM un second type d'alertes noté « CAT » est défini. Ce sont les sources du catalogue, exclues de la recherche de nouvelles sources, qui peuvent donner lieu à des alertes de type CAT si jamais elles dépassent un seuil spécifique programmé pour chacune de ces sources. Pour définir le seuil en SNR de détection des éruptions de ces sources du catalogue, j'utilise le SNR typique en 20 min déterminé en prenant en compte les variabilités des courbes de lumières de 4–20 keV (voir tableau 4.7). Aussi, dans un premier temps je propose d'utiliser le même seuil en SNR pour les 3 bandes 4–20, 4–50, 4–120 keV car pour la plupart des sources, le SNR est le plus fort dans la bande 4–20 keV (le ratio moyen entre le SNR dans les bandes 4–50 keV et 4–120 keV par rapport à 4–20 keV est respectivement 1.00 ± 0.13 et 0.96 ± 0.14). Le seuil de détection est donné pour 20 min mais peut être déterminé à toutes les autres échelle de temps avec l'équation 4.8 qui résulte de l'observation que le SNR typique varie proportionnellement à la racine carrée en fonction du temps. Afin de prendre en compte les variations entre les différentes bandes d'énergies (4–20, 4–50 et 4–120 keV), notamment dues au fait que les sources sont caractérisées par des spectres différents, ainsi que les erreurs sur la modélisation des spectres, on pourrait appliquer un facteur correctif pour augmenter le seuil de détection et éviter que les sources soient détectées trop fréquemment. Cependant, un tel facteur

pourrait être (au moins en partie) déjà pris en compte par le fait que les seuils sont déduits du SNR typique, qui peut être vu comme une limite supérieure du SNR, obtenu dans des conditions optimales, par simulation, avec la source au centre du pixel central du champ de vue (là où la sensibilité est la meilleure) et avec un bruit de fond parfaitement connu permettant une correction adaptée à sa forme convexe (par ajustement). Le seuil n'est applicable que pour les sources qui portent l'indicateur « sky », les autres étant corrigées dans le shadowgramme.

Ces seuils dépendent de la fraction de temps pendant laquelle on souhaite détecter chacune de ces sources (en prenant en compte ses variations passées). J'ai construit le catalogue embarqué du tableau 5.2 en utilisant le SNR typique des sources en 20 min pour le flux maximal atteint pendant 90% du temps d'observation de chaque source (colonne $P = 90$ du tableau 4.7). Autrement dit, avec ces seuils de détection, chaque source pourra être détectée pendant 10% du temps (en supposant que leurs variations passées se reproduisent dans le futur). Si on désire détecter ces sources pendant une fraction de temps plus faible, le seuil devra être augmenté (par exemple avec le flux maximal atteint pendant 95% du temps d'observation de chaque source). De même, en cas de changement des bandes d'énergie, ces seuils ainsi que les indicateurs (« det » ou « sky ») doivent être modifiés. Par exemple, dans le cas où la première bande ne serait pas 4–20 keV mais plutôt 5–25 keV, on pourrait supposer que la courbe de lumière dans cette bande (et donc aussi la variation du flux) est identique à celle de la bande 4–20 keV donné par MAXI/GSC à une constante près. La courbe dans 5–25 keV serait donc obtenue en prenant celle dans 4–20 keV, normalisée par le flux dans 5–25 keV. Il suffirait donc de déterminer par une nouvelle simulation les valeurs de SNR typique en 20 min dans cette bande pour les différents flux maximum correspondant aux fractions de temps désirées pour détecter une source.

De plus, ces seuils pourront être modifiés et mis à jour (typiquement chaque semaine) en fonction de l'état des sources et des priorités scientifiques choisies, aussi des sources pourront être ajoutées au catalogue au cours de la mission. De même, si une source est détectée avec un SNR supérieur au seuil du catalogue, le logiciel embarqué peut appliquer cette nouvelle valeur de SNR comme seuil pour les prochaines détections. La mise à jour automatique du seuil de détection d'une source en cours de son observation est introduit dans le logiciel embarqué, afin de ne pas re-déclencher rapidement sur une source sur laquelle on vient de déclencher. En effet, quand le seuil de détection d'une source connue est dépassé, un repointage du satellite est demandé sur cette source, qui est ensuite observée durant plusieurs orbites (jusqu'à typiquement 14). Si la source est toujours active, on ne souhaite pas re-déclencher de nouveau immédiatement sur cette source, et pour cela son seuil est augmenté dans le catalogue. Lors de la reconfiguration hebdomadaire on pourra ensuite, si on le désire, rebaisser par télécommande le seuil pour la semaine suivante.

Aussi, pendant les premiers mois de la mission, les détections de sources connues

pourraient être inhibées afin de s'assurer du réglage des seuils et se concentrer sur l'objectif principal du logiciel de déclenchement, c'est à dire la détection des sursauts gamma (ou au moins des événements transitoires de manière générale).

Table 5.2 – Exemple de catalogue embarqué autorisant les sources à être visibles pendant 10% de leur temps. La première colonne « Seuil SNR » s'applique aux trois bandes d'énergie (4–20, 4–50, 4–120 keV) et la deuxième colonne « Seuil SNR » s'applique à la bande 20–120 keV. Les seuils sont donnés pour un temps de 20 min et sont utilisés pour déterminer les seuils aux échelles de temps plus courtes selon l'équation 4.8. Les seuils de détection ne s'appliquent qu'aux sources non corrigées dans le shadowgramme. Une absence de seuil signifie que la source peut-être détectée comme un GRB (avec un seuil de 6.5). C'est notamment le cas dans la bande 20–120 keV où toutes les sources non corrigées par ajustement peuvent être détectées avec un seuil de 6.5.

Nom	Ra deg	Dec deg	4–20 keV	4–50 keV	4–120 keV	Seuil SNR	20–120 keV	Seuil SNR
Sco X-1	244.98	-15.64	det	det	det	–	det	–
GX 5-1	270.29	-25.08	det	det	det	–		
GRS 1915+105	288.8	10.95	det	det	det	–	det	–
GX 349+2	256.44	-36.42	det	det	det	–		
Crab	83.63	22.01	det	det	det	–	det	–
GX 17+2	274.01	-14.04	det	det	det	–		
GX 9+1	270.38	-20.53	det	det	det	–		
GX 340+0	251.45	-45.61	det	det	det	–		
Cyg X-1	299.59	35.2	det	det	det	–	det	–
Cyg X-2	326.17	38.32	det	det	det	–		
Sgr X-4	275.92	-30.36	det	det	det	–		
GX 3+1	266.98	-26.56	det	det	det	–		
GX 13+1	273.63	-17.16	det	det	det	–		
Cyg X-3	308.11	40.96	det	det	det	–	det	–
4U 1705-440	257.23	-44.1	det	det	det	–		
Cen X-3	170.31	-60.62	sky	sky	sky	93.397		
Vela X-1	135.53	-40.55	sky	det	det	90.155	det	–
GX 9+9	262.93	-16.96	det	det	det	–		
4U 1630-472	248.51	-47.39	sky	sky	sky	82.549		
GX 301-2	186.66	-62.77	sky	sky	sky	75.693	det	–
GX 354-0	262.99	-33.83	sky	sky	sky	70.604		
1A 1742-294	266.52	-29.51	det	sky	sky	69.475		
H 1735-444	264.74	-44.45	sky	sky	sky	69.381		
Ser X-1	279.99	5.04	det	det	sky	67.998		
Sgr A*	266.42	-29.01	sky	sky	sky	61.159		
SAX J1747.0-2853	266.76	-28.88	sky	sky	sky	59.343		
4U 1608-52	243.18	-52.42	sky	sky	sky	54.11		
MAXI J1631-479	247.81	-47.81	sky	sky	sky	48.372		
Her X-1	254.46	35.34	sky	sky	sky	46.8		
GS 1826-238	277.37	-23.8	sky	sky	sky	43.486		
H 1636-536	250.23	-53.75	sky	sky	sky	36.216		
GX 339-4	255.71	-48.79	sky	sky	sky	33.303		
4U 1624-490	247.02	-49.21	sky	sky	sky	32.512		
Terzan 2	261.89	-30.8	sky	sky	sky	29.952		
Aql X-1	287.82	0.58	sky	sky	sky	27.521		
Perseus Cluster	49.95	41.51	sky	sky	sky	25.872		
OAO 1657-41	255.2	-41.66	sky	sky	sky	24.486		
4U 1538-52	235.6	-52.39	sky	sky	sky	23.633		
SMC X-1	19.27	-73.44	sky	sky	sky	23.276		
GX 1+4	263.01	-24.75	sky	sky	sky	23.067		
4U 1708-40	258.1	-40.84	sky	sky	sky	22.794		

Table 5.2 – suite.

Nom	Ra deg	Dec deg	4–20 keV	4–50 keV	4–120 keV	Seuil SNR	20–120 keV	Seuil SNR
H 0614+091	94.28	9.14	sky	sky	sky	22.575		
4U 1907+09	287.41	9.83	sky	sky	sky	20.992		
X Per	58.85	31.05	sky	sky	sky	20.656		
4U 1822-371	276.45	-37.11	sky	sky	sky	20.369		
4U 1746-37	267.55	-37.05	sky	sky	sky	20.236		
H 1730-333	263.35	-33.39	sky	sky	sky	19.224		
SWIFT J1703.9-3753	255.99	-37.84	sky	sky	sky	18.88	det	–
EXO 2030+375	308.06	37.64	sky	sky	sky	18.157		
SWIFT J1753.5-0127	268.37	-1.45	sky	sky	sky	17.677		
Ophiuchus Cluster	258.1	-23.35	sky	sky	sky	17.123		
Cen A	201.37	-43.02	sky	sky	sky	17.071		
Terzan 5	267.02	-24.78	sky	sky	sky	16.323		
A 0535+262	84.73	26.32	sky	sky	sky	16.255		
4U 1626-67	248.07	-67.46	sky	sky	sky	15.927		
4U 1254-690	194.4	-69.29	sky	sky	sky	15.841		
Vela Pulsar	128.84	-45.18	sky	sky	sky	15.643		
XTE J1701-407	255.43	-40.86	sky	sky	sky	15.363		
4U 1543-624	236.98	-62.57	sky	sky	sky	14.938		
H 1822-000	276.34	-0.01	sky	sky	sky	14.816		
EXO 1846-031	282.32	-3.06	sky	sky	sky	14.57		
H 1743-322	266.56	-32.23	sky	sky	sky	14.188		
1E1145.1-6141	176.87	-61.95	sky	sky	sky	14.038		
4U 1957+115	299.85	11.71	sky	sky	sky	13.96		
GX 304-1	195.32	-61.6	sky	sky	sky	13.927		
SWIFT J1658.2-4242	254.55	-42.7	sky	sky	sky	13.807		
HETE J1900.1-2455	285.04	-24.92	sky	sky	sky	13.431		
4U 1954+319	298.93	32.1	sky	sky	sky	13.261		
SWIFT J1728.9-3613	262.23	-36.24	sky	sky	sky	13.029		
MCG -05-23-016	146.92	-30.95	sky	sky	sky	11.927		
4U 2206+543	331.98	54.52	sky	sky	sky	11.07		
EXO 1722-363	261.3	-36.28	sky	sky	sky	11.012		
Cas A	350.85	58.82	sky	sky	sky	10.982		
XTE J1810-197	272.46	-19.73	sky	sky	sky	10.796		
1ES 1011+496	153.77	49.43	sky	sky	sky	10.314		
Coma Cluster	194.95	27.98	sky	sky	sky	10.276		
LMC X-2	80.12	-71.96	sky	sky	sky	10.102		
MAXI J1813-095	273.25	-9.5	sky	sky	sky	9.255		
IGR J17379-3747	264.5	-37.77	sky	sky	sky	9.007		
AM Her	274.06	49.87	sky	sky	sky	8.843		
MAXI J0511-522	77.75	-52.2	sky	sky	sky	8.648		
GRO J1655-40	253.5	-39.85	sky	sky	sky	7.64		
GS 1843-02	282.07	-2.42	sky	sky	sky	7.631		
4U 1210-64	183.27	-64.92	sky	sky	sky	7.107		

5.7 Conclusion

Dans cette section j'ai présenté la manière dont il est possible d'optimiser la détection d'événements transitoires, c'est à dire la détection de nouvelles sources comme des sursauts gamma ou encore des éruptions de rayons X produites par des sources connues. Cette optimisation passe par la correction du bruit de fond via différentes méthodes : ajustement (bien adapté à la forme convexe du CXB, mais potentiellement plus long) et

ondelettes (permettant de lever l'hypothèse sur la forme du bruit de fond sur le détecteur et potentiellement plus rapide). Cependant, le bruit de fond n'est pas le seul effet à devoir être corrigé : les sources connues visibles par ECLAIRs doivent aussi être prises en compte afin d'améliorer la qualité des images du ciel (en conservant un écart-type du SNR des images du ciel proche de 1). Ces sources connues sont référencées dans un catalogue embarqué précisant la stratégie à adopter pour chaque source : correction par ajustement de la fonction d'illumination dans le shadowgramme ou exclusion de la zone dans le ciel pour la recherche de nouvelles sources. Les performances de ces méthodes sont encore à évaluer dans l'architecture embarquée mais leur principe et leur apport à déjà été démontré dans ce chapitre. L'intérêt de ces méthodes est de garantir la capacité d'ECLAIRs à détecter des sursauts gamma et d'autres sources transitoires, notamment les plus faibles (les sources transitoires très brillantes sont détectables même avec une correction non optimale du bruit de fond). Sachant que les sursauts gamma les plus faibles sont aussi les plus nombreux, ces corrections sont essentielles pour obtenir un grand nombre de sursauts gamma détectés

Notamment, dans le chapitre suivant, je vais montrer comment la correction du CXB par la méthode d'ajustement s'applique à un cas scientifique : la détection de sursauts gamma d'ultra-longue durée, une population de sursauts gamma, potentiellement différente des sursauts longs classiques, aujourd'hui encore mal connue.

Les sursauts gamma ultra-longs

6.1	Des événements particuliers	194
6.2	SVOM : un espace de découverte pour les sursauts ultra-longs	196
6.3	Échantillon de sursauts gamma ultra-longs détectés par <i>Swift</i>	198
6.3.1	A propos du décalage spectral	201
6.3.2	A propos de la mesure de la durée	202
6.4	Capacité de détection des sursauts ultra-longs par ECLAIRs	203
6.4.1	Pré-traitement des données	203
6.4.2	Construction de la liste de photons	205
6.4.3	Simulation des événements	206
6.4.4	Détection des sursauts ultra-longs	207
6.4.4.1	Échelle de temps et position	207
6.4.4.2	Localisation	215
6.4.4.3	Bande d'énergie	216
6.4.4.4	Rapport signal à bruit	220
6.4.4.5	Conclusion	222
6.4.5	Détection de sursauts ultra-longs à haut décalage spectral	222
6.5	Taux de sursaut ultra-longs attendus par ECLAIRs	227
6.5.1	Introduction de la méthode	227
6.5.2	Détermination de l'horizon de BAT	228
6.5.3	Détermination de l'horizon d'ECLAIRs	229
6.5.4	Calcul du taux de détection de sursauts ultra-longs attendu pour ECLAIRs	230
6.5.5	Influence du seuil bas en énergie d'ECLAIRs	232
6.6	Conclusion	233

6.1 Des événements particuliers

Comme présenté dans la section 1.2, les sursauts gamma sont classés en fonction de leur durée en deux familles distinctes (Kouveliotou et al., 1993) : les sursauts courts issus de la coalescence de deux astres compacts et les sursauts longs issus de l’effondrement d’une étoile massive.

Récemment, certains sursauts gamma longs ont été détectés avec une durée extraordinairement longue de plus de 1000 s. L’un de ces sursauts est GRB 111209A (Gendre et al., 2013) qui a été actif pendant environ 25000 s dans la bande des photons X et gamma. Les sursauts présentant des durées aussi atypiques sont appelés « sursauts gamma ultra-longs » (ulGRB). Ils pourraient former une nouvelle classe de sursaut (Levan et al., 2013). A ce jour, les quelques sursauts ultra-longs bien étudiés ont été détectés par Swift/BAT. La figure 6.1 donne la distribution de différentes classes d’événements transitoires en fonction de leur durée (T_{90}) et de leur luminosité : les sursauts gamma courts (SGRBs), longs (LGRB), les sursauts gamma à faible luminosité (LLGRBs), les sursauteurs gamma mous (SGRs), les événements de rupture par effet de marée (TDE). Ce dernier phénomène se produit lorsqu’une étoile passe trop près d’un trou noir supermassif et se fait déchirer par les forces de marées. Il peut en résulter l’émission de jets et de photons gamma comme pour les sursauts gamma. Les sources Swift J1644+57 (Levan et al., 2011) et Swift J2058+05 (Cenko et al., 2012) présentes sur la figure appartiendraient à cette famille. A plus faible luminosité la figure illustre aussi la zone dans laquelle se trouvent les sources galactiques (voir section 1.1.2). Sur cette figure, quelques sursauts ultra-longs (GRB 101225A, GRB 111209A et GRB 121027A) sont placés et semblent former une famille distincte entre les sursauts longs classiques et les événements de ruptures par effet de marée.

Les sursauts gamma ultra-longs pourraient avoir des progéniteurs différents des sursauts longs classiques, ce qui permettrait d’expliquer la durée particulièrement longue de leur émission en photons X et gamma. Les sursauts ultra-longs pourraient être produits soit par l’effondrement d’une étoile bleue supergéante à faible métallicité (Gendre et al., 2013), lors de la naissance d’un magnétar suite à l’effondrement d’une étoile massive (Greiner et al., 2015) ou suite à l’effondrement d’une étoile de population III (Nakauchi et al., 2012; Kinugawa et al., 2019). Cependant, ces événements pourraient également ne représenter que la queue de la distribution des sursauts longs (Virgili et al., 2013).

Dans tous les cas, la durée de ces événements transitoires les rend si particuliers qu’ils méritent des études plus approfondies. Leur détection et leur suivi rapides sont essentiels pour mieux les comprendre et pour répondre à certaines questions, telles que : forment-ils réellement une nouvelle classe de sursauts gamma, quels sont leurs progéniteurs, quel est leur moteur central, quel est le mécanisme responsable d’une injection d’énergie pendant un temps si long ?

Aussi, GRB 111209A a été associé à une supernova très lumineuse au décalage spectral

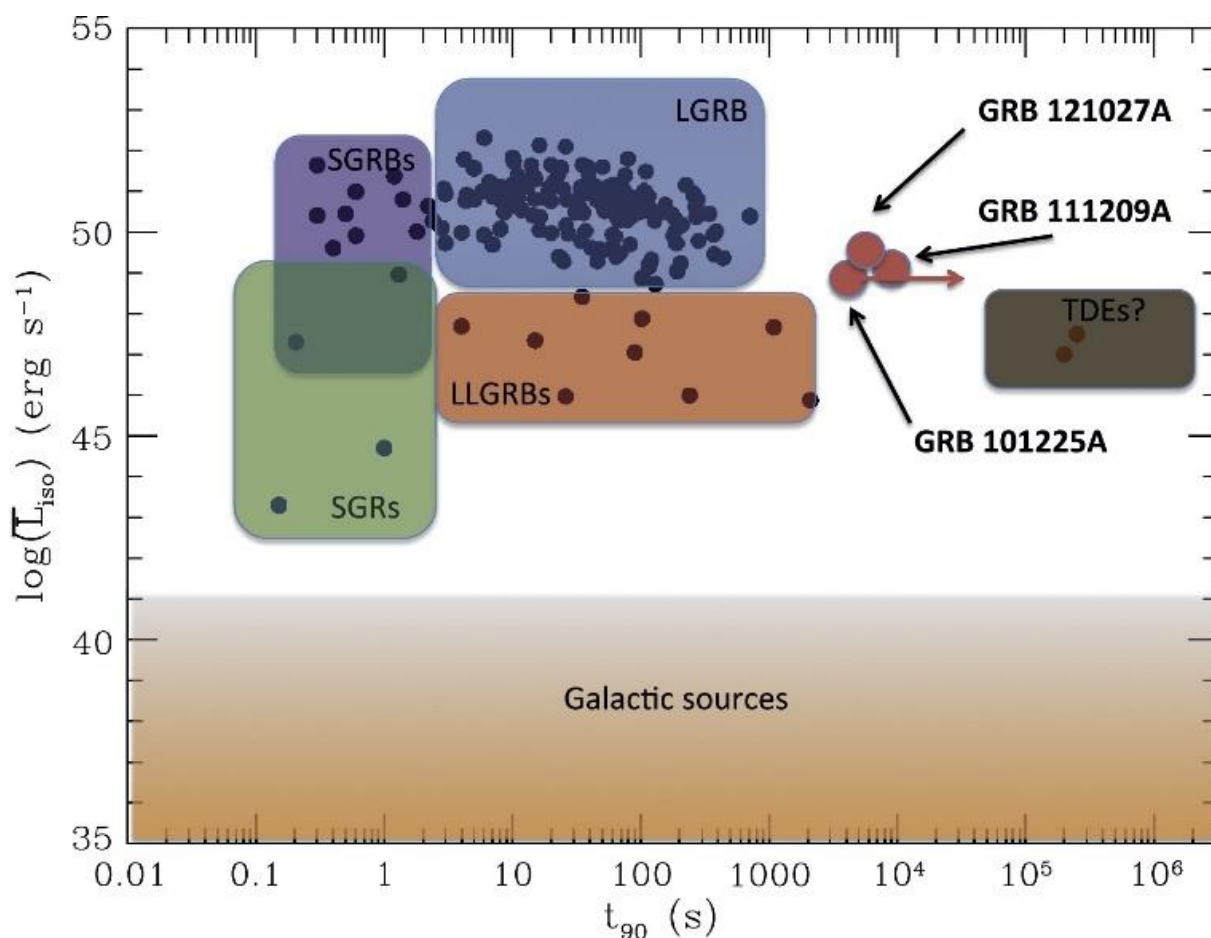


Figure 6.1 – Distribution d'événements transitoires en fonction de la durée et de la luminosité (Levan et al., 2013).

$z=0.677$ (Greiner et al., 2015). C'est exactement le genre de phénomène qui nécessite un suivi multi-longueurs d'onde dès la détection du sursaut et pendant plusieurs jours pour espérer collecter un maximum d'informations et mieux comprendre le phénomène.

Concernant la quantité d'énergie émise (dans l'hypothèse d'une émission isotrope), la figure 6.2 montre que les sursauts ultra-longs ne sont pas très différents des autres sursauts gamma sauf pour GRB 060218 et GRB 100316D qui pourraient être liés à des supernovæ (Campana et al., 2006; Waxman et al., 2007; Starling et al., 2011). GRB 090417 et GRB 130925A sont très similaires mais sont pourtant deux événements différents comme en témoigne leur grande séparation dans le ciel d'environ ~ 157 deg. Leurs rayonnements sont interprétés comme étant dispersés par des poussières sur la ligne de visée (Holland et al., 2010; Evans et al., 2014).

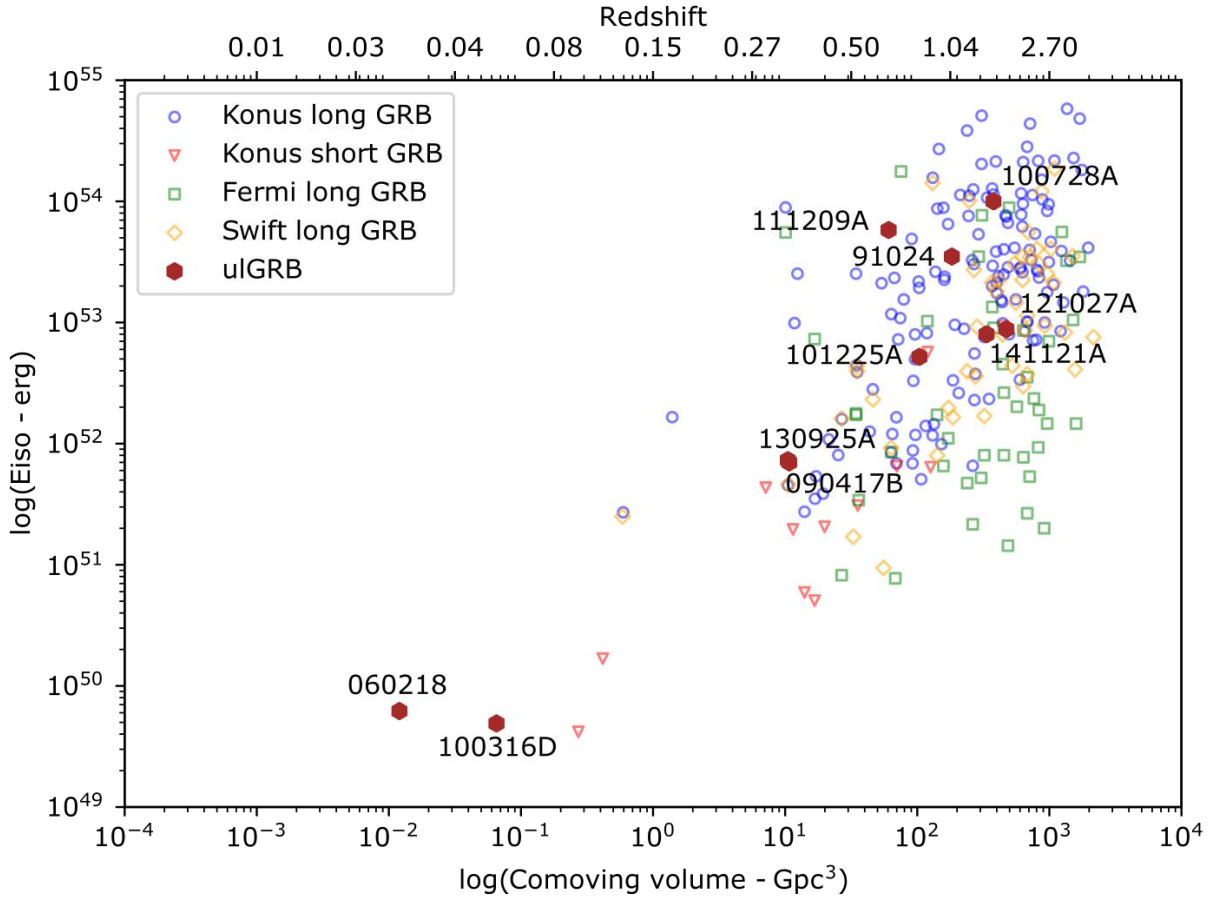


Figure 6.2 – Distribution de différents échantillons de sursauts gamma dans le plan $\log(\text{volume comobile}) - \log(E_{\text{iso}})$. Sursauts détectés par Konus issus de [Tsvetkova et al. \(2017\)](#), sursauts longs détectés par Fermi issus de [Heussaff et al. \(2013\)](#) et sursauts longs détectés par Swift issus de [Nava et al. \(2012\)](#).

6.2 SVOM : un espace de découverte pour les sursauts ultra-longs

La mission SVOM, que j’ai présentée dans le chapitre 2, offre un espace de découverte pour les sursauts gamma ultra-longs, grâce à plusieurs de ses caractéristiques.

Premièrement, la plateforme du satellite sera en mesure de maintenir des pointages stables pendant plusieurs heures (jusqu’à 22 h environ, voir section 2.3.1 et figure 2.14). Les pointages stables longs permettront à ECLAIRS de scruter une même région du ciel à la recherche de sources transitoires faibles et se manifestant sur des échelles de temps de plusieurs minutes jusqu’à plusieurs heures. Une conséquence de ces pointages stables longs est que la Terre entrera dans le champ de vue d’ECLAIRS (jusqu’à possiblement le masquer entièrement), et une éventuelle nouvelle source deviendra inobservable lorsqu’elle sera effectivement occultée par la Terre. Les algorithmes de détection embarqués sur ECLAIRS sont toutefois conçus pour fonctionner dans ces conditions avec la Terre entrant et sortant périodiquement du champ de vue et entraînant une variation du bruit de fond

(voir figure 3.15). Au contraire de SVOM, la plateforme de la mission Swift est bien plus agile. La figure 6.3 montre la distribution de ses durées de pointage, le pointage stable le plus long étant de ~ 30 min, ce qui permet de stabiliser thermiquement son instrument XRT, et aussi de maintenir la Terre hors du champ de vue de l'instrument BAT autant que possible. Par conséquent, toute observation d'une nouvelle source faible sera interrompue (éventuellement avant sa détection) dès que la Terre entre dans le bord du champ de vue, et très probablement avant que la Terre n'occulte réellement la source. En conséquence, la mesure précise de la durée d'un sursaut n'est pas toujours possible si le pointage est amené à changer après la détection pour éviter la Terre. Aussi les algorithmes de détection de l'instrument BAT ne sont pas en mesure de détecter des nouvelles sources sur des temps long supérieurs à ~ 30 min. La figure 6.4 donne la distribution des durées de déclenchement de l'instrument BAT pour détecter des sursauts gamma, elles sont principalement inférieures à 5 min.

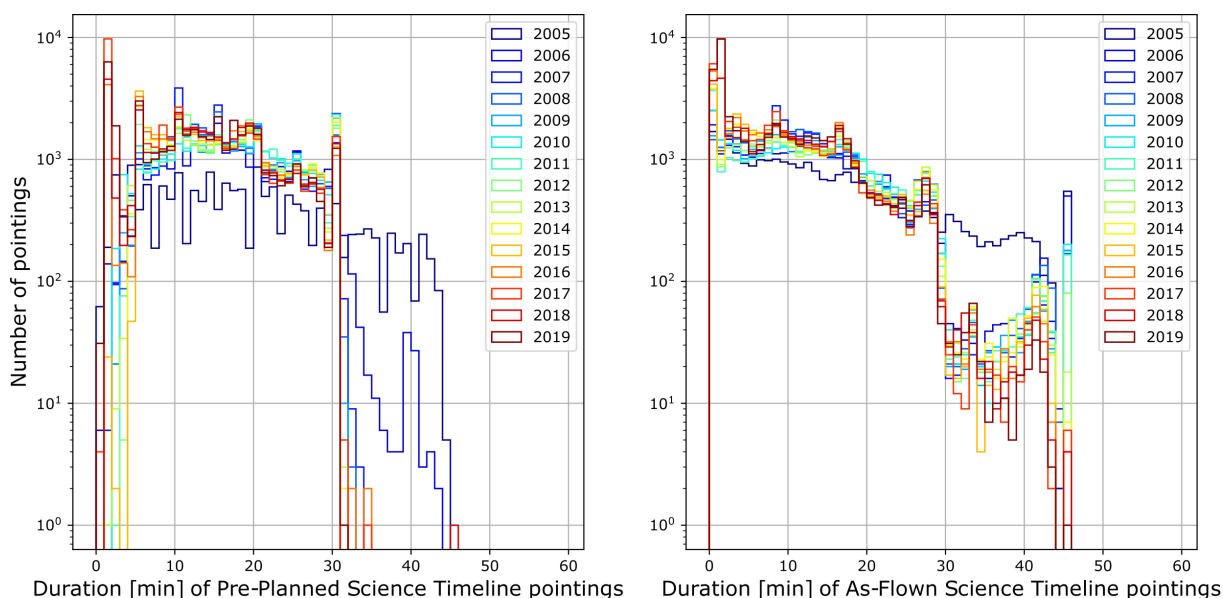


Figure 6.3 – Distribution des durées de pointage de Swift pour chaque année entre 2005 et 2019 (données issues de <https://www.swift.psu.edu/operations/obsSchedule>). A gauche : pointages pré-programmés n'incluant pas le suivi des sursauts détectés et les observations sur des cibles d'opportunité. A droite : pointages réalisés en vol incluant le suivi des sursauts détectés et les observations sur des cibles d'opportunité apportant des pointages longs entre 30 et 45 min.

De plus, bien que le télescope ECLAIRs réalise des images avec un temps d'exposition maximal réglé à 20 min à bord, tous les photons détectés par ECLAIRs seront transmis au sol (contrairement à Swift/BAT). Des images avec des temps d'exposition plus longs pourront donc être réalisées au sol pour rechercher des événements transitoires qui peuvent avoir été manqués par le logiciel embarqué. Cette surveillance permettra, en complément des observations par les différents instruments de la mission SVOM, de mieux mesurer la durée des sursauts et de décider s'ils appartiennent ou non à la famille des ulGRBs. Enfin, le télescope ECLAIRs est caractérisé par un seuil bas en énergie de 4 keV (par rapport à

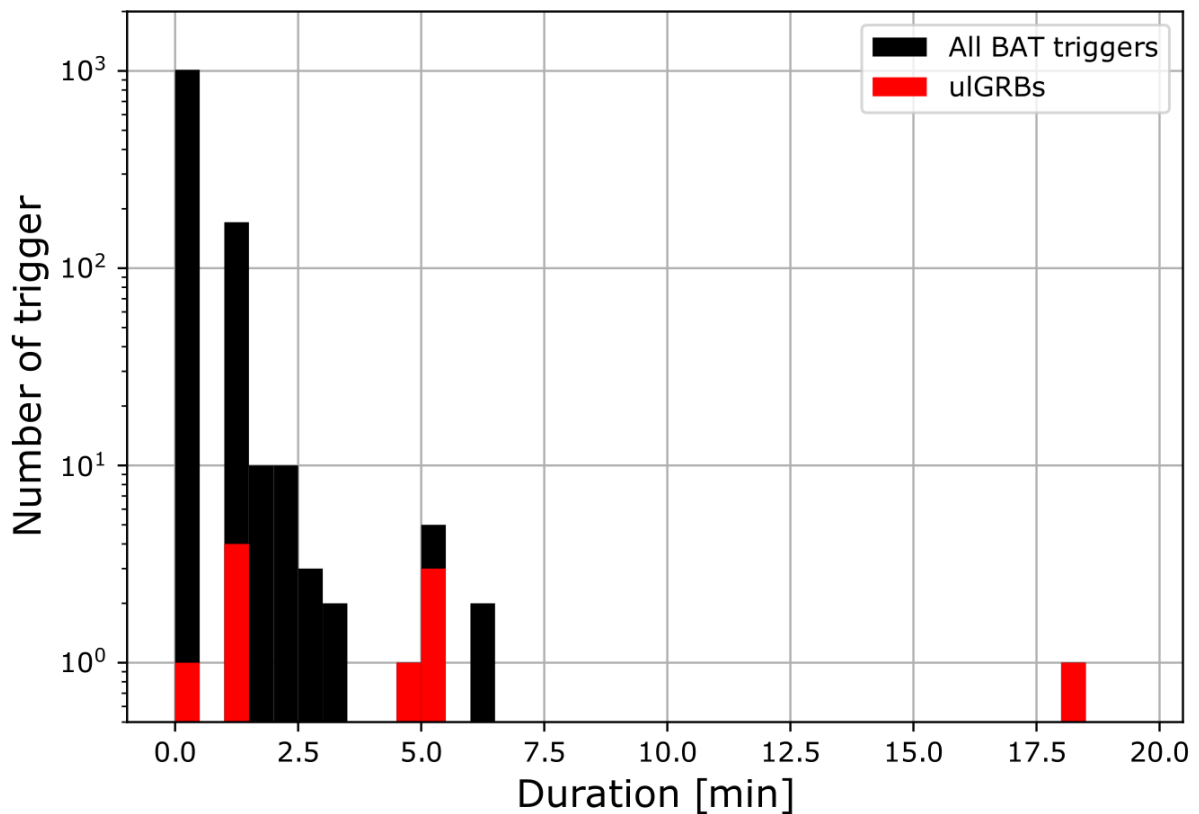


Figure 6.4 – Distribution des durées de déclenchement de l’instrument Swift/BAT (données issues de <https://swift.gsfc.nasa.gov/results/batgrbcats/>) en noir pour l’ensemble des sursauts gamma détectés et en rouge pour les sursauts ultra-long. La plus longue échelle de ~ 18 min a été utilisée pour détecter le sursaut ultra-long GRB 101225A.

15 keV pour BAT), ce qui permettrait de détecter des sursauts potentiellement plus riches en rayons X mous et donc plus distants.

Ainsi, la mission SVOM pourrait détecter des sursauts gamma ultra-long et contribuer à mieux comprendre ces phénomènes. Je me suis penché sur la question de la détection de ces événements par le télescope ECLAIRs. Dans ce chapitre, je vais présenter mes travaux sur ce sujet, et notamment sur l’évaluation du taux de sursauts ultra-long attendu par ECLAIRs par rapport à l’instrument BAT de la mission Swift. Ces travaux ont menés à la publication d’un résumé suite aux Journées de la SF2A 2018 (Dagoneau et al., 2018) ainsi que d’un article dans une revue à comité de lecture (Dagoneau et al., 2020).

6.3 Échantillon de sursauts gamma ultra-long détectés par *Swift*

Avant de poursuivre plus avant dans l’étude de la détection des sursauts ultra-long par ECLAIRs, j’ai eu besoin de construire un échantillon de sursauts ultra long. Pour cela j’ai

6.3. Échantillon de sursauts gamma ultra-longs détectés par *Swift*

utilisé la liste de sursauts ultra-longs du catalogue Swift/BAT¹ ainsi que la littérature pour construire une liste de sursauts gamma ultra-longs détectés par les missions précédentes aussi complète que possible. Ces sursauts sont donnés dans le tableau 6.1. Parmi ces sursauts, 19 ont été observés par l'instrument BAT, leur courbe de lumière sont données sur la figure 6.5. Cependant, tous ces sursauts ne sont pas mentionnés dans la littérature et identifiés comme des sursauts ultra-longs. J'ai donc examiné ces sursauts un par un pour décider de les conserver dans l'échantillon ou de les rejeter. Les sursauts conservés sont indiqués en gras dans le tableau 6.1 à conditions qu'ils soient spécifiquement identifiés comme ultra-long dans la littérature ou que leur courbe de lumière présente une émission ultra-longue.

GRB	T_{90}^a	$T_{90, \text{err}}^a$	T_{90} affiné	T_X^b	T_{burst}^c	z^a
170714A	459	94		16600		0.793
141121A	481	38		< 5000		1.47
130925A	160	3	5000^d	10000	11641	0.348
121027A	80	40	6000^d	8000	35399	1.773
111215A	373	93		990	1462	2.1^f
111209A	810	52	13000^d	25400	63241	0.677
101225A	> 1377		7000^d	5296	106659	0.847
101024A	18	0				
100728A	193	10			931	1.567
100316D	521	439	1300^e		1300	0.0591
091127	6	0			5559	0.49044
091024	112	13	1300 ^e			1.092
090417B	266	35	2130^e	535	2098	0.345
090404	82	14			242	2.87
090309A	3	1				
080407			2100 ^e			
080319B	124	3				0.9382
070518	5	0			357	1.161(?)
070419B	238	14			387	1.9588
060814B			2700 ^e			
060218			2100^e	2917	11830	0.03342

Table 6.1 – Échantillon de sursauts ultra-longs (durées en s). Les sursauts en gras sont ceux utilisés pour l'étude. Le décalage spectral de GRB 070518 (1.161) donné dans le catalogue Swift/BAT est en désaccord avec la limite $z < 0.7$ suggérée par la circulaire GCN 6419. (a) d'après le catalogue Swift/BAT (https://swift.gsfc.nasa.gov/results/batgrbcat/index_tables.html); les sursauts sans données Swift/BAT ont été détectés par d'autres missions. (b) d'après [Gendre et al. \(2019\)](#) : définie par [Boër et al. \(2015\)](#) et basée sur les courbes de lumière Swift/XRT. (c) d'après [Zhang et al. \(2014\)](#) : basée sur les courbes de lumière Swift/XRT. (d) valeur affinée de T_{90} d'après [Levan \(2015\)](#). (e) durée approximative d'après [Virgili et al. \(2013\)](#) (Table 6). (f) d'après [van der Horst et al. \(2014\)](#).

1. https://swift.gsfc.nasa.gov/results/batgrbcat/summary_cflux/summary_GRBlist/list_ultra_long_GRB_comment.txt

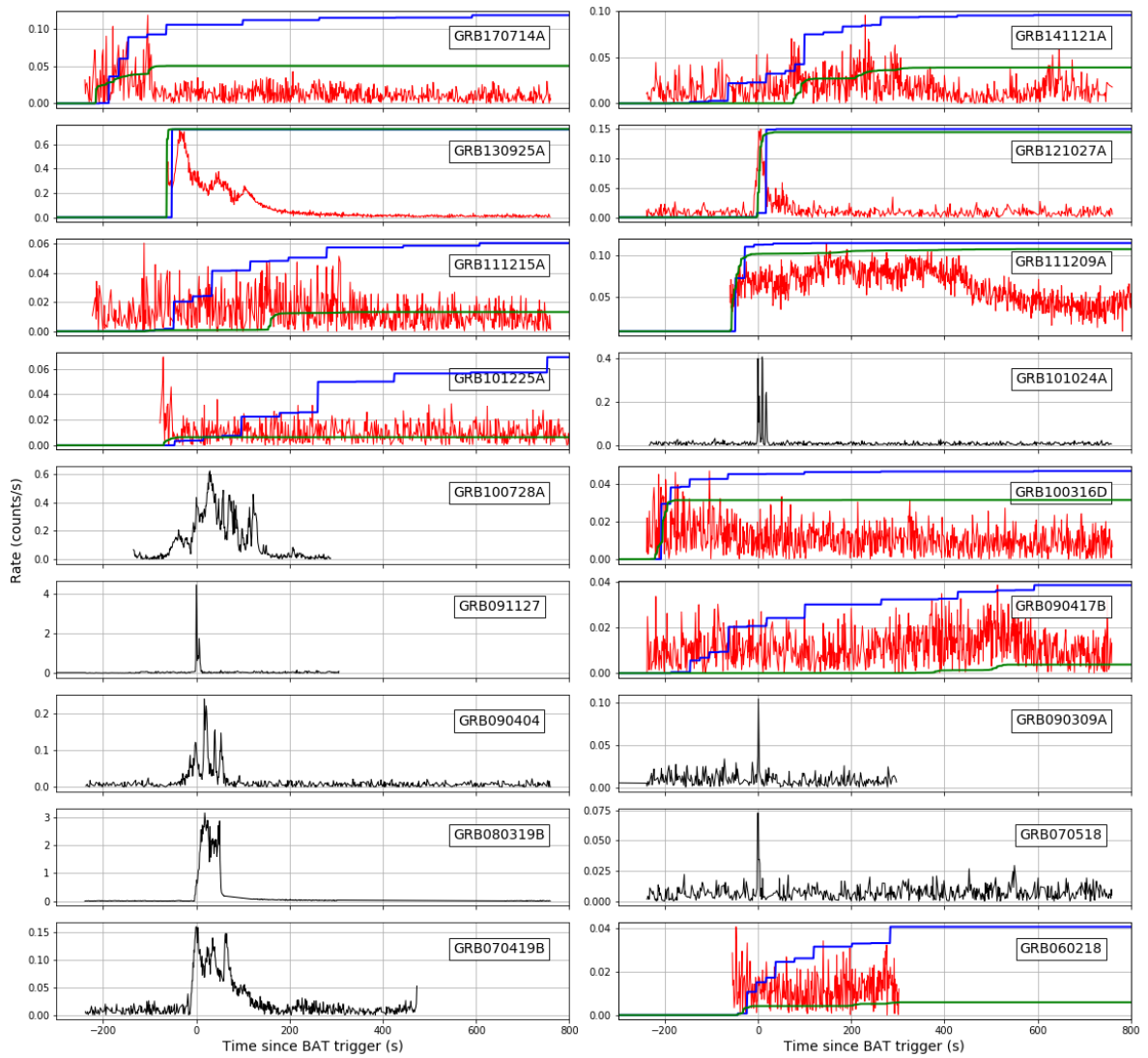


Figure 6.5 – Courbes de lumière des sursauts ultra-long de Swift/BAT (15–150 keV) en coups/s. Les courbes rouges correspondent aux sursauts utilisés pour cette étude. GRB 091024A n’est pas représenté car BAT n’a pas pu acquérir des données avant 3000 s (probablement car la source était masquée par la Terre). Les courbes bleues et vertes donnent les distributions cumulatives de l’instant de première détection sur les 1000 simulations pour le *trigger* image et taux de comptage respectivement dans le champ de vue total.

- GRB 141121A n’est pas présent dans la liste de sursauts ultra-long de Swift/BAT. Il est cependant ajouté à l’échantillon car il est identifié comme ultra-long (Cucchiara et al., 2015).
- GRB 130925A est conservé car il est identifié comme ultra-long (Gendre et al., 2019).
- GRB 121027A est classé dans la famille des sursauts ultra-long principalement à cause de son émission longue en rayons X (Zhang et al., 2014). Sa courbe de lumière dans BAT est plus représentative d’un sursaut long classique. Cependant, il est bien identifié comme un sursaut ultra-long (Gendre et al., 2019) et il est donc conservé dans l’échantillon.
- En analysant leurs données au sol, GRB 101024A et GRB 100316D peuvent être

détectés plus rapidement que par le logiciel embarqué de BAT (Lien et al., 2016). J’ai choisi de conserver uniquement GRB 100316D car il est identifié comme ultra-long (Gendre et al., 2013).

- GRB 100728A, GRB 090404, GRB 090309A, GRB 070518 et GRB 070419B sont uniquement mentionnés dans la liste des sursauts ultra-long de Swift/BAT et non pas dans la littérature, j’ai donc choisi de les rejeter de l’échantillon.
- GRB 091127 est également rejeté. Malgré une valeur $T_{\text{burst}} = 5559$ s causée par l’association avec la supernova SN2009nz (Cobb et al., 2010), ce sursaut n’est pas mentionné comme ultra-long dans la littérature.
- GRB 091024 est rejeté car BAT n’a pas pu acquérir des données avant 3000 s (probablement car la source était masquée par la Terre).
- GRB 080319B correspond au sursaut « naked-eye » (Racusin et Burrows, 2008). Sa magnitude importante est certainement la raison pour laquelle il figure dans la liste des sursauts ultra-long de Swift/BAT (car plus la magnitude est importante, plus le temps de décroissance est élevé). Il n’est pas mentionné dans la littérature comme sursaut ultra-long et il est donc rejeté de l’échantillon.
- GRB 060218 a été détecté par Swift/BAT et appartient à l’échantillon mais sa durée T_{90} n’est pas connue car BAT n’a pas été en mesure de l’observer pendant toute sa durée. Il figure dans la liste des sursauts ultra-long probables de Gendre et al. (2019)

Suite à l’examen des sursauts, j’ai sélectionné 10 événements considérés largement comme des sursauts gamma ultra-long dans la littérature et possédant des données fournies par l’instrument BAT. Ces événements ont été utilisés afin d’étudier la capacité de détection des sursauts ultra-long par ECLAIRS.

6.3.1 A propos du décalage spectral

Les valeurs du décalage spectral sont données dans le tableau 6.1. Remarquons que ces valeurs ne sont pas particulièrement élevées (0.03–2.8) alors que les sursauts longs se situent en moyenne à un décalage de 2 (voir figure 1.12). Ces valeurs sont-elles compatibles avec l’hypothèse de formation suite à la mort des étoiles de population III? Tornatore et al. (2007) a toutefois montré que des étoiles de population III pouvaient se former jusqu’à un décalage d’environ 2.5. D’autre part de Souza et al. (2011) a déterminé pour Swift un taux de sursaut inférieur à 0.2 par an pour des étoiles de population III.2 (étoile de population III affectée par le rayonnement d’autres étoiles). Cette question est encore ouverte. Par exemple, GRB 130915A pourrait être formé par une étoile supergéante bleue à faible métallicité, mais peut-être plus représentative des étoiles de population II (Piro et al., 2014).

Dans tous les cas, grâce à ces valeurs de décalage spectral mesurés, j’ai pu transporter

les courbes de lumières et les spectres de ces événements à de plus grandes distances pour étudier les capacités de détection par ECLAIRS des sursauts ultra-long à fort décalage spectral (voir section 6.4.5).

6.3.2 A propos de la mesure de la durée

Avant de présenter les simulations des 10 sursauts sélectionnés, je voudrais discuter de la difficulté de mesurer la durée d'un sursaut, et donc par extension de décider s'il appartient à la famille des sursauts ultra-long ou non. D'abord, les valeurs données dans le tableau 6.1 montrent qu'il existe différentes définitions de la durée d'un sursaut gamma basées sur l'émission prompte (T_{90}) ou sur l'émission en rayon X au début de la phase de rémanence (T_X , T_{burst}). La durée d'un événement dans le référentiel de l'observateur dépend en réalité de la sensibilité de l'instrument et de sa capacité à observer le phénomène sans interruption pendant un temps suffisant. De plus, comme je l'ai évoqué à propos de GRB 080319B, la durée peut être virtuellement allongée pour un sursaut très brillant qui serait visible pendant un temps plus long que la normale au-dessus du seuil de détection d'un instrument.

Étant donné la stratégie de pointage de Swift pour éviter que la Terre ne soit présente dans le champ de vue de BAT, un pointage stable est limité à un temps d'environ 30 min. En conséquence BAT est fortement susceptible de manquer une partie de l'émission dans le cas d'un sursaut ultra-long (comme c'est le cas pour GRB 091024 et GRB 060218). De plus, grâce à une sensibilité en rayons X mous meilleure que celle de BAT, l'instrument XRT de Swift a montré que le moteur central de l'émission d'un sursaut gamma est actif pendant un temps plus long que T_{90} mesuré par BAT (Levan, 2015). Cette activité au-delà de T_{90} se traduit par les phases de *flares* et plateaux (voir figure 1.14). C'est pourquoi la valeur de T_{90} n'atteint pas forcément un temps supérieur à 1000 s, même pour les sursauts ultra-long. La valeur de T_{90} affinée d'après Levan (2015) est différente de celle obtenue par l'analyse standard pour prendre en compte l'observation d'un même sursaut pendant plusieurs orbites.

Zhang et al. (2014) et Boër et al. (2015) proposent des définitions différentes pour caractériser la durée de l'activité du moteur central. Ces valeurs (respectivement T_{burst} et T_x) résultent de l'analyse de l'émission rémanente en rayons X mous observée par Swift/XRT. Les valeurs figurant dans le tableau 6.1 illustrent bien le fait que ces durées sont supérieures à T_{90} . En fait les sursauts ultra-long sont essentiellement caractérisés par des durées ultra-longues d'émission mais mesurées en rayons X mous plutôt que X durs. Cette observation pourrait justifier pourquoi les sursauts ultra-long ne se démarquent pas des sursauts longs classiques en ce qui concerne leurs courbes de lumière en rayons X durs (et donc par leur valeur de T_{90}) et ainsi expliquer ces événements comme la queue de distribution des sursauts longs classiques (Virgili et al., 2013).

Plus récemment, [Gendre et al. \(2019\)](#) a montré l'existence d'une zone telle que $1000 < T_X < 5000$ dans laquelle il est difficile de distinguer les sursauts longs classiques des sursauts ultra-longs. La probabilité qu'un sursaut appartienne à la famille des sursauts ultra-longs est de 0.4167 pour une durée d'activité $T_X = 1000$ s contre 1 pour $T_X = 5000$ s.

En dépit de ces différentes définitions et de la difficulté de mesurer précisément la durée d'un sursaut gamma, ceux que j'ai sélectionnés pour l'étude atteignent 1000 s ou plus au sens d'au moins une des définitions et seront considérés dans la suite comme représentatifs de cette famille.

6.4 Capacité de détection des sursauts ultra-longs par ECLAIRs

Afin d'étudier la capacité de détection des sursauts gamma ultra-longs avec les algorithmes embarqués d'ECLAIRs (voir section 3.4), j'ai simulé les 10 événements retenus précédemment à travers le modèle de l'instrument avec la méthode exposée au chapitre 3.5.

6.4.1 Pré-traitement des données

Avant de pouvoir simuler les événements dans ECLAIRs, j'ai eu besoin de construire pour chacun une courbe de lumière permettant de déterminer le l'instant t auquel les photons doivent être simulés ainsi qu'un spectre donnant leur distribution en énergie. La courbe de lumière et le spectre permettent de construire une liste de photons à propager à travers le modèle d'ECLAIRs par *ray-tracing* (voir chapitre 3.5), chaque photon est caractérisé par son temps t et son énergie.

Les courbes de lumière sont construites en suivant la méthode décrite par l'équipe de BAT ([Markwardt et al., 2007](#)). Pour cela, le programme *batbinevt* (v 1.48) est appelé en utilisant les données de l'événement (fichier `swNNNNNNNNNNNbevshsp_uf.evt.gz` qui liste l'ensemble des coups détectés sur le détecteur avec la position, le temps et l'énergie correspondante) et la carte de qualité du détecteur (fichier `swNNNNNNNNNNNbcbdq.hk.gz` qui liste les pixels bruyants ou morts). Les courbes de lumière sont construites dans la bande d'énergie commune à BAT et ECLAIRs (15–150 keV) avec une résolution uniforme de 1 s pendant toute la durée de l'événement. Par exemple, pour GRB 101225A (obsid 00441015000), la commande pour générer la courbe de lumière est donnée ci-dessous. Les courbes de lumière ainsi construites sont données sur la figure 6.5.

```
batbinevt infile=sw00441015000bevshsp_uf.evt outfile=GRB101225A.lc \
  outtype=LC timedel=1.0 timebinalg=u energybins=15-150 \
```

```
detmask=sw00441015000bdqcb.hk.gz clobber=YES
```

Les spectres sont construits avec le même programme *batbinevt*(v 1.48) à partir des données de l'événement pendant les premières 1300 s (ou moins si la durée de l'événement est inférieure) et avec 80 canaux en énergie. La même carte de qualité du détecteur que précédemment est également utilisée. Les canaux en énergie sont définis dans la base de donnée de calibration de Swift/BAT (v 20171016). Par exemple, pour GRB 101225A (obsid 00441015000), la commande pour générer le spectre est donnée ci-dessous.

```
batbinevt infile=sw00441015000bevshsp_uf.evt outfile=GRB101225A.pha \  
outtype=PHA timedel=0 timebinalg=u energybins=CALDB:80 \  
outunits=RATE tstart=314994893.0 tstop=314996193.0 \  
detmask=sw00441015000bdqcb.hk.gz clobber=YES
```

Enfin, il est nécessaire de procéder à quelques corrections du fichier de spectre en ajoutant des définitions depuis un fichier auxiliaire *swNNNNNNNNNNbevtr.fits.gz* avec le programme *batupdatephakw* (v 1.4) et en ajoutant les erreurs systématiques de BAT depuis la base de données de calibration de Swift/BAT avec le programme *batphasyserr* (v 1.6). Une fois le spectre généré, il est nécessaire de construire la matrice de réponse du détecteur correspondant à la position de l'événement avec le programme *batdrngen* (v 3.6). Pour GRB 101225A les trois commandes correspondantes sont données ci-dessous.

```
batupdatephakw GRB101225A.pha sw00441015000bevtr.fits.gz  
batphasyserr GRB101225A.pha CALDB  
batdrngen GRB101225A.pha GRB101225A.rsp NONE clobber=YES
```

Une fois ces opérations effectuées et pour pouvoir tirer des énergies à partir du spectre en vue de construire la liste de photons à propager, j'ai procédé à l'ajustement du spectre par une loi de puissance dans la bande 15–150 keV. L'ajustement est effectué avec le programme *PyXspec* utilisant la méthode des moindres carrés. La loi de puissance utilisée pour ajuster le spectre est donnée par l'équation 6.1 où K est la normalisation à 1 keV et α est l'indice spectral.

$$N(E) = K \times E^{-\alpha} \quad (6.1)$$

Dans l'étude que j'ai réalisée, suite à une difficulté d'installation du programme *batphasyserr*, j'ai omis l'étape d'ajout des erreurs systématiques de BAT. Les résultats de l'ajustement des spectres des 10 sursauts ultra-longes de l'échantillon sont donnés dans le tableau 6.2. Le flux est calculé dans la bande d'ECLAIRS (4–150 keV) en étendant la loi de puissance entre 4 et 15 keV en conservant le même indice spectral. A posteriori,

j'ai vérifié avec une version plus récente du programme que les résultats de l'ajustement en prenant en compte les erreurs systématiques de BAT sont semblables à ceux obtenus précédemment. Ces nouveaux résultats sont donnés dans le tableau 6.3. Les paramètres spectraux que j'ai déterminés diffèrent de ceux déterminés par Gendre et al. (2019) qui construit le spectre uniquement sur les 300 premières secondes de l'événement au lieu de sa durée totale (limitée à 1300 s).

Nom	α	Flux (ph/cm ² /s)	$r\chi^2$	Durée (s)
GRB 170714A	-1.71 ± 0.15	0.15 ± 0.10	1.18	1202
GRB 141121A	-1.71 ± 0.11	0.20 ± 0.09	1.16	6097
GRB 130925A	-1.89 ± 0.01	1.81 ± 0.10	1.55	16613
GRB 121027A	-1.86 ± 0.16	0.09 ± 0.07	0.90	1202
GRB 111215A	-1.70 ± 0.12	0.16 ± 0.08	1.49	13727
GRB 111209A	-1.48 ± 0.01	1.12 ± 0.05	0.92	1023
GRB 101225A	-2.00 ± 0.22	0.11 ± 0.10	1.03	10943
GRB 100316D	-2.30 ± 0.09	0.33 ± 0.12	0.92	1202
GRB 090417B	-1.81 ± 0.07	0.20 ± 0.06	0.88	17235
GRB 060218	-2.18 ± 0.12	0.26 ± 0.12	1.25	602

Table 6.2 – Propriétés spectrales des sursauts ultra-long de l'échantillon (les erreurs systématiques de BAT ne sont pas prises en comptes).

Nom	α	Flux (ph/cm ² /s)	$r\chi^2$	Durée (s)
GRB 170714A	-1.71 ± 0.15	0.16 ± 0.10	1.17	1202
GRB 141121A	-1.72 ± 0.11	0.19 ± 0.10	1.13	6097
GRB 130925A	-1.94 ± 0.02	1.98 ± 0.21	0.76	16613
GRB 121027A	-1.86 ± 0.17	0.09 ± 0.07	0.89	1202
GRB 111215A	-1.70 ± 0.12	0.15 ± 0.09	1.46	13727
GRB 111209A	-1.50 ± 0.02	1.14 ± 0.10	0.63	1023
GRB 101225A	-1.97 ± 0.22	0.11 ± 0.10	0.98	10943
GRB 100316D	-2.34 ± 0.11	0.35 ± 0.15	0.85	1202
GRB 090417B	-1.81 ± 0.08	0.19 ± 0.07	0.85	17235
GRB 060218	-2.20 ± 0.13	0.27 ± 0.14	1.22	602

Table 6.3 – Propriétés spectrales des sursauts ultra-long de l'échantillon (en prenant en compte les erreurs systématiques de BAT données dans la base de donnée de calibration de Swift).

6.4.2 Construction de la liste de photons

La courbe de lumière et le spectre permettent de construire une liste de photons qui sera utilisée pour simuler l'événement dans ECLAIRs. Pour construire cette liste, la courbe de lumière est normalisée puis cumulée pour former la fonction de répartition ou distribution cumulative des temps d'arrivés des photons. La figure 6.6 donne cette

distribution pour le sursaut GRB 170714A. Le nombre de photons à projeter est calculé selon l'équation 3.6 à partir du flux F_p dans la bande 4-150 keV, de la durée t (limitée à 1300 s) et de la surface géométrique S de ECLAIRs (1296 cm^2). Pour chaque photon, un temps d'arrivé est obtenu en tirant uniformément un nombre n entre 0 et 1 et en faisant l'interpolation linéaire de la distribution cumulative entre les 2 points d'ordonnées les plus proches de n . Une valeur d'énergie est ensuite associée à ce temps d'arrivé par un tirage selon une loi de puissance avec l'indice spectral du sursaut donné dans le tableau 6.2.

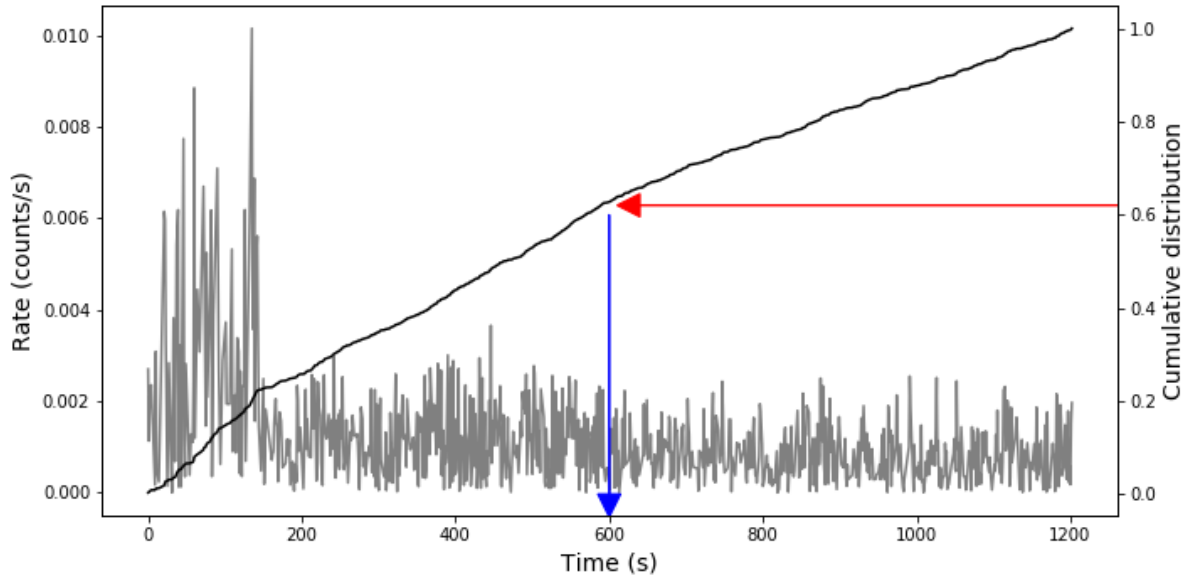


Figure 6.6 – Courbe de lumière (en gris) et distribution cumulative des temps d'arrivé des photons (en noir) pour GRB 170714A. Les flèches donnent un exemple de tirage d'un temps d'arrivé à partir d'un nombre uniforme entre 0 et 1.

6.4.3 Simulation des événements

Chaque sursaut ultra-long de l'échantillon est simulé depuis 1000 positions différentes dans le ciel, tirées de manière isotrope. Cette étude utilise le prototype du logiciel de déclenchement (C++) qui implémente les algorithmes (*trigger* image et taux de comptage) décrits dans la section 3.4. Le prototype de ce logiciel est caractérisé par un champ de vue légèrement réduit de 180×180 pixels soit 1.82 sr (au lieu de 2.05 dans 200×200 pixels). Cette réduction permet de réduire les problèmes de déconvolution qui se manifestent dans ce logiciel prototype au bord du champ de vue. En plus des photons des sursauts, les photons du CXB sont également projetés et le bruit interne est ajouté. La Terre est supposée absente du champ de vue.

Pour chaque sursaut placé à une position donnée du ciel, la liste des photons est propagée dans le modèle d'ECLAIRs par *ray-tracing* pour obtenir une séquence de coups enregistré sur le détecteur. Chaque coup est caractérisé par sa position sur le détecteur (numéro de pixel) et son énergie mesurée. Concernant le bruit de fond (CXB et interne),

j'ai généré 100 séquences de coups enregistré sur le détecteur pendant 10000 s. Pour chaque sursaut et chaque position du ciel, une séquence de bruit de fond est tirée aléatoirement. Les séquences des coups du bruit de fond et du sursaut sont traitées par le prototype du logiciel de déclenchement. La séquence des coups du sursaut commence avec un retard de 500 secondes par rapport à la séquence des coups du bruit de fond. Ce retard assure que les compteurs utilisés par les algorithmes de détection soient correctement initialisés et que le bruit de fond soit correctement ajusté par le *trigger* taux de comptage. La durée totale d'une simulation est au moins de 1500 s et au maximum de 10000 s, variable en fonction de la durée du sursaut.

Le prototype du logiciel de déclenchement permet de déterminer pour chaque simulation (d'un sursaut donné à une position du ciel donnée) si la source est détectée par le *trigger* taux de comptage ou image. En cas de détection, de nombreux paramètres sont alors obtenus : instant de la détection, début et fin de la tranche temporelle utilisée pour la détection, bande d'énergie, position de la source dans l'image du ciel reconstruite, SNR de la source. Dans la suite, je m'intéresserai à la première détection et à celle produisant le meilleur SNR (généralement sur un temps d'exposition plus long).

Avant de progresser dans l'analyse des paramètres de détection, il est nécessaire de rejeter les détections pour lesquelles la distance euclidienne entre la position injectée du sursaut dans le ciel et la position déterminée par l'algorithme de détection est supérieure à 2 pixels. Ces fausses détections représentent moins de 0.5% de toutes les détections et correspondent à des sursauts injectés en bordure du champ de vue de 180×180 pixels.

6.4.4 Détection des sursauts ultra-long

Dans cette section, je vais présenter les résultats des différents paramètres de détection des sursauts ultra-long de l'échantillon. Les résultats seront donnés dans le champ de vue total (180×180 pixels) et dans le champ de vue totalement codé où la sensibilité est la meilleure (voir section 3.2.5).

6.4.4.1 Échelle de temps et position

Dans cette section, je m'intéresse à la première échelle de temps nécessaire pour détecter les sursauts. Comme dans la section 3.4, les échelles de temps sont indexées $n_{\text{img}} = 1.7$ pour des durées correspondantes de $2^{n_{\text{img}}-1} \times 20.48$ s pour le *trigger* image et $n_{\text{cr}} = 1.12$ pour des durées correspondantes de $2^{n_{\text{cr}}-1} \times 10$ ms pour le *trigger* de taux de comptage.

Les tableaux 6.4 et 6.5 donnent la durée de l'échelle de temps de la première détection avec le *trigger* image et taux de comptage respectivement dans le champ de vue totalement codé. On peut déjà remarquer que les 10 sursauts sont toujours détectés par le *trigger* image, pour toutes les positions simulées dans le champ de vue totalement codé.

Avec le *trigger* image, les sursauts GRB 130925A et GRB 111209A sont toujours

Nom	Index n_{img} et durée de l'échelle de temps (secondes)							
	pas de détection	1	2	3	4	5	6	7
		20.48	40.96	81.92	163.84	327.68	655.36	1310.72
GRB 170714A	0	9.5	83.2	7.4	0	0	0	0
GRB 141121A	0	1.3	5.2	13	80.5	0	0	0
GRB 130925A	0	100	0	0	0	0	0	0
GRB 121027A	0	97.1	1.5	0	1.5	0	0	0
GRB 111215A	0	2.5	7.5	16.2	72.5	1.2	0	0
GRB 111209A	0	100	0	0	0	0	0	0
GRB 101225A	0	1.1	23	19.5	49.4	6.9	0	0
GRB 100316D	0	79.8	20.2	0	0	0	0	0
GRB 090417B	0	0	19.1	65.2	15.7	0	0	0
GRB 060218	0	11.9	83.3	4.8	0	0	0	0

Table 6.4 – Échelle de temps de la première détection pour les 10 sursauts ultra-longes de l'échantillon avec le *trigger* image dans le champ de vue totalement codé (en pourcentage du nombre de sursauts simulés dans le champ de vue totalement codé).

détectés sur l'échelle de temps la plus courte, soit 20.48 s ($n_{\text{img}} = 1$). GRB 170714A et GRB 060218 sont généralement détectées sur une échelle de temps de 40.96 s ($n_{\text{img}} = 2$). GRB 090417B est principalement détecté sur une échelle de temps de 81.92 s ($n_{\text{img}} = 3$). GRB 141121A et GRB 111215A sont principalement détectés sur une échelle de temps de 163.84 s ($n_{\text{img}} = 4$). L'échelle de temps de 327.68 s ($n_{\text{img}} = 5$) est peu utilisée et les échelles de temps les plus longues de 655.36 s ($n_{\text{img}} = 6$) et 1310.72 s ($n_{\text{img}} = 7$) ne sont pas du tout utilisées.

Nom	Index n_{cr} et durée de l'échelle de temps (millisecondes)												
	pas de détection	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
		10	20	40	80	160	320	640	1280	2560	5120	10240	20480
GRB 170714A	0	0	0	0	0	0	0	15.8	15.8	65.3	1.1	0	2.1
GRB 141121A	1.3	0	0	0	0	0	0	0	5.2	5.2	40.3	20.8	27.3
GRB 130925A	0	0	0	0	0	0	0	100	0	0	0	0	0
GRB 121027A	0	0	0	0	0	0	0	0	1.5	33.8	61.8	2.9	0
GRB 111215A	16.2	0	0	0	0	0	0	0	2.5	2.5	35	31.2	12.5
GRB 111209A	0	0	0	0	0	0	0	0	10.7	85.7	3.6	0	0
GRB 101225A	64.4	0	0	0	0	0	0	0	5.7	21.8	2.3	3.4	2.3
GRB 100316D	0	0	0	0	0	0	0	0	13.5	34.8	11.2	9	31.5
GRB 090417B	64	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9	14.6	12.4
GRB 060218	44	0	0	0	0	0	0	0	2.4	10.7	2.4	6	34.5

Table 6.5 – Échelle de temps de la première détection pour les 10 sursauts ultra-longs de l'échantillon avec le *trigger* taux de comptage dans le champ de vue totalement codé (en pourcentage du nombre de sursauts simulés dans le champ de vue totalement codé).

Avec le *trigger* taux de comptage, la détection des sursauts se produit toujours sur une échelle de temps plus longue ou égale à 0.64 s ($n_{\text{img}} = 7$).

Les deux *triggers* sont capables détecter les sursauts ultra-longes. Cependant, le champ de vue totalement codé représente une petite fraction du champ de vue total (0.15 sr contre environ 2 sr) et donc il est peu probable qu'un sursaut apparaisse dans le champ de vue totalement codé. On note θ l'angle que fait la position du sursaut avec l'axe optique ($\cos \theta = 1$ correspond à un sursaut sur l'axe). Deux effets apparaissent, liés à la baisse de la sensibilité vers les bords et les coins du champ de vue. Premièrement, la fraction de détection diminue lorsque θ augmente. De plus, lorsque θ augmente, les sursauts sont détectés sur des échelles de temps plus longues. Les positions des événements suivent une distribution isotope dans le ciel, qui correspond à une distribution uniforme en $\cos \theta$. À partir de la fraction des sursauts détectés, on peut déduire une efficacité de détection. Les figures 6.7 et 6.8 montrent les deux effets pour chaque sursaut. À mesure que $\cos \theta$ diminue, le rapport entre le nombre de positions où le sursaut est détecté et le nombre de positions simulées diminue. De plus, pour les positions hors axe, la première échelle de temps de 20.48 s devient moins efficace et des échelles de temps plus longues sont nécessaires pour détecter le sursaut. Cependant, la perte d'efficacité hors axe peut être au moins partiellement compensée par une détection sur une échelle de temps plus longue. Cela se traduit par des couronnes sur les images de la figure 6.7 : pour un intervalle de $\cos \theta$ donné il existe une échelle de temps majoritaire pour la détection de chaque sursauts.

La figure 6.9 donne la fraction de détection pour tous les sursauts ultra-longes de l'échantillon. Elle illustre le premier effet décrit précédemment : la fraction de détection diminue quand $\cos \theta$ augmente. En dessous de $\cos \theta = 0.875$ (soit pour $\theta > 29^\circ$, qui est très proche de l'angle hors axe le plus probable $\sim 32^\circ$ pour une source apparaissant de façon isotrope dans le champ de vue), les sursauts ne sont pas toujours détectés, même avec l'échelle de temps la plus longue de 20 min.

Dans le champ de vue total, les tableaux 6.6 et 6.7 donnent la durée de l'échelle de temps de la première détection avec le *trigger* image et taux de comptage respectivement pour les 1000 positions simulées pour chaque sursaut ultra-longes. Pour le *trigger* image, la première échelle de temps est la plus utilisée mais les échelles de temps plus longues permettent d'améliorer l'efficacité de détection dans le champ de vue partiellement codé. Les échelles de temps de 655.36 s ($n_{\text{img}} = 6$) et 1310.72 s ($n_{\text{img}} = 7$) restent moins utilisées que les précédentes.

Avec le *trigger* de taux de comptage, les échelles plus longues, jusqu'à 20.48 s ($n_{\text{cr}} = 12$), sont plus fréquemment utilisées. Cependant, sur l'ensemble des 10 000 simulations (pour les 10 sursauts), le *trigger* taux de comptage est moins efficace : il manque la détection de 52.26 % des événements alors que le *trigger* image en manque seulement 7.36 % (alors que pour les sursauts classiques, c'est le *trigger* taux de comptage qui détecte la plupart des sursauts, Antier-Farfar 2016).

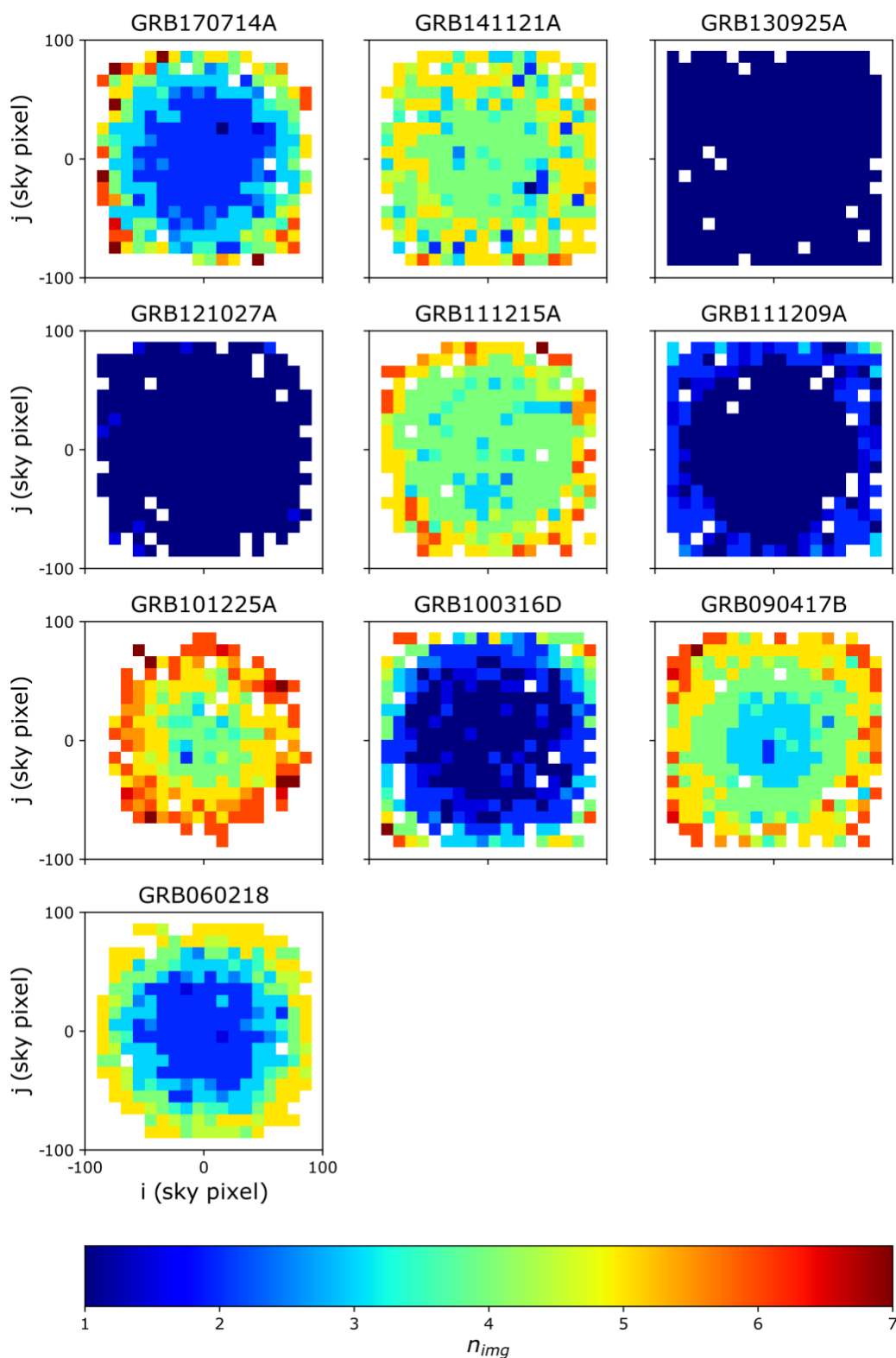


Figure 6.7 – Détection de chaque sursaut ultra-long simulé à différentes positions dans le champ de vue par le *trigger* image. Les positions sont groupées en prenant la moyenne dans des cellules de 10×10 pixels. La couleur donne la durée de l'échelle de temps de la première détection. Les cellules blanches correspondent aux parties du ciel où les sursauts ne sont pas injectés ou ne sont pas détectés. Les durées des échelles de temps indexées n_{img} sont de $2^{n-1} \times 20.48$ s.

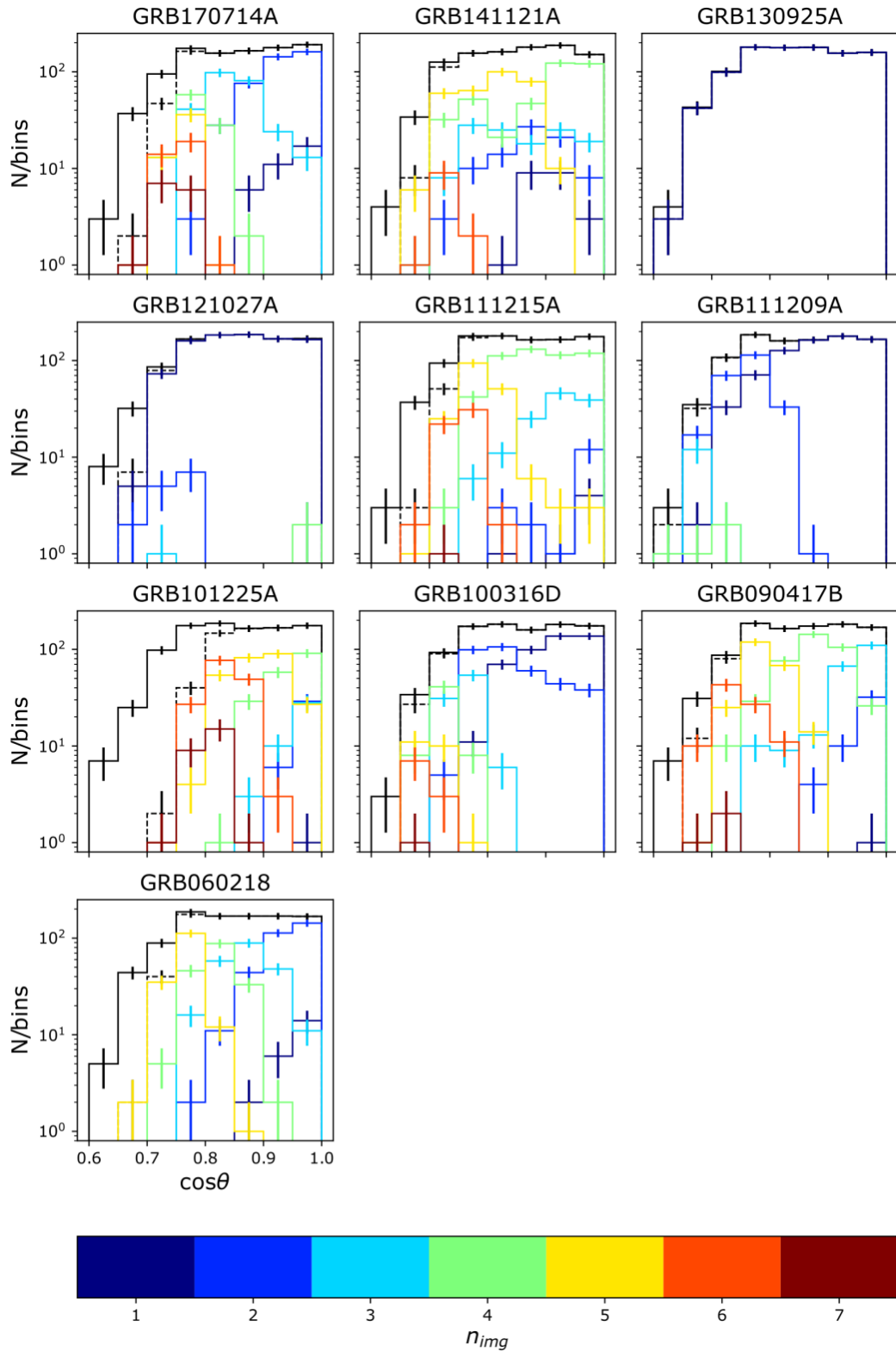


Figure 6.8 – Détection par le *trigger* image de chaque sursaut ultra-long simulé à différentes positions dans le champ de vue total en fonction de $\cos\theta$, avec θ l'angle entre l'axe optique et la position injectée du sursaut. La couleur donne la durée l'échelle de temps de la première détection. L'histogramme noir indique les 1000 positions injectées en trait plein et les positions avec une détection en trait pointillé (pour toutes les échelles de temps). Les durées des échelles de temps indexées n_{img} sont de $2^{n_{\text{img}}-1} \times 20.48$ s.

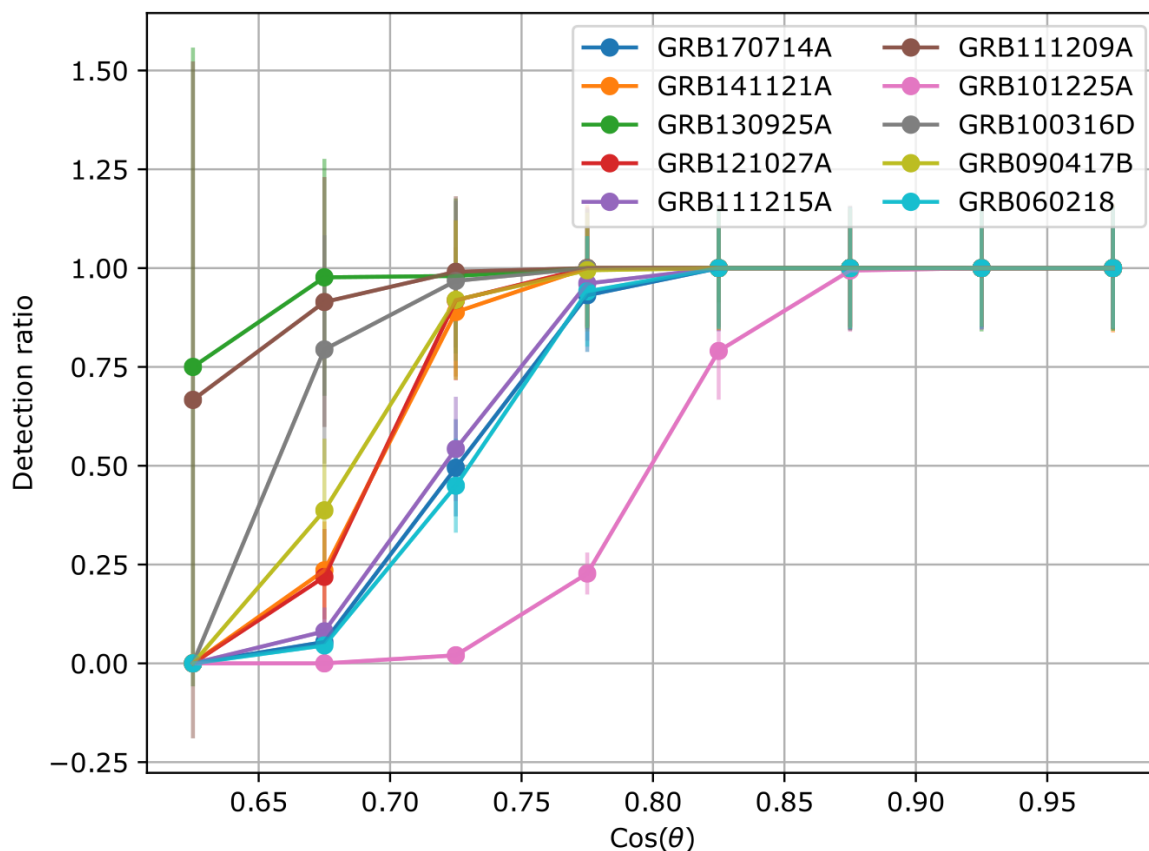


Figure 6.9 – Fraction de détection (le rapport entre le nombre de positions où le sursaut est détectée et le nombre de positions simulées) pour chacun des 10 sursaut ultra-long en fonction de $\cos \theta$, avec θ l’angle entre l’axe optique et la position injectée du sursaut.

Nom	Index n_{img} et durée de l’échelle de temps (secondes)							
	pas de détection	1	2	3	4	5	6	7
		20.48	40.96	81.92	163.84	327.68	655.36	1310.72
GRB 170714A	98	34	411	257	101	50	35	14
GRB 141121A	44	22	83	124	396	319	12	0
GRB 130925A	4	996	0	0	0	0	0	0
GRB 121027A	40	941	16	1	2	0	0	0
GRB 111215A	87	6	18	127	521	183	57	1
GRB 111209A	5	741	235	15	4	0	0	0
GRB 101225A	304	1	35	41	179	257	157	26
GRB 100316D	13	454	352	91	57	22	10	1
GRB 090417B	34	1	46	209	389	227	91	3
GRB 060218	107	22	313	222	174	162	0	0
Sum	736	3218	1509	1087	1823	1220	362	45

Table 6.6 – Échelle de temps de la première détection pour les 10 sursauts ultra-long de l’échantillon avec le *trigger* image dans le champ de vue total (nombre de sursauts détectés parmi les 1000 simulés). Les chiffres en gras donnent l’échelle la plus utilisée pour chaque sursaut.

Nom	Index n_{cr} et durée de l'échelle de temps (millisecondes)												
	pas de détection	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
		10	20	40	80	160	320	640	1280	2560	5120	10240	20480
GRB 170714A	616	0	0	0	0	0	1	37	130	189	21	2	4
GRB 141121A	611	0	0	0	0	0	0	1	15	13	86	103	171
GRB 130925A	0	0	0	0	0	0	36	820	44	92	7	1	0
GRB 121027A	74	0	0	0	0	0	0	2	21	239	368	269	27
GRB 111215A	801	0	0	0	0	0	0	0	4	3	62	98	32
GRB 111209A	73	0	0	0	0	0	0	1	18	278	179	314	137
GRB 101225A	936	0	0	0	0	0	0	0	10	37	4	3	10
GRB 100316D	338	0	0	0	0	0	0	3	28	95	52	136	348
GRB 090417B	906	0	0	0	0	0	0	0	0	0	11	31	52
GRB 060218	871	0	0	0	0	0	0	0	2	14	6	10	97
Sum	5226	0	0	0	0	0	37	864	272	960	796	967	878

Table 6.7 – Échelle de temps de la première détection pour les 10 sursauts ultra-longs de l'échantillon avec le *trigger* taux de comptage dans le champ de vue total (nombre de sursauts détectés parmi les 1000 simulés). Les chiffres en gras donnent l'échelle la plus utilisée pour chaque sursaut.

Avec la courbe de lumière des sursauts ultra-long, la figure 6.5 montre les distributions cumulées du temps de détection pour les deux *trigger* (image en bleu, taux de comptage en vert).

Une première conclusion est que le *trigger* image est plutôt bien adapté à la détection des sursauts gamma ultra-long. Dans la suite du chapitre, je vais me concentrer sur les performances de ce *trigger*. ECLAIRs aurait été capable de détecter les sursauts détectés jusqu'à présent par BAT, avec une efficacité de 100% dans le champ de vue totalement codé et une perte de 7.36% dans le champ de vue total. Cependant, les résultats dépendent fortement de l'hypothèse qu'il n'y a ni la Terre ni des sources connues dans le champ de vue.

6.4.4.2 Localisation

Les photons des sursauts sont projetés dans le modèle d'ECLAIRs à partir d'une position isotrope dans le champ de vue total. Dans le logiciel de déclenchement, des images du ciel sont produites et un excès est recherché. Un excès est trouvé dans un pixel donné (aux coordonnées entières) de l'image du ciel. Ensuite, la source ponctuelle nouvellement trouvée est ajusté par une fonction gaussienne 2D qui représente la fonction d'étalement du point (*point spread function*) lié à la résolution angulaire de l'instrument (issue de la taille des pixels physiques du masque et du détecteur et de la distance masque-détecteur). Le centre de la gaussienne fournit une estimation plus précise de la position de la source (exprimée en fraction de pixel). Dans cette section, je présente la précision de la localisation des sursauts ultra-long, c'est-à-dire à la distance dans le ciel entre la position injectée et la position reconstruite affinée après l'ajustement. Ces positions sont connues dans le référentiel du détecteur. J'ai ensuite converti ces positions dans le référentiel équatorial et calculé leur séparation en minutes d'arc. La figure 6.10 donne la distribution de l'erreur de localisation pour chacun des sursauts détectés par le *trigger* image. Les sursauts provenant du champ de vue entièrement codé sont bien localisés avec une erreur inférieure à 12 arcmin, ce qui correspond à l'erreur de localisation typique d'ECLAIRs au seuil de détection en SNR de 6.5. La localisation permet de déterminer la position du sursaut pour initier le dépointage autonome du satellite afin d'observer sa rémanence avec les instruments MXT (champ de vue carré de 64×64 arcmin) et VT (champ de vue carré de 26×26 arcmin). Elle est aussi communiquée dans l'alerte transmise au sol (voir chapitre 2). Dans le champ de vue total, la fraction des simulations conduisant à une erreur de localisation supérieure à 12 arcmin est inférieure à 10% parmi tous les sursaut ultra-long de la liste simulés.

La figure 6.11 donne l'erreur de localisation associée à la première détection pour tous les sursauts simulés à différentes positions dans le champ de vue (sauf près des bords car 10 pixels ont été exclus, voir section 6.4.3). Les erreurs de localisation indiquées sont uniquement statistiques et ne tiennent pas compte des effets systématiques tels qu'un

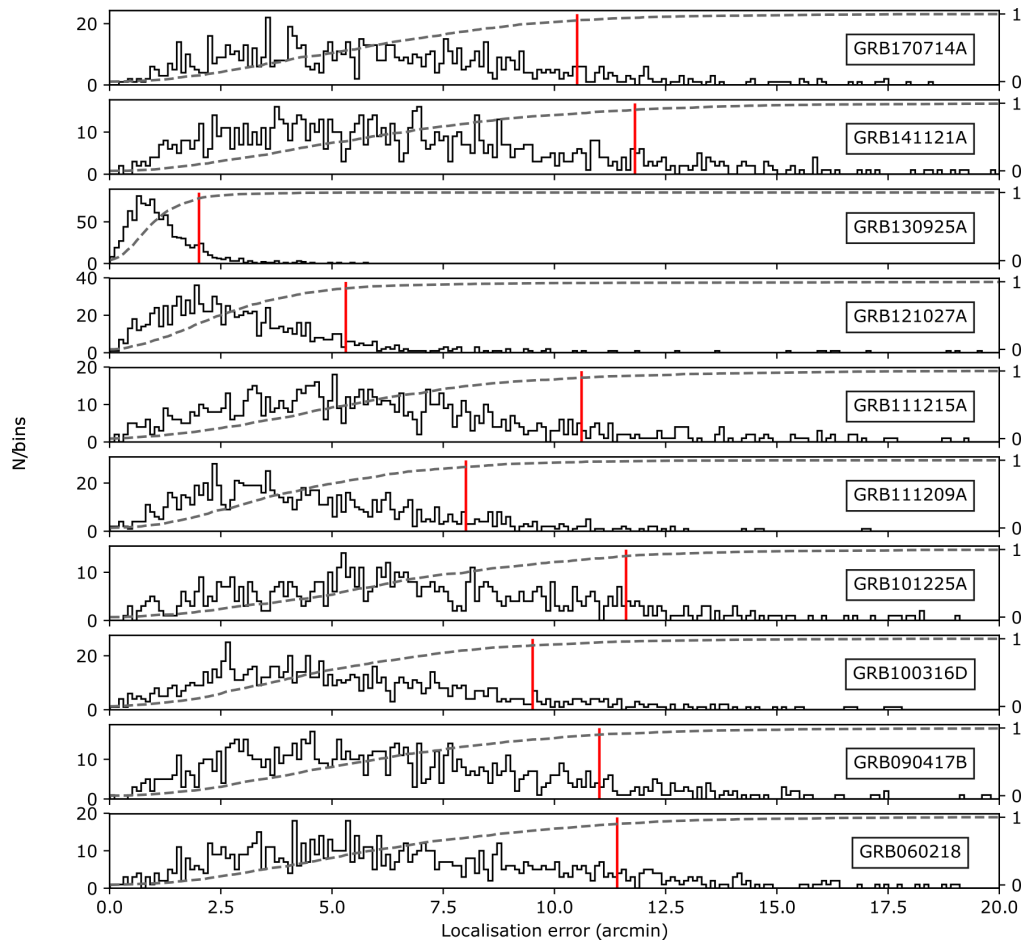


Figure 6.10 – Distribution des erreurs de localisation (arcmin) pour chacun des sursauts ultra-longues détectés par le *trigger* image dans le champ de vue total. Les courbes en pointillés donnent les distributions cumulatives. Sur chaque panneau, la barre verticale rouges montre l’erreur de localisation pour laquelle la distribution cumulative atteint une valeur supérieure à 90%.

possible désalignement du masque avec le détecteur. En raison de sa luminosité, le sursaut GRB 130925A a une très bonne localisation (90% des sursauts simulés de ce type dans le champ de vue total sont localisés avec une erreur inférieure à 2.01 arcmin). À l’inverse, les sursauts plus faibles comme GRB 060218 sont moins bien localisés (90% des sursauts simulés de ce type dans le champ de vue total sont localisés avec une erreur inférieure à 11.41 arcmin).

6.4.4.3 Bande d’énergie

Dans cette section, je présente les bandes d’énergie sur lesquelles les sursauts ont été détectés pour la première fois. Pour cette étude, j’ai considéré les 4 bandes actuellement prévues dans le logiciel de déclenchement : 4–120, 4–50, 4–20 et 20–120 keV. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.8. Pour le *trigger* image, tous les sursauts sont principalement détectés sur la bande d’énergie la plus large (4–120 keV). Seuls $\sim 6\%$ des sursauts injectés conduisent à une meilleure détection sur une bande plus étroite. Avec le *trigger*

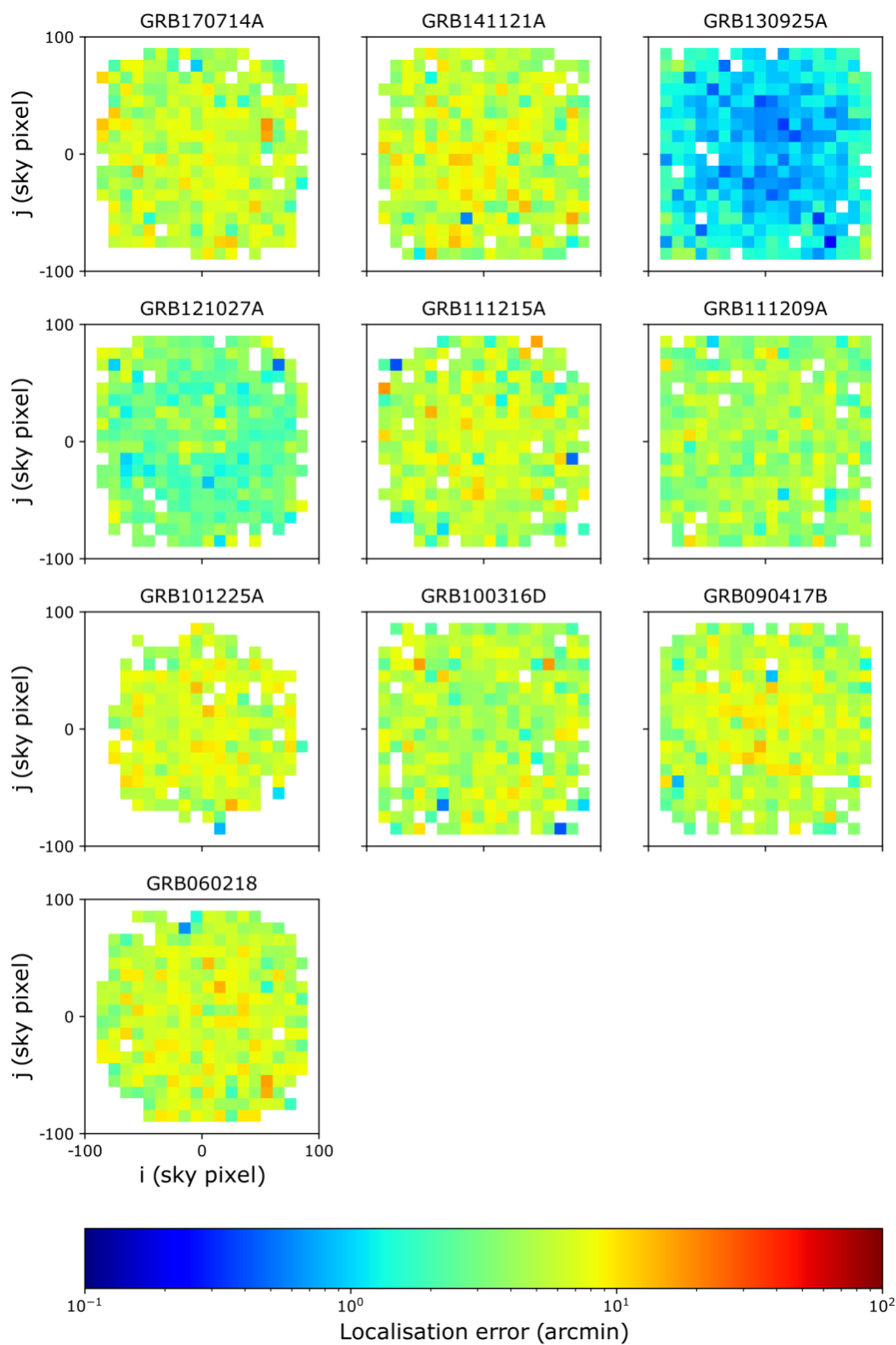


Figure 6.11 – Erreur de localisation (arcmin) associée à la première détection pour chacun des sursauts ultra-long en fonction de la position simulée dans le ciel (pixel). Les positions sont groupées en prenant la moyenne dans des cellules de 10×10 pixels.

taux de comptage, la bande 4–120 keV est toujours préférée mais certaines détections se produisent dans la bande 4–50 keV ($\sim 13\%$) et peu dans la bande 4–20 keV ($\sim 3.8\%$). De plus, avec le *trigger* taux de comptage, peu de sursauts sont détectés sur la bande d'énergie dure de 20–120 keV ($\sim 1.5\%$).

Nom	image					taux de comptage				
	4-120	4-50	4-20	20-120	Somme	4-120	4-50	4-20	20-120	Somme
GRB 170714A	869	32	1	0	902	298	84	2	0	384
GRB 141121A	909	45	2	0	956	211	146	32	0	389
GRB 130925A	996	0	0	0	996	685	303	12	0	1000
GRB 121027A	948	11	1	0	960	585	302	39	0	926
GRB 111215A	877	35	1	0	913	142	52	5	0	199
GRB 111209A	992	3	0	0	995	790	115	8	14	927
GRB 101225A	609	68	19	0	696	28	34	2	0	64
GRB 100316D	871	80	36	0	987	197	219	246	0	662
GRB 090417B	891	65	10	0	966	45	40	8	1	94
GRB 060218	713	132	48	0	893	41	56	32	0	129
Somme	8675	471	118	0	9264	3022	1351	386	15	4774

Table 6.8 – Distribution du nombre de sursaut selon sa meilleure bande d'énergie associée à la première détection pour le *trigger* image et taux de comptage dans le champ de vue total (la bande d'énergie ayant la meilleure valeur de SNR a la priorité sur les autres, donc un 0 dans une colonne ne signifie pas que le sursaut n'est pas détecté dans la bande d'énergie correspondante).

6.4.4.4 Rapport signal à bruit

Dans cette section, je présente le rapport signal à bruit (SNR) des sursauts ultra-longes détectés par le *trigger* image. Le SNR est calculé à partir de l'image du ciel obtenue par la déconvolution (voir 3.2.6). La figure 6.12 donne le SNR de chaque sursaut ultra-long détecté par le *trigger* image à différentes positions. Le tableau 6.9 donne les valeurs moyennes du SNR. Le premier SNR correspond à la première détection, c'est à dire au SNR qui dépasse en premier le seuil de détection (fixé à 6.5, voir section 3.4.4). Le meilleur SNR correspond à la meilleure valeur atteinte sur toute la durée de la simulation. Pour la plupart des sursauts, le premier SNR est proche du seuil, mais pour les plus brillants, comme GRB 130925, il atteint des valeurs plus importantes. La figure 6.12 permet aussi d'étudier l'influence de la position dans le ciel sur le SNR. Les histogrammes bleus remplis correspondant aux meilleurs SNR dans le champ totalement codé, qui reproduisent la partie droite des histogrammes bleus non remplis (meilleurs SNR dans le champ total). Cela correspond à la détection dans le champ de vue totalement codé où la sensibilité est la meilleure et conduit à un SNR plus élevé que dans le champ de vue partiellement codé. De plus, comme la sensibilité est presque constante dans le champ de vue totalement codé, la dispersion du SNR est plus faible que dans le champ de vue total. Dans le champ de vue partiellement codé, le meilleur SNR est réparti de manière à peu près uniforme entre la limite de détection et le SNR maximum dans le centre du champ de vue.

Nom	Champ de vue total		Champ de vue totalement codé	
	Premier	Meilleur	Premier	Meilleur
GRB 170714A	7.5 ± 0.8	13.7 ± 4.2	7.9 ± 0.7	19.9 ± 1.1
GRB 141121A	7.6 ± 1.0	17.8 ± 6.4	7.5 ± 0.7	28.1 ± 1.3
GRB 130925A	47.9 ± 18.4	212.9 ± 80.5	76.6 ± 3.6	337.0 ± 15.1
GRB 121027A	16.7 ± 6.1	17.7 ± 6.0	21.4 ± 8.8	27.0 ± 1.6
GRB 111215A	7.5 ± 0.8	15.2 ± 5.0	7.8 ± 0.8	22.9 ± 1.0
GRB 111209A	10.0 ± 2.3	89.6 ± 35.1	12.0 ± 1.0	143.2 ± 6.0
GRB 101225A	7.2 ± 0.6	9.9 ± 2.2	7.3 ± 0.7	13.1 ± 1.1
GRB 100316D	8.4 ± 1.7	23.1 ± 8.5	11.3 ± 1.1	36.1 ± 1.6
GRB 090417B	7.4 ± 0.7	18.4 ± 6.4	7.5 ± 0.8	28.3 ± 1.5
GRB 060218	7.2 ± 0.6	14.0 ± 4.4	7.2 ± 0.5	20.6 ± 1.1

Table 6.9 – SNR associé à la première détection et meilleur SNR dans le champ de vue total et totalement codé pour le *trigger* image.

En plus d'augmenter la significativité de la détection, un SNR plus élevé est également accompagné d'une meilleure localisation. Une erreur de localisation plus faible signifie plus de chances pour les autres instruments de retrouver la source, en particulier pour le VT, dont le champ de vue est de 26×26 arcmin, et qui a donc besoin d'un repointage du satellite sur la position de la source plus précis que 13 arcmin pour être sûr d'avoir la source dans son champ de vue. Ainsi, une question ouverte concernant le logiciel de déclenchement

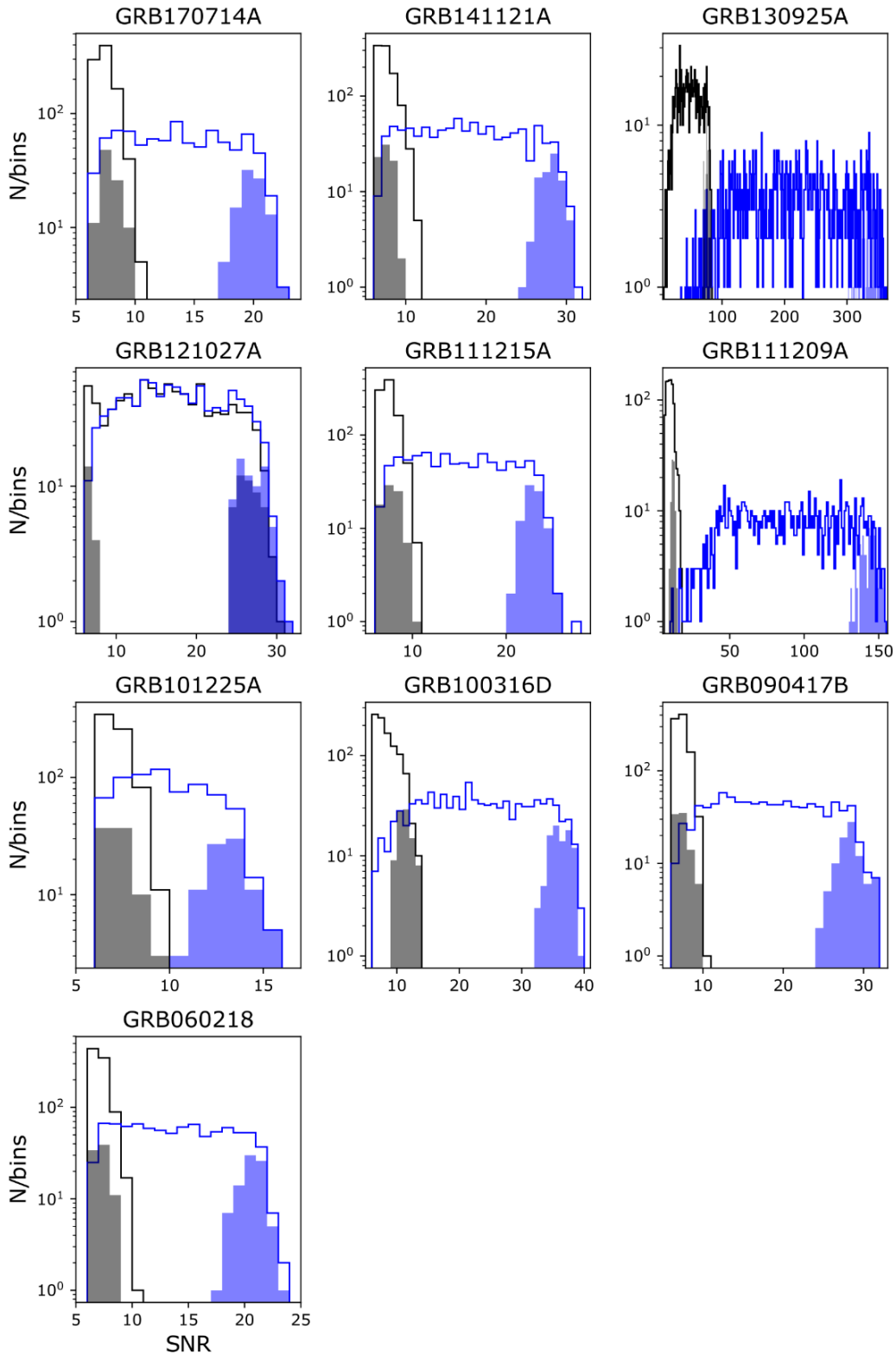


Figure 6.12 – SNR de chaque sursaut ultra-long détecté par le *trigger* image à différentes positions dans le champ de vue. Les histogrammes noirs montrent le premier SNR supérieur au seuil de 6.5. Les histogrammes bleus montrent le meilleur SNR pour la durée totale de la simulation. Les histogrammes remplis donnent les valeurs dans le champ de vue totalement codé uniquement.

est de retarder l'émission de l'alerte de sorte que le sursaut puisse évoluer et produire un meilleur SNR. Il ne faut cependant pas attendre trop longtemps (typiquement < 10 ou 20 s) pour éviter que la rémanence du sursaut à observer par MXT et VT ne perde en luminosité.

6.4.4.5 Conclusion

Les résultats que j'ai présentés dans cette section montrent que le télescope ECLAIRs sera en mesure de détecter des sursauts ultra-longs tels que ceux détectés par Swift/BAT. De plus, j'ai montré que parmi les échelles de temps du *trigger* image celles dont la durée d'exposition est supérieure à ≈ 10 min ($n_{\text{img}} \geq 6$) sont moins utilisées que les autres, même pour des sursauts simulés dans le champ de vue partiellement codé, là où l'efficacité est moins bonne. De même, on peut observer que l'instrument BAT détecte essentiellement les sursauts sur des échelles de temps inférieurs à 5 min (voir figure 6.4). Des échelles de temps plus longues jusqu'à 20 min, peuvent être utiles pour améliorer l'efficacité de la détection de sursauts ultra-longs intrinsèquement plus faibles ou plus éloignés, éventuellement non détectés par Swift.

Le logiciel de déclenchement embarqué n'est pas conçu pour traiter des images dont l'exposition dépasse 20 min, en raison de l'accumulation d'artefacts dans les images à très longue exposition, résultant d'une modélisation et d'une soustraction imparfaites du bruit de fond à bord (voir chapitre 5), et également dû au fait que la Terre va traverser le champ de vue toutes les orbites (90 min, avec typiquement 20 à 30 min de champ de vue sans Terre), si bien qu'une source a de bonnes chances d'être obscurcie au bout de cette durée, avant de réapparaître éventuellement lors de l'orbite suivante (mais elle aura diminué : une analyse multi-orbite est laissée aux logiciels d'analyse au sol plus sophistiqués). Toutefois des analyses sur des temps plus longs peuvent être réalisées au sol, en particulier par des « recherches hors ligne » d'événements transitoires qui peuvent avoir été manqués par le logiciel embarqué. Cette surveillance permettra éventuellement de mieux mesurer la durée du sursaut et de décider si il appartient ou non à la famille des sursaut ultra-longs.

6.4.5 Détection de sursauts ultra-longs à haut décalage spectral

Comme indiqué dans le tableau 6.1, tous les sursauts ultra-longs que j'ai sélectionnés pour les étudier pendant ma thèse ont une distance mesurée. Avec ces informations, j'ai ensuite pu construire un échantillon de sursauts ultra-longs artificiellement éloignés à de plus grandes distances pour montrer que ECLAIRs sera en mesure de détecter des sursauts ultra-longs lointains. Pour obtenir une version d'un sursaut éloigné, sa courbe de lumière et son spectre sont transportés vers un décalage spectral plus grand. J'ai transporté les sursauts à des décalages compris entre $z = 1$ et 5 en utilisant un code développé à l'IAP²

2. svom.iap.fr

(F. Daigne, M. Bocquier). Ce code déplace la courbe de lumière et le spectre issu des observations à un décalage spectral z_0 dans une bande d'énergie (E_1, E_2) vers un décalage spectral z dans une bande d'énergie (E_3, E_4) . Pour chaque pas de temps i de la courbe de lumière, le nombre de photons $N_{i,34}$ dans la bande d'énergie (E_3, E_4) à un décalage z est donné par l'équation 6.2 (Antier-Farfar, 2016) avec $N_{i,12}$ le nombre de photons dans la bande d'énergie (E_1, E_2) à un décalage z_0 , D_L la distance de luminosité et \mathcal{N}_j le spectre au pas de temps j (équation 6.3).

$$N_{i,34}(z) = N_{i,12}(z_0) \cdot \frac{(1+z)}{(1+z_0)} \cdot \frac{D_L^2(z_0)}{D_L^2(z)} \cdot \frac{\int_{\frac{1+z}{1+z_0}E_3}^{\frac{1+z}{1+z_0}E_4} \mathcal{N}_j(z, E) dE}{\int_{E_2}^{E_1} \mathcal{N}_j(z, E) dE} \quad (6.2)$$

$$\mathcal{N}_j(z, E) = \frac{(1+z)^3}{(1+z_0)^3} \cdot \frac{D_L^2(z_0)}{D_L^2(z)} \cdot \mathcal{N}_j(z_0, \frac{1+z}{1+z_0}E). \quad (6.3)$$

Une fois que les listes de photons à différents décalages spectraux ont été construites, à partir de ces nouvelles courbes de lumières et nouveaux spectres, les photons sont simulés dans le modèle d'ECLAIRs et le prototype du logiciel de déclenchement procède à l'analyse des séquences de coups enregistrés par le détecteur (voir section 6.4.3). Dans cette section, je vais présenter les performances de la détection des sursauts ultra-long en fonction du décalage spectral en me concentrant sur le *trigger* image. Le décalage spectral a un impact sur le taux de détection des sursauts dans le champ de vue total et sur l'échelle de temps correspondant à la première détection. La figure 6.13 montre un exemple pour les sursauts GRB 111209A et GRB 141121A. On peut clairement voir que le taux de détection diminue avec le décalage spectral : c'est à dire que sur les 1000 simulations, plus le décalage spectral augmente moins le sursaut est détecté, surtout lorsque le sursaut est injecté loin du centre du champ de vue. En effet, l'augmentation de décalage spectral entraîne une diminution du flux et le sursaut est de moins en moins détecté s'il est loin du centre du champ de vue, là où la sensibilité est moins bonne. De plus l'échelle de temps correspondant à la première détection est de plus en plus longue à mesure que le décalage spectral augmente. Par exemple pour GRB 111209A à $z_0 = 0.677$, le sursaut a un taux de détection de 1 et est principalement détectée grâce à la première échelle de temps de 20.48 s alors qu'à $z \geq 4$, le taux de détection diminue et le sursaut est principalement détectée dans l'échelle de temps de 20 min uniquement dans le champ de vue totalement codé. Ici aussi, on peut également observer l'effet de la position dans le champ de vue où le temps nécessaire pour détecter le sursaut augmente avec θ .

La figure 6.14 donne le même type d'histogrammes que la figure 6.8 pour les différents décalage spectraux. Plus le décalage augmente, moins les échelles de temps les plus courtes deviennent efficaces au profit des plus longues, même à position égale dans le champ de

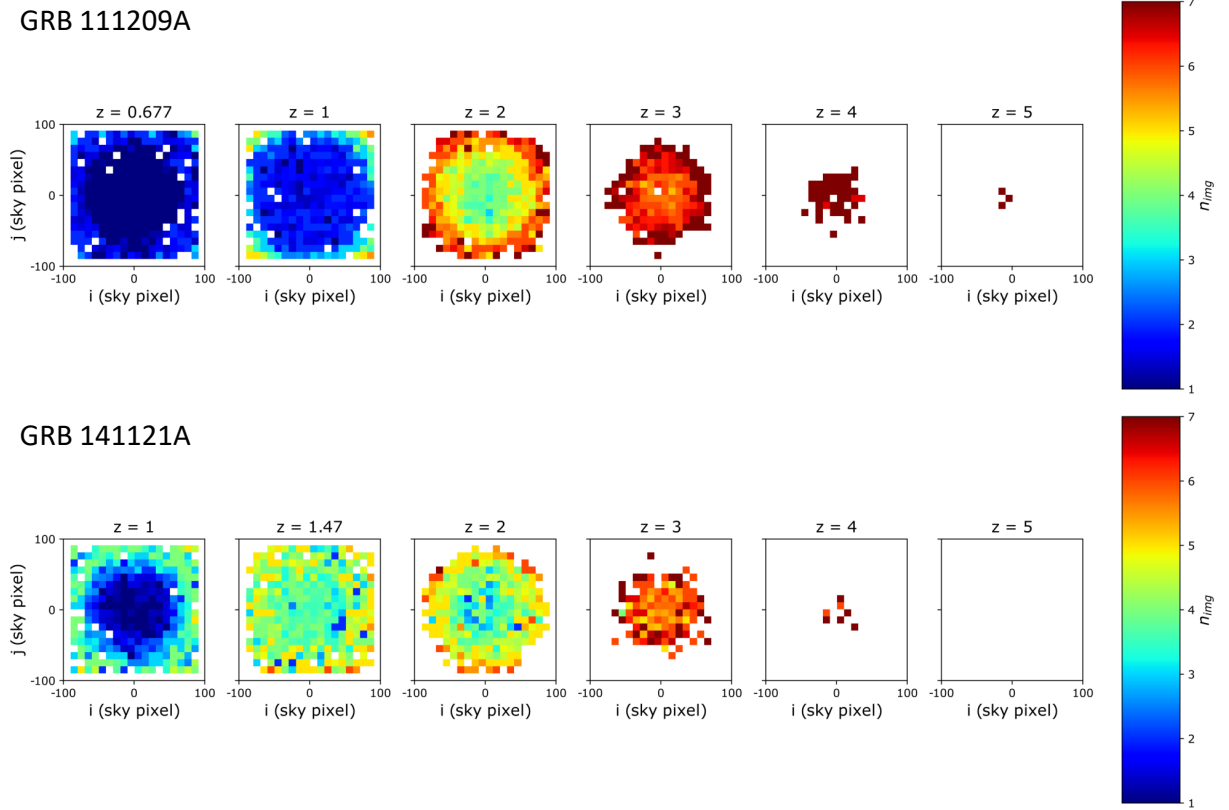


Figure 6.13 – Détection de GRB 111209A et GRB 141121A à différents décalages spectraux simulés à différentes positions dans le champ de vue total. Les positions sont groupées en prenant la moyenne dans des cellules de 10×10 pixels. La couleur donne la durée de déclenchement de l'image de la première détection. Les cellules blanches correspondent aux parties du ciel où les sursauts ne sont pas injectés ou ne sont pas détectés. Les durées des tranches de temps utilisées pour déclencher indexées n_{img} sont de $2^{n_{\text{img}}-1} \times 20.48$ s.

vue. Au bout d'un certain décalage, trop peu de photons interagissent avec le détecteur (même pendant la durée maximale de ~ 20 min) et l'algorithme n'est plus capable de détecter le sursaut, même dans le champ de vue totalement codé (pour GRB 111209A, la limite est atteinte pour $z > 5$). Cet effet résulte d'une part de la distance plus grande du sursaut mais aussi de la dilatation du temps qui entraîne l'allongement de la courbe de lumière.

J'ai ensuite déterminé la fraction de détection, c'est à dire le rapport entre le nombre de positions où le sursaut est détecté et le nombre de positions simulées, pour chacun des 10 sursauts ultra-longues (figure 6.15). Pour chaque sursaut ultra-long, la fraction de détection diminue avec le décalage spectral comme je l'ai expliqué précédemment à cause de la diminution du flux et parce que l'augmentation de l'échelle de temps (limitée à 20 min) ne compense pas entièrement cette perte de flux. De plus, la fraction ne diminue pas de la même manière pour tous les sursauts en fonction de leur luminosité.

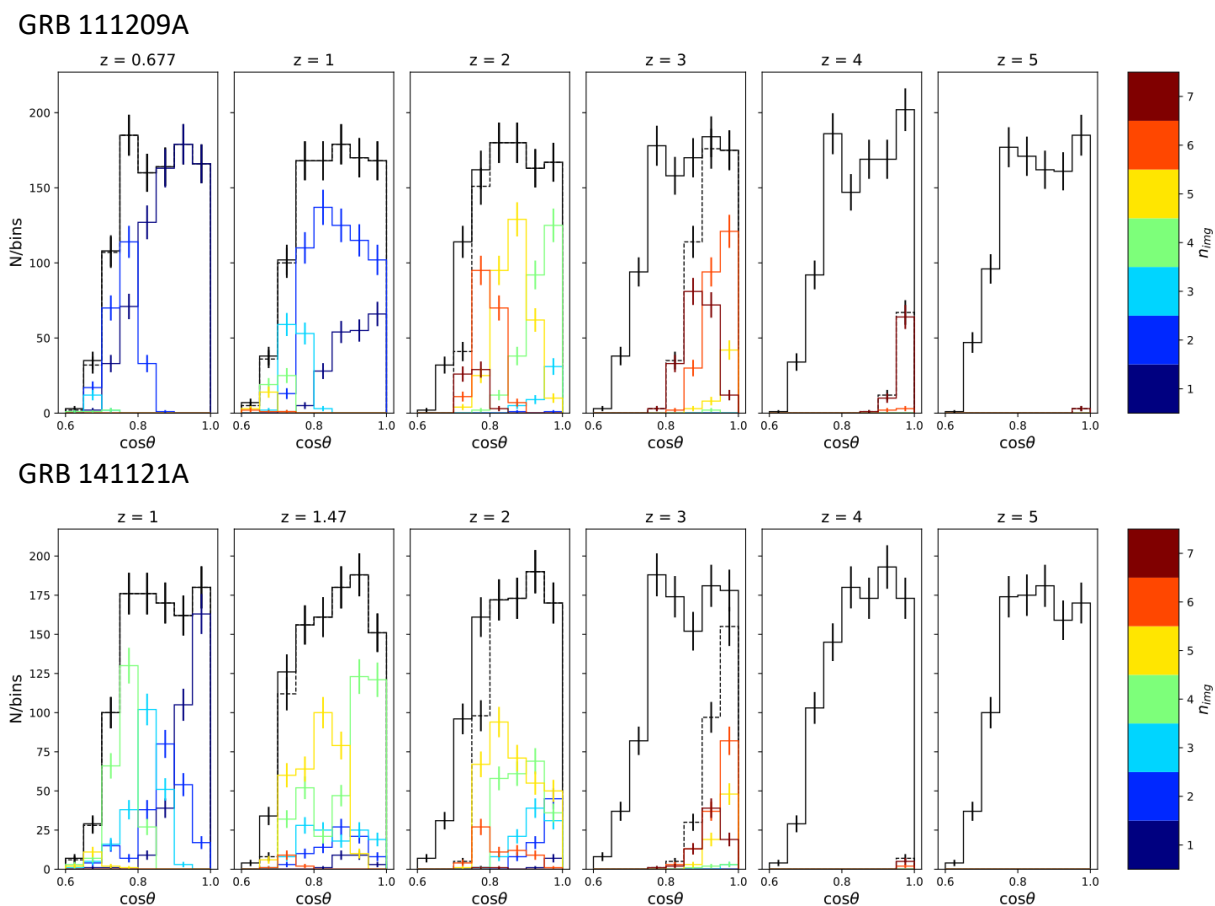


Figure 6.14 – Détection par le *trigger* image de GRB 111209A et GRB 141121A simulé à différentes positions dans le champ de vue total en fonction du décalage spectral. La couleur donne la durée de l'échelle de temps de la première détection. L'histogramme noir indique les 1000 positions injectées en trait plein et les positions avec une détection en trait pointillé (quelle que soit l'échelle de temps de la détection). Les durées des échelles de temps indexées n_{img} sont de $2^{n_{\text{img}}-1} \times 20.48$ s.

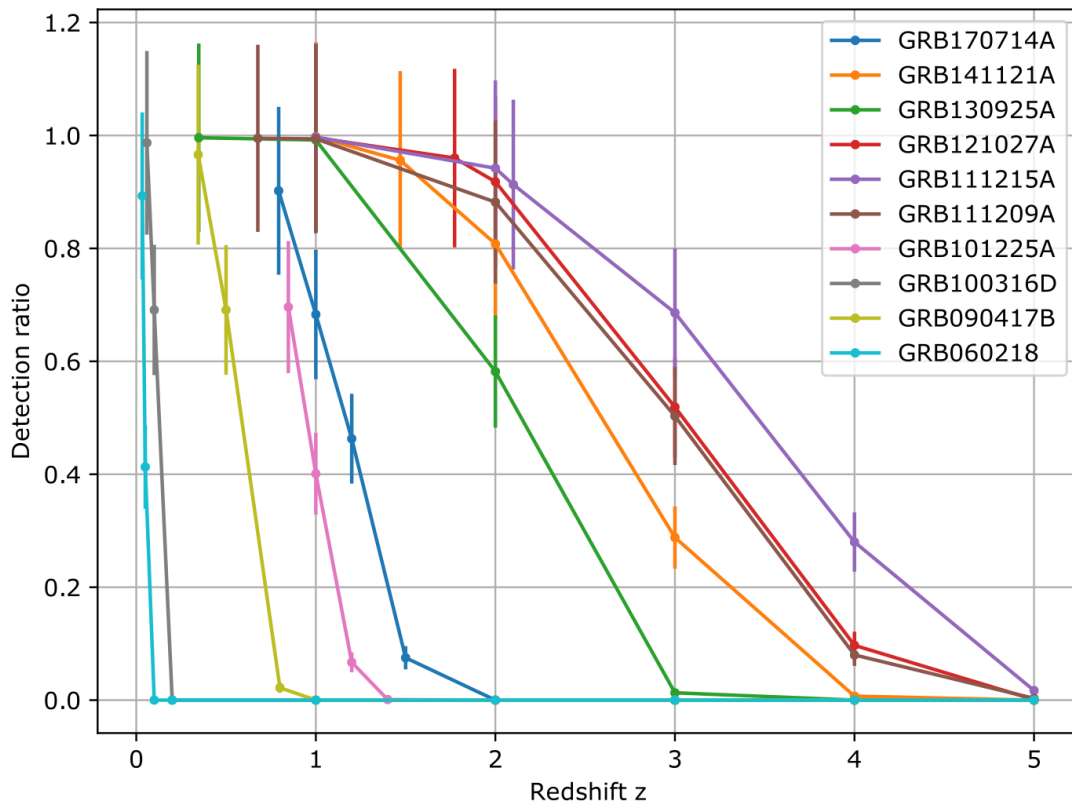


Figure 6.15 – Ratio de détection (le rapport entre le nombre de positions où le sursaut est détectée et le nombre de positions simulées) pour chacun des 10 sursauts ultra-longs en fonction du décalage spectral.

6.5 Taux de sursaut ultra-longus attendus par ECLAIRs

6.5.1 Introduction de la méthode

Un des questions qui se posent concernant les sursauts ultra-longus concerne le taux de détection attendu par ECLAIRs. Pour évaluer ce taux, j'ai utilisé la simulation des sursauts ultra-longus à haut décalage spectral. Pour évaluer ce taux, j'ai d'abord déterminé pour chaque sursaut une valeur appelée « horizon du sursaut » qui correspond au décalage spectral jusqu'auquel un sursaut est détectable par BAT ($z_{h,BAT}$) et ECLAIRs ($z_{h,ECLAIRs}$) dans leur champ de vue totalement codé. A partir de cette valeur d'horizon, pour chaque sursaut observé avec BAT et ECLAIRs, on peut estimer les nombres de sursauts à un décalage inférieur à l'horizon $N(< z_{h,BAT})$ et $N(< z_{h,ECLAIRs})$. Cette étape fait appel à un modèle de population de sursaut en fonction du décalage spectral donné par l'équation 6.4 avec SFR le taux de formation d'étoiles (équation 6.5, Hopkins et Beacom (2006); Li (2008)) et dV/dz le volume comobile différentiel. Ce modèle de population fait l'hypothèse qu'il n'y a pas d'évolution du taux de formation de sursauts avec le décalage spectral, ce dernier étant simplement proportionnel au taux de formation d'étoile. Le volume comobile est calculé en supposant un modèle d'Univers Λ CDM (dominé par la matière noire froide avec une énergie noire décrite par la constante cosmologique Λ ; la constante de Hubble est $H_0 = 70$ km/s/Mpc et la fraction de densité de l'énergie noire est $\Lambda = 0.7$).

$$N(< z_h) \propto \int_0^{z_h} \text{SFR}(z) \frac{1}{1+z} \frac{dV(z)}{dz} dz \quad (6.4)$$

$$\text{SFR}(z) \propto \frac{0.0157 + 0.118z}{1 + (z/3.23)^{4.66}} \quad (6.5)$$

Le ratio $R = N_{\text{ECLAIRs}}/N_{\text{BAT}}$ donne le taux de détection de chaque sursaut de l'échantillon par rapport à BAT. Ici, chaque sursaut est à interpréter comme un type de sursaut caractérisé par un spectre, une courbe de lumière et une distance. Étant donné que BAT a détecté une occurrence de chaque type, R correspond alors au nombre de sursauts d'un type donné qu'ECLAIRs pourra détecter. Afin d'obtenir un taux global de détection de sursauts ultra-longus par ECLAIRs, j'ai sommé les différentes valeurs de R .

Afin de comparer équitablement les capacités de détection de BAT et d'ECLAIRs pour les sursauts ultra-longus, j'ai choisi de ne pas utiliser toutes les échelles de temps permises par le *trigger* image. Pour chaque sursaut il existe une échelle maximale permise qui correspond à celle utilisée par BAT pour détecter ce sursaut (voir tableau 6.10). Sans cette limite, ECLAIRs pourrait être favorisé car un temps d'exposition plus long que

celui effectivement utilisé par BAT permettrait d'obtenir un meilleur SNR, un horizon plus éloigné et donc un taux de détection plus grand pour ECLAIRs. Toutefois comme les échelles de temps des logiciels de déclenchement de BAT et d'ECLAIRs ne coïncident pas, j'ai étudié deux cas. Pour le premier, l'échelle maximale autorisée pour ECLAIRs est celle directement inférieure à celle de BAT et est notée $t_{\text{ECLAIRs, below}}$, ce qui permet de déterminer les valeurs $z_{h, \text{ECLAIRs, below}}$, $N_{\text{ECLAIRs, below}}$ et R_{below} . Le second cas correspond à une échelle $t_{\text{ECLAIRs, above}}$ directement supérieure à celle de BAT pour calculer les valeurs $z_{h, \text{ECLAIRs, above}}$, $N_{\text{ECLAIRs, above}}$ et R_{above} . L'échelle utilisée par BAT est ainsi comprise entre $t_{\text{ECLAIRs, below}}$ et $t_{\text{ECLAIRs, above}}$. De plus, comme GRB 121027A a été détecté sur une échelle de temps très courte par BAT (1.024 s), j'ai choisi de ne pas calculer de taux pour cet événement car la plus petite échelle de temps du *trigger* image d'ECLAIRs est de 20.48 s. Dans la suite, les 9 événements restants seront utilisés pour estimer le taux global de détection de sursauts ultra-long.

6.5.2 Détermination de l'horizon de BAT

Pour chacun des 9 sursauts considérés, j'utilise les informations de détection du logiciel de déclenchement de BAT données dans le catalogue Swift/BAT³, qui comprend l'échelle de temps sur laquelle BAT a détecté le sursaut (T_{trig}), le SNR de la détection (noté $\text{SNR}(z_0)$) et la fraction de codage f_{coding} (< 1 pour un sursaut dans le champ de vue partiellement codé de BAT).

Pour déterminer l'horizon de BAT, $z_{h, \text{BAT}}$ pour chaque sursaut, j'ai généré des courbes de lumière à différents décalages spectraux avec la même méthode que celle présentée dans la section 6.4.5, en considérant une surface sensible de BAT de 5200 cm² et sans prendre en compte les pixels morts (comme pour ECLAIRs). Je fais également l'hypothèse que le bruit de fond reste identique sous le signal du sursaut à chaque décalage spectral. Pour un sursaut donné, chaque courbe de lumière à différentes valeurs du décalage spectral est analysée sur la même fenêtre temporelle que l'échelle de temps T_{trig} utilisée pour la détection à z_0 . Le SNR noté $\text{SNR}_{\text{fcfv}}(z)$ qu'atteindrait un sursaut située dans le champ de vue totalement codé de BAT à un décalage spectral donné z est alors déterminé par l'équation 6.6 où N_{ph} correspond au nombre de photons de la courbe de lumière dans l'intervalle T_{trig} .

$$\text{SNR}_{\text{fcfv}}(z) = \text{SNR}(z_0) \frac{N_{\text{ph}}(z_0)}{N_{\text{ph}}(z)} \frac{1}{f_{\text{coding}}} \quad (6.6)$$

À partir des valeurs de SNR calculées à différents décalages spectraux, j'ai déterminé l'horizon $z_{h, \text{BAT}}$ pour chaque sursaut s'il s'était produit dans le champ de vue totalement

3. <https://swift.gsfc.nasa.gov/results/batgrbcats/>

codé de BAT : c'est-à-dire la valeur de décalage $z_{h,BAT}$ à laquelle $SNR_{fcfv}(z_{h,BAT})$ atteint 6.5 (en utilisant le même seuil que pour ECLAIRs). Les résultats sont présentés sur la figure 6.16 (courbes noires). Pour chaque sursaut, l'horizon $z_{h,BAT}$ est déterminé par une interpolation linéaire de la courbe noire à la valeur en SNR de 6.5 (ligne rouge). Les résultats sont donnés dans le tableau 6.10 dans la colonne BAT correspondante.

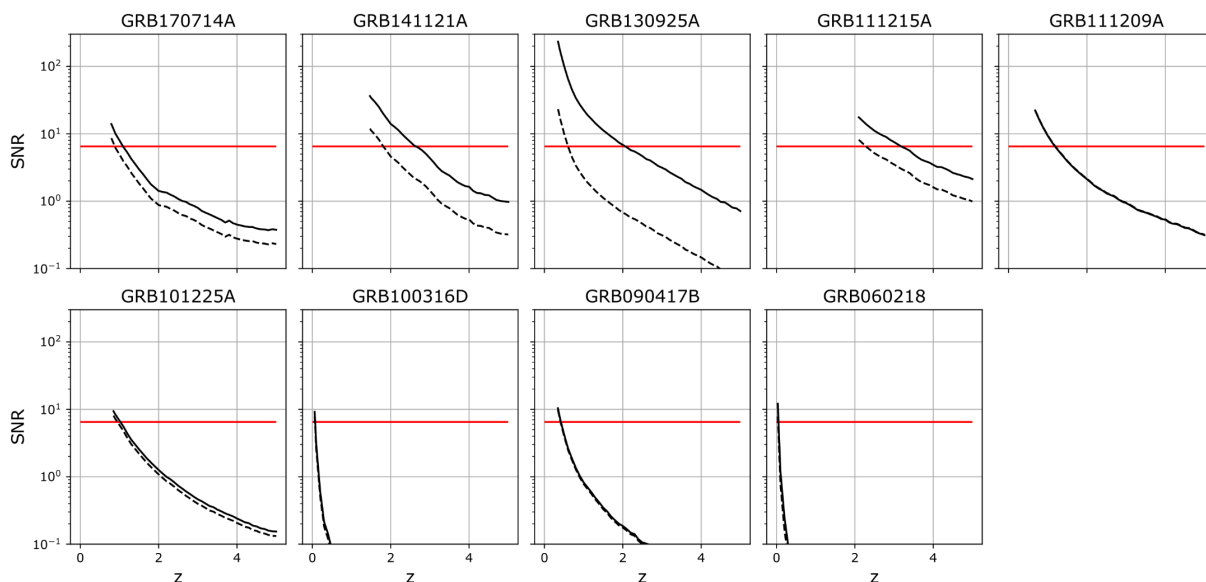


Figure 6.16 – Pour chacun des 9 sursauts ultra-longs considérés la courbe noire en pointillé donne le SNR attendu par BAT en fonction du décalage spectral z à la position réelle du sursaut dans l'image de BAT et la courbe en trait plein correspond au SNR attendu dans le champ de vue totalement codé. La ligne rouge donne le seuil en SNR de 6.5.

Nom	Échelle de temps (s)	$SNR(z_0)$	z_0	z_h
GRB 170714A	320	8.63	0.793	1.091
GRB 141121A	288	11.91	1.47	2.641
GRB 130925A	64	23.15	0.348	2.063
GRB 121027A	1.024	7.88	1.773	1.813
GRB 111215A	320	8.16	2.1	3.183
GRB 111209A	64	22.54	0.677	1.185
GRB 101225A	1088	8.06	0.847	1.025
GRB 100316D	64	7.83	0.0591	0.077
GRB 090417B	320	9.81	0.345	0.426
GRB 060218	80	7.84	0.03342	0.067

Table 6.10 – Paramètres de détection des sursauts ultra-longs par Swift/BAT et horizon de détection.

6.5.3 Détermination de l'horizon d'ECLAIRs

En ce qui concerne ECLAIRs, j'utilise la même méthode que dans la section 6.4.5 : chaque sursaut est déplacé à différentes valeurs de décalage spectral et les photons issus de

la courbe de lumière et du spectre correspondant sont propagés dans le modèle d'ECLAIRs (avec les photons du bruit de fond). Les coups du sursaut et du bruit de fond enregistrés par le détecteur sont ensuite analysés par le prototype du logiciel de déclenchement. Pour chaque sursaut à une valeur de décalage z donné, j'ai calculé l'angle solide dans lequel le sursaut est détecté par le *trigger* image avec un seuil en SNR de 6.5 en considérant deux cas (voir section 6.5.1). Pour le premier l'échelle de temps maximale considérée est $t_{\text{ECLAIRs,below}}$ (directement inférieure à celle de BAT) et dans le second cas l'échelle maximale considérée est $t_{\text{ECLAIRs,above}}$ (directement supérieure à celle de BAT). Deux valeurs d'horizon sont donc associé à un sursaut : $z_{h,\text{ECLAIRs,below}}$ et $z_{h,\text{ECLAIRs,above}}$.

Les valeurs d'angle solide dans lesquels le sursaut est détecté par le *trigger* image sont données sur la figure 6.17 pour les deux cas $z_{h,\text{ECLAIRs,below}}$ et $z_{h,\text{ECLAIRs,above}}$. Lorsque le décalage spectral augmente, les sursauts détectés se concentrent dans le centre du champ de vue et la courbe d'angle solide intercepte la valeur de 0.15 sr correspondant à la taille du champ de vue totalement codé en une valeur de décalage spectral donnée. Cette valeur est le décalage spectral le plus élevé pour lequel le sursaut est encore détecté dans le champ de vue totalement codé qui est considéré comme l'horizon de détection pour ECLAIRs (on a besoin de l'horizon de détection dans le champ de vue totalement codé, car pour BAT, avec lequel on veut comparer, j'ai calculé l'horizon à partir du SNR du sursaut dans le champ de vue totalement codé de BAT également). Toutefois, j'ai déplacé chaque sursaut en un nombre limité de valeurs de décalage spectral et la courbe de l'angle solide n'intercepte pas forcément la limite de 0.15 sr en une valeur de décalage spectral que j'ai considéré pour le déplacement. La valeur de l'horizon est donc comprise entre deux valeurs z_1 et z_2 appartenant toutes deux à l'ensemble des valeurs considérées pour le décalage. L'horizon est alors déterminé par interpolation linéaire : c'est à dire l'intersection entre la limite de 0.15 sr et la droite joignant les points d'abscisses z_1 et z_2 . Dans la suite, les valeurs de z_1 et z_2 seront utilisées pour quantifier l'incertitude sur la valeur de l'horizon et seront considérées comme les erreurs systématiques sur les valeurs d'horizon. Ces erreurs sont données dans le tableau 6.11.

6.5.4 Calcul du taux de détection de sursauts ultra-longs attendu pour ECLAIRs

Ainsi, pour chaque sursaut, j'ai obtenu les valeurs $N(< z_{h,\text{BAT}})$, $N(< z_{h,\text{ECLAIRs,below}})$ et $N(< z_{h,\text{ECLAIRs,above}})$ qui correspondent respectivement aux nombres de sursauts à un décalage spectral inférieur à l'horizon de détection BAT et ECLAIRs ($z_{h,\text{BAT}}$, $z_{h,\text{ECLAIRs,below}}$ et $z_{h,\text{ECLAIRs,above}}$) dans le champ de vue totalement codé. Les rapports R_{below} et R_{above} sont alors calculés avec les équations 6.7 et 6.8.

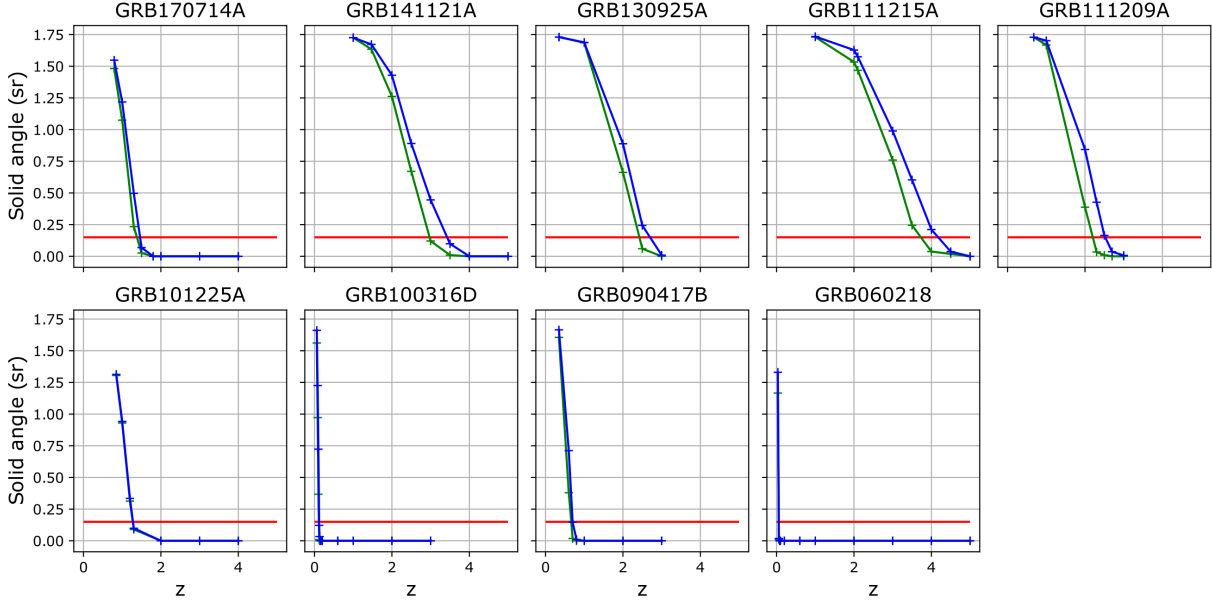


Figure 6.17 – Pour chacun des 9 sursauts ultra-longus considérés, la courbe verte (respectivement bleue) donne la taille du champ de vue (en sr) dans lequel le sursaut est détectée en limitant l’échelle de temps à celle juste au-dessus (respectivement juste en dessous) de celle utilisée par BAT, en fonction du décalage spectral z . La ligne rouge indique le seuil de 0.15 sr correspondant au champ de vue totalement codé d’ECLAIRs.

$$R_{\text{below}} = \frac{N(< z_{h,\text{ECLAIRs,below}})}{N(< z_{h,\text{BAT}})} \quad (6.7)$$

$$R_{\text{above}} = \frac{N(< z_{h,\text{ECLAIRs,above}})}{N(< z_{h,\text{BAT}})} \quad (6.8)$$

Les incertitudes z_1 et z_2 obtenues sur l’horizon d’ECLAIRs sont propagées dans le calcul de ces rapports. Les taux obtenus sont donnés dans le tableau 6.11. Par exemple, alors que BAT a détecté un sursaut du type de GRB 170714 au cours de ses 15 années de fonctionnement, on peut attendre à ce qu’entre 1.53 et 2.11 sursauts de ce type soient détectés par ECLAIRs au cours de la même période d’observation (hypothétique) de 15 ans et avec le même temps efficace d’observation (hypothétique) que BAT.

Afin d’obtenir une estimation du taux de détection global des sursauts ultra-longus par ECLAIRs, j’ai d’abord considéré uniquement les échelles de temps d’ECLAIRs inférieures à l’échelle de temps de BAT et additionné tous les taux de détection individuels R_{below} pour chacun des 9 sursauts considérés. Avec 9 sursauts ultra-longus détectés par BAT et une somme estimée de 18_{-4}^{+2} sursauts détectés par ECLAIRs sur la même période d’observation, cela donne un taux de détection global estimé à $1.97_{-0.45}^{+0.26}$ fois plus de sursauts ultra-longus vus par ECLAIRs que par BAT.

Nom	Échelle de temps (s)	$z_{h,below}$	$z_{h,above}$	R_{below}	R_{above}
GRB 170714A	163.84 - 327.68	$1.38^{+0.12}_{-0.08}$	$1.46^{+0.04}_{-0.16}$	$1.76^{+0.36}_{-0.23}$	$2.00^{+0.12}_{-0.47}$
GRB 141121A	163.84 - 327.68	$2.97^{+0.03}_{-0.47}$	$3.43^{+0.07}_{-0.43}$	$1.16^{+0.01}_{-0.23}$	$1.32^{+0.02}_{-0.15}$
GRB 130925A	40.96 - 81.92	$2.43^{+0.07}_{-0.43}$	$2.70^{+0.30}_{-0.20}$	$1.30^{+0.06}_{-0.36}$	$1.52^{+0.20}_{-0.15}$
GRB 111215A	163.84 - 327.68	$3.73^{+0.27}_{-0.23}$	$4.18^{+0.32}_{-0.18}$	$1.13^{+0.05}_{-0.05}$	$1.20^{+0.04}_{-0.02}$
GRB 111209A	40.96 - 81.92	$2.20^{+0.10}_{-0.20}$	$2.52^{+0.18}_{-0.02}$	$3.64^{+0.27}_{-0.56}$	$4.49^{+0.44}_{-0.06}$
GRB 101225A	655.36 - 1310.72	$1.27^{+0.03}_{-0.07}$	$1.28^{+0.02}_{-0.08}$	$1.71^{+0.09}_{-0.22}$	$1.72^{+0.07}_{-0.24}$
GRB 100316D	40.96 - 81.92	$0.11^{+0.01}_{-0.01}$	$0.12^{+0.00}_{-0.02}$	$2.78^{+0.73}_{-1.07}$	$3.43^{+0.09}_{-1.71}$
GRB 090417B	163.84 - 327.68	$0.66^{+0.04}_{-0.06}$	$0.70^{+0.00}_{-0.10}$	$3.75^{+0.62}_{-0.95}$	$4.37^{+0.01}_{-1.57}$
GRB 060218	40.96 - 81.92	$0.06^{+0.00}_{-0.02}$	$0.06^{+0.00}_{-0.02}$	$0.54^{+0.14}_{-0.36}$	$0.56^{+0.12}_{-0.39}$

Table 6.11 – Paramètres de détection des sursauts ultra-longes par SVOM/ECLAIRs, horizon de détection z_h et taux d'événements R de chaque type attendus. La colonne « Échelle de temps » donne l'échelle directement inférieure et directement supérieure à celle utilisée par Swift/BAT.

Cependant, les passages de la Terre dans le champ de vue d'ECLAIRs réduisent le champ de vue total de 2.04 sr. Sur un an en moyenne, le champ de vue libre de Terre est de 65% de la valeur totale. De plus, les passages dans la SAA (voir section 3.3.3) réduisent le temps efficace d'observation à 86% du temps d'observation total. Ainsi, les passages de la Terre et dans la SAA conduisent à un temps efficace d'observation global d'environ 56% prévu pour SVOM. Cette valeur est plus faible que celle de Swift (75%). ECLAIRs a également un champ de vue total légèrement inférieur à celui de BAT : 2.04 sr contre 2.3 sr (Barthelmy et al., 2005). Pour tenir compte de ces différences, le taux que j'ai calculé précédent est corrigé par un facteur 0.66 ($0.56/0.75 \times 2.04/2.3$), ce qui donne un taux final de $1.30^{+0.17}_{-0.30}$ sursauts ultra-longes détectés par ECLAIRs. En faisant les mêmes calculs mais en limitant les échelles de temps à celle directement supérieure à celle de BAT, le taux final de détection de sursauts ultra-longes estimé pour ECLAIRs après correction est de $1.51^{+0.08}_{-0.34}$ fois supérieur à celui de BAT.

6.5.5 Influence du seuil bas en énergie d'ECLAIRs

Afin d'évaluer l'influence du seuil bas en énergie de 4 keV sur le taux de détection, j'ai répété l'étude précédente avec un seuil bas en énergie dégradé fixé à 7 keV puis 10 keV. Avec un seuil bas à 7 keV, le taux estimé de sursauts ultra-longes qui seront détectés par ECLAIRs après correction par rapport à BAT diminue à $1.10^{+0.16}_{-0.24}$. A 10 keV, le taux devient plus petit que 1 ($0.97^{+0.18}_{-0.29}$) ce qui signifie alors qu'ECLAIRs ne sera pas en mesure de détecter autant de sursaut ultra-long que BAT dans le même temps. Ces

résultats montrent l'avantage du seuil bas en énergie d'ECLAIRS sur le taux de détection des sursauts ultra-longes attendu. En effet, avec un seuil bas en énergie de 4 keV, ECLAIRS sera plus sensible aux sursauts riches en rayons X mous et donc possiblement originaires de distances plus grandes et donc plus longs.

6.6 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai montré que ECLAIRS sera en mesure de détecter des sursauts ultra-longes, même si ceux-ci se produisent dans le champ de vue partiellement codé grâce au échelles de temps allant de 20 s à 20 min du *trigger* image. La bonne localisation de ces événements permettra aux autres instruments embarqués et au sol d'étudier plus en détail ces phénomènes.

De plus, le fait que SVOM maintienne un pointage stable long (voir 2.13) permettra de suivre l'évolution d'un sursaut pendant plusieurs orbites, ce qui pourrait aider à déterminer la durée de l'événement. Cependant, les passages de la Terre devant le champ de vue et dans la SAA réduiront le temps d'observation efficace et causeront une perte d'information dans les courbes de lumières (si bien que pour certains on ne pourra pas déterminer la durée T_{90} exacte, si la fin de l'émission prompte est masquée par la Terre).

L'étude de la détection des sursauts gamma ultra-longes à haut décalage spectral a montré que nous pouvons espérer qu'ECLAIRS détectera au moins autant de sursauts ultra-longes que Swift/BAT. Le taux estimé de détection d'ECLAIRS par rapport à celui de BAT que j'ai calculé ($1.30^{+0.17}_{-0.30}$) peut être considéré comme une limite inférieure qui s'applique uniquement au petit nombre de sursaut de l'échantillon qui ont été détectés par BAT jusqu'à présent et simulés dans le modèle d'ECLAIRS. ECLAIRS pourrait éventuellement détecter encore plus de sursauts ultra-longes grâce à ses caractéristiques spécifiques (seuil bas en énergie plus bas que celui de Swift qui est de 15 keV) et à l'aide du logiciel de déclenchement au sol qui traitera les coups enregistrés par le détecteur (avec un retard allant de 6 à 12h) à la recherche d'événements qui auraient été manqués par le logiciel de bord, sur des durées plus longues que celles prévues à bord limitées à 20 min.

Cette étude soulève également quelques questions et ouvre de nouvelles perspectives. Tout d'abord, BAT a détecté GRB 130925A avec un SNR supérieur à 20 (par rapport à d'autres sursauts ultra-longes qui ont été détectés avec un SNR d'environ 8) avec un décalage spectral de 0.348. Si l'on suppose que de tels événements se produisent à des distances plus grandes dans l'Univers, BAT aurait dû les détecter. Pour cet événement, j'ai déterminé un horizon pour BAT de 2.063, ce qui donne accès à un volume comobile 58 fois plus important. Ainsi, pourquoi si peu de sursauts ultra-longes de ce type ont-ils été détectés ? GRB 130925A était-il un événement fortuit ? D'autre part, l'étude du SNR a révélé que si l'instant de première détection des sursauts fournit un SNR proche du seuil de détection, en introduisant un retard dans l'émission de l'alerte pour pouvoir laisser le

temps au logiciel de déclenchement d'évaluer l'évolution du SNR au-delà de son premier dépassement du seuil de déclenchement, cette valeur peut augmenter et ainsi améliorer la performance de localisation, utile pour améliorer la recherche de l'émission rémanente. La question reste de déterminer le retard optimal pour que ECLAIRs puisse apporter un gain de localisation en évitant que le flux de l'émission rémanente ne diminue trop fortement ce qui compliquerait la détection par MXT et VT. Cette question doit être traitée au regard des performances d'ECLAIRs mais aussi de la sensibilité de MXT et VT. De plus, pour cette étude, je me suis concentré sur les sursauts détectés par Swift car BAT et ECLAIRs sont des instruments similaires. Il se trouve que des sursauts ultra-long sont aussi détectés par d'autres instruments. Par exemple Konus-Wind en a détecté une vingtaine ([Frederiks et al., 2019](#); [Svinkin et al., 2019](#)), cette population de sursauts ultra-long pourrait être différente de celle détectée par Swift et mériterait également d'être étudiée. Enfin, comme je l'ai présenté au début de ce chapitre, il existe d'autres événements transitoires ultra-long qui ne sont pas pour autant des sursauts gamma, comme par exemple les TDE (rupture par effet de marée) que ECLAIRs va tenter de détecter.

Conclusion et perspectives

Les travaux de thèse que j'ai menés se concentrent sur l'étude des performances du télescope ECLAIRS (chapitre 3) de la mission SVOM (chapitre 2) et de leur optimisation. J'ai d'abord analysé les différentes composantes du bruit de fond d'ECLAIRS (chapitre 4) : le bruit de fond cosmique de rayons X (CXB) qui se manifeste par une forme convexe dans l'image du plan détecteur (appelée shadowgramme) ainsi que les sources connues de rayons X (principales des systèmes binaires comportant comme objet compact une étoile à neutrons ou un trou noir) comme Sco X-1 et le Crabe ou Cyg X-1. Le CXB ainsi que les sources dégradent la qualité des images du ciel reconstruites par la déconvolution, engendrent des valeurs de rapport signal à bruit reconstruit (SNR) supérieures au seuil de détection typique de 6.5 et élargissent la distribution du SNR, dont l'écart-type est normalement proche de 1 pour une image du ciel dans le cas d'un bruit de fond parfaitement plat et sans source. D'autre part, l'orbite et l'attitude du satellite SVOM font que la Terre va passer régulièrement devant le champ de vue d'ECLAIRS et faire varier temporellement la forme spatiale du bruit de fond (CXB) imprimé sur le détecteur. J'ai aussi montré que l'influence des sources connues est variable selon la direction de pointage du satellite : l'influence est nulle dans les régions vides de sources (les pôles galactiques), augmente en se rapprochant du plan galactique et devient maximale dans la région du centre galactique qui comporte de nombreuses sources brillantes.

Suite à ces observations, j'ai étudié plusieurs méthodes de traitement pour corriger les shadowgrammes avant la déconvolution (chapitre 5). La correction du CXB peut être effectuée de deux manières possibles : soit en soustrayant une forme quadratique ajustée à l'image du plan détecteur, soit en réalisant un filtrage par ondelette de l'image du plan détecteur en suivant l'algorithme à trou afin de soustraire le CXB qui se manifeste essentiellement dans les grandes échelles qui composent le signal. J'ai illustré le fonctionnement de ces méthodes dans différentes situations : dans un ciel vide de Terre et pendant une séquence où la Terre quitte peu à peu le champ de vue. Concernant les sources, celles-ci sont corrigées par ajustement de leur fonction d'illumination à l'image du plan détecteur : soit simultanément à l'ajustement du CXB, soit après le filtrage des grandes échelles dans

le cas où le CXB est corrigé par la méthode des ondelettes. J'ai illustré le fonctionnement de la correction des sources dans le cas où le CXB est corrigé par ajustement mais aussi par ondelettes. En ce qui concerne la performance des deux méthodes de correction du CXB, j'ai montré que les méthodes pourraient avoir une influence sur la valeur du seuil de détection et que la méthode des ondelettes pourrait être plus rapide. Aussi, la méthode des ondelettes pourrait se montrer plus robuste car elle ne demande pas d'hypothèse sur la forme du CXB dans le shadowgramme. Toutefois, ces performances restent à évaluer sur la version du processeur embarqué dans le calculateur de vol. Notamment, il serait intéressant d'étudier plus de situations que ce que j'ai présenté : avec un modèle de bruit de fond plus réaliste que celui que j'ai considéré (incluant la réflexion du CXB par l'atmosphère et l'albédo terrestre en rayons X), avec la Terre qui masque et démasque des sources du catalogue, avec une source inconnue dans le champ de vue, avec des pixels bruyants, morts ou inefficaces. Par exemple, il serait intéressant d'étudier les performances du traitement des images en présence de la Terre et des sources connues du catalogue, au cours d'une année d'observation (par exemple en utilisant le fichier de pointage et de transit de la Terre issu d'une simulation du CNES) et de vérifier comment évolue le SNR applicable à la détection des sursauts gamma à toutes les échelles temporelles considérées (de 20 s à 20 minutes), et pour le choix de réglage des quatre bandes d'énergie retenues in fine comme configuration des algorithmes.

L'analyse de l'influence des sources connues ainsi que le développement et l'étude de la méthode de correction du bruit de fond ont besoin d'un catalogue de sources visibles par ECLAIRs en cours d'opération (un article a été soumis à publication à ce sujet). J'ai construit ce catalogue à partir des données des instruments MAXI/GSC et Swift/BAT en construisant un spectre pour chaque source, nécessaire à la simulation et adapté aux domaine d'énergie d'ECLAIRs. Aussi, ce catalogue est utilisé afin de définir quelles sources doivent être corrigées dans le shadowgramme avant déconvolution et quelles sources peuvent seulement être masquées de la zone du ciel reconstruit par la déconvolution pour la recherche de candidat sursaut gamma. En plus de l'objectif d'ECLAIRs de détecter des sursauts gamma, le logiciel embarqué, avec l'aide du catalogue de sources embarqué, sera en mesure de détecter des éruptions de rayons X issues de ces sources connues (sauf de celles qui sont corrigées dans le shadowgramme, qui n'apparaîtront de ce fait plus dans le ciel reconstruit). Pour cela, il a fallu définir des seuils propres à chaque source afin d'éviter que trop de temps d'observation ne soit consacré à ces sources, ce qui réduirait les performances d'observation des nouvelles sources candidats GRB. Ces seuils ont été déterminés en observant les variations passées de sources sur typiquement 10 ans d'observation par l'instrument MAXI/GSC, et en autorisant ECLAIRs à détecter les excès qui se produisent pendant 10% du temps d'observation de ces sources.

Le catalogue de sources que j'ai construit et les méthodes que j'ai développées et étudiées pendant la thèse ne sont que des prototypes et certaines questions sont encore

non résolues, par exemple : quelle sera l'influence des défauts d'alignements (par exemple entre le masque et le détecteur) sur la qualité de la correction des sources par ajustement ou encore comment choisir à bord les sources qu'il est nécessaire de corriger parmi toutes celles présentes dans le champ de vue. De plus, je me suis surtout concentré sur le *trigger* image, et il reste à étudier comment le *trigger* taux de comptage, fonctionnant à des échelles de temps bien plus courtes, sera influencé par les sources connues, qui seront a priori simplement masquées dans le ciel, sans essayer de déclencher sur une éruption aussi courte de ces sources.

Enfin, j'ai également étudié la capacité de détection des sursauts gamma ultra-longes par ECLAIRs à partir de la simulation de la dizaine d'événements détectés à ce jour par Swift/BAT (chapitre 6). La détection de ces sursauts particuliers, pourrait tirer profit de l'imagerie longue exposition du système de déclenchement embarquée d'ECLAIRs. J'ai notamment montré que grâce au *trigger* image, ECLAIRs pourrait détecter au moins autant de sursauts ultra longs que Swift/BAT, pourtant caractérisé par une sensibilité bien meilleure, due à sa surface de détection environ 5 fois plus importante que celle d'ECLAIRs (un article a été publié à ce sujet : [Dagoneau et al. 2020](#)).

Ainsi, même si j'ai contribué au développement des briques prototypes en python et C++ qui vont composer le logiciel du *trigger* image d'ECLAIRs, les perspectives de ce travail de thèse concernent l'implémentation des algorithmes dans le code C++ qui sera embarqué dans l'UGTS ainsi que la validation des performances de calcul (exécution possible dans un temps limité et avec des ressources en mémoire limitées) et des performances scientifiques (traitement des images) avec des données simulées, puis enfin les premières données obtenues en vol. Le logiciel C++ des algorithmes de *trigger* (*trigger* image et *trigger* taux de comptage, dont la version finale sera développée un peu plus tard dans le planning, après le *trigger* image) tournera d'un côté sur le processeur du calculateur embarqué (Leon3) pour permettre de vérifier que la puissance de calcul est adéquate aux algorithmes codés, et déterminer les parties des algorithmes qui nécessitent encore des optimisations en terme de rapidité de calcul.

De l'autre côté, ce même logiciel C++ sera également compilé pour un processeur classique (Intel ou AMD sous Linux), où il pourra être exécuté sur des machines multi-cœur en traitant de grands jeux de données. Le logiciel sera alimenté avec des données de simulation détaillées produites avec Géant 4 (par l'IRAP a priori), sur des durées courtes (une portion d'orbite), ou avec des données de simulation par *ray-tracing* comme je les ai réalisées pendant ma thèse (sur des centaines à des dizaines de milliers d'orbites). L'avantage de ces simulations est qu'elles permettent de générer rapidement un grand volume de données sur plusieurs orbites dans des conditions très diverses de passage de la Terre et de présence de sources dans le champ de vue. Ces données sont au format des événements de sortie du plan détecteur (mots de 32 bits, codant les événements simples, dénommés SEB, produit en parallèle par les 8 secteurs ELS du plan détecteur) combinées

aux données correspondantes d'orbitographie (position du satellite et attitude au cours du temps, ici simulées par le CNES, et qui parviendront toutes les secondes à l'UGTS depuis le calculateur de bord chinois du satellite). À partir de ces données, le logiciel extrait ensuite la liste des sources connues présentes dans le champ de vue à partir du catalogue, construit périodiquement les shadowgrammes et les informations sur la position de la Terre dans le champ de vue, et effectue les traitements d'imagerie que j'ai présenté dans le chapitre 5, en réponses aux problèmes présentés dans le chapitre 4.

Ces simulations serviront, avant le lancement, aux pré-réglages des paramètres scientifiques du logiciel, en ajoutant au bruit de fond des événements simulés issus de la bibliothèque de sursauts gamma détectés par des instruments précédents (maintenue à l'IAP). Elles serviront également à préparer la phase de mise à poste du satellite (*commissioning phase*), durant laquelle les paramètres seront ajustées en utilisant les premières données acquises en vol (les données brutes *RawData* qui pourront être remises au format des événements de sortie du plan détecteur), pour tenir compte des conditions effectives de bruit de fond qui seront constatés en vol, et qu'aucune simulation ne peut réellement prédire de façon exacte.

Ensuite lors de la phase de routine des opérations en vol, toutes les données acquises par ECLAIRs seront téléchargées au sol, et pourront être rejouées à travers les logiciels de *trigger* (sur une ferme de calcul Linux pour un traitement rapide où une orbite peut être traitée en quelques minutes, ou ponctuellement sur un modèle hardware de l'UGTS pour vérification, mais au rythme du temps réel : 90 minutes seront nécessaires pour rejouer une orbite). Cela permettra de rejouer les mêmes données acquises en vol, en modifiant les paramètres afin de trouver un réglage optimal en fonction des données de vol.

A

Posters

A.1 42nd COSPAR Scientific Assembly (Pasadena, 2018)

Detection of ultra-long gamma-ray bursts with the ECLAIRs telescope aboard the SVOM mission



DAGONEAU, NICOLAS¹ (nicolas.dagoneau@cea.fr) - SCHANNE, STÉPHANE¹ - GROS, ALEKSANDRA¹ - CORDIER, BERTRAND¹
 1. French Alternative Energies and Atomic Energy Commission (CEA), Saclay, France

MT-252 E1.17-0046-18

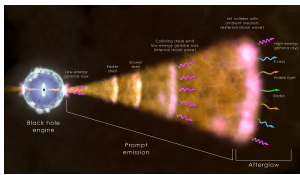
GAMMA-RAY BURSTS

Burst: fast and transient increase in the flux of a celestial body.

Gamma-ray burst:

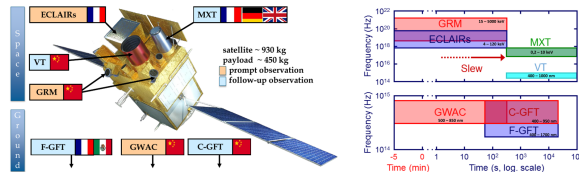
1. birth of a stellar black hole:
 - coalescence of compact objects (neutron stars): **short burst** (<2s) accompanied by the emission of gravitational waves
 - collapse of massive stars: **long burst** (> 2s)
2. emission of ultra-relativistic jets:
 - internal shocks: prompt γ emission
 - external shocks with ISM: afterglow (X \rightsquigarrow radio)

\rightsquigarrow fireball model (illustration: NASA)



THE SVOM MISSION

SVOM (Space-based multi band astronomical Variable Objects Monitor) is a Chinese-French space mission dedicated to the study of Gamma-Ray Bursts (GRBs) in the next decade [1].

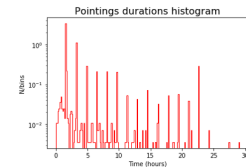


Goal: build a homogeneous sample of GRBs with a good **timing** and **spectral** coverage and **redshift** measurement, including X-ray rich, high-redshift, off-axis jet GRBs.

ECLAIRs CODED MASK TELESCOPE

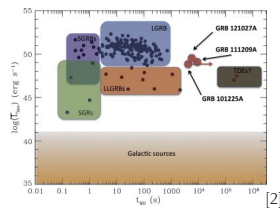
- Energy-band: 4-120keV
- Field of view: 2sr
- Coded mask: Ti-Ta-Ti
- On axis sensitivity in 1s: 780mCrab
- Localization error: < 12arcmin
- Detection: \sim 70GRB/year

ECLAIRs allows **long stable pointings** in same portions of sky, up to 1 day. Below: histogram of pointing durations over one year simulation.



ULTRA-LONG GAMMA-RAY BURSTS

Some bursts have **ultra-long durations** (>1000s) and could represent a **new class** of bursts [2] [3].



Origins: require a **central engine powered during an ultra-long time** (core collapse of a blue supergiant, magnetar birth, white dwarf TDE [4], [5], [6]), BH of mass < 10⁹M_⊙ at z > 6 [7].

Characteristics: long emission after the burst, fast variations in X-ray plateau (flares or dips).

MORE ABOUT SVOM

E1.17-0036-18 Wed., July 18, 2018, 10:15-10:30
 E1.17-0037-18 Wed., July 18, 2018, 10:30-10:45
 E1.15-0015-18 Thurs., July 19, 2018, 11:30-12:00
www.svom.fr/en - twitter.com/svom_mission

REFERENCES

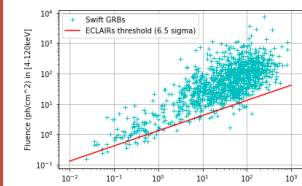
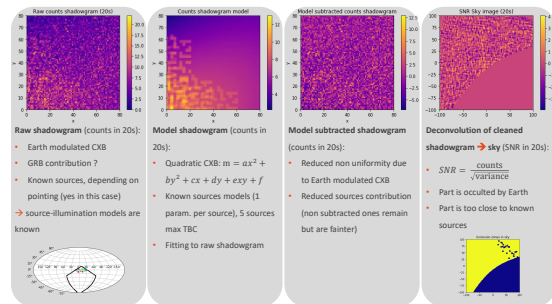
[1] J. Wei, et al., 2016. [5] Jochen Greiner, et al. 2015.
 [2] A. J. Levan, et al. 2013. [6] Kunihito Ioka, et al. 2016.
 [3] M. Boër, et al. 2015. [7] Tatsuya Matsumoto, et al. 2015.
 [4] B. Gendre, et al. 2013. [8] V. Heussaff, PhD Thesis, 2015.

LONG TIME IMAGING / ULTRA-LONG GRBs SIMULATIONS

Long time imaging requires good background cleaning:

- CXB: Cosmic X-ray background
- X sources in 4-120keV
- Earth in field of view > 30% of time

Opposite: onboard image cleaning process



Simulation of ultra-long GRBs from:

- Ultra-long GRBs database from *Swift*/BAT tables (~ 20 events): spectral analysis on BAT band only during a short time, BAT lightcurve is not always > 1000s
- Long GRBs from [8] moved at different redshift (complete spectral analysis with *Fermi* and *Wind*/Konus)

Above: T90-fluence plan with ECLAIRs detection limit and *Swift* GRBs. Ultra-long GRBs to be placed in this plot. ECLAIRs could also detect other ultra-long events: TDE, SN shock breakout.

\rightsquigarrow Work in progress: simulations will allow to evaluate precisely the sensitivity of ECLAIRs to the ultra-long bursts and to decide if it is relevant to set up a particular strategy for their automatic detection onboard...

ECLAIRs program is a cooperation between CNES, CEA and CNRS, with CNES acting as prime contractor. This work is supported by the CEA and by the 'IDI 2017' project of the French 'Investissements d'Avenir' program, financed by IDEX Paris-Saclay, ANR-11-IDEX-0003-02.

A.2 2019 Nanjing GRB Conference

Imaging the hard X-ray sky with the ECLAIRs telescope onboard the SVOM mission

2019 Nanjing GRB Conference

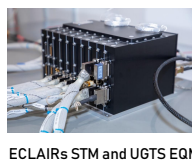
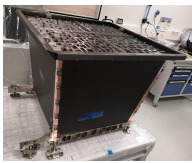


Dagoneau, Nicolas¹ (nicolas.dagoneau@cea.fr) - Schanne, St phane¹ - Gros, Aleksandra¹

1. French Alternative Energies and Atomic Energy Commission (CEA/AIM), Saclay, France

ECLAIRs Coded Mask Telescope

The ECLAIRs telescope is the coded-mask hard X-ray telescope (4-150 keV, 80x80 pixels, 1024 cm²) onboard SVOM.

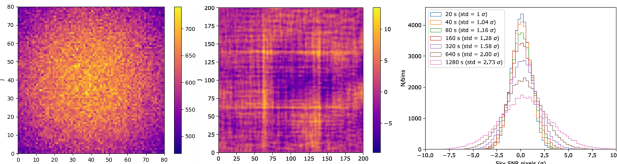


ECLAIRs STM and UGTS EQM

The UGTS (Unit for detector management, Triggering and Scientific processing) carries and runs triggers algorithms (count rate & image) for data processing and GRB detection (see S. Schanne's poster: "SVOM/ECLAIRs GRB Trigger").

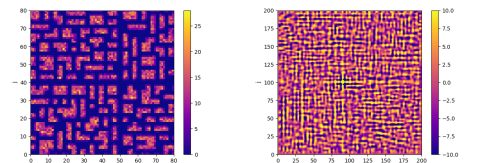
Background inside ECLAIRs: CXB and sources

ECLAIRs is sensitive to various sources of background (*S. Mate, in prep.*). Main is Cosmic X-ray Background (CXB, *Moretti et al., 2009*) producing quadratic shape on the detector (continuously modulated by the Earth, in Fov 66% of time). Uncleaned CXB leads to artifacts after deconvolution, growing with exposure time.



Detector image (1000s), sky SNR image (64 x 20s stacked) and sky pixels SNR distribution. Internal noise of 0.003 cnt/cm²/s/keV and CXB: 8.74 ph/cm²/s/sr. Expected SNR distribution for a clean sky is N(0,1).

ECLAIRs is also sensitive to X-ray sources. Brightest ones lead to coding noise (ghosts) in sky images → cannot just mask source peaks in the sky but need to clean them in the shadowgram.

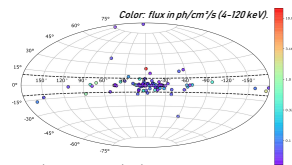


Detector image with a bright source in Fov (100ph/cm² ~ Sco X-1 for 5 s).

Sky SNR image: many points (ghosts) reaches SNR > Threshold (6.5 sigma). SNR at the source position = 170 sigma.

Known source cleaning requires a catalog built from RXTE/ASM, Swift/BAT and MAXI/GSC monitors (~ 100 sources will be seen by ECLAIRs in 20 min, in 4-120 keV, sensitivity in 1 s: 1.4 ph/cm²/s if on axis for Crab-like sources).

Map (galactic coordinates) of the brightest sources (4-120 keV). Bright source contributions will be subtracted from the shadowgram (fit). Faint source positions will be masked in sky images (too faint to produce coding noise, low significance, even in 20 min).



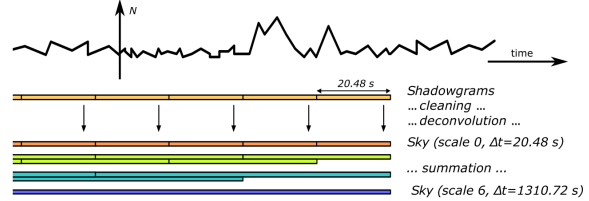
Dashed line: pointing law boundary (avoid galactic plane and Sco X-1). As Fov is wide (2 sr), galactic plane or Sco X-1 may enter Fov after a few or during general program/target of opportunity observations.

ECLAIRs program is a cooperation between CNES, CEA and CNRS, with CNES acting as prime contractor. This work is supported by the CEA and by the "IDI 2017" project of the French "Investissements d'Avenir" program, financed by IDEX Paris-Saclay, ANR-11-IDEX-0003-02.

The Image Trigger

Cycle process runs every 20.48s, on 4 energy strips:

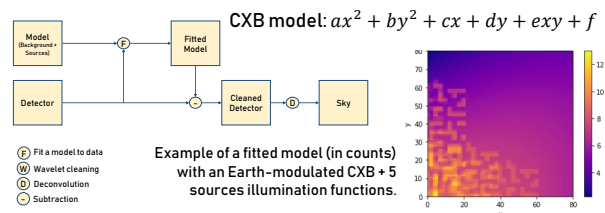
1. Shadowgram: image of detector plane from photons in memory from last 20.48 s
2. Cleaning of the shadowgram
3. Deconvolution of the shadowgram → sky image (in counts and variance)
4. Summation of sky images (counts and variance) up to 20min
5. For each scale: $SNR_{image} = \frac{Counts}{\sqrt{Variance}}$
6. For each scale, excesses are searched for in SNR image away from known sources and Earth
7. GRB alert if $SNR_{image} > Thresh_{img}$



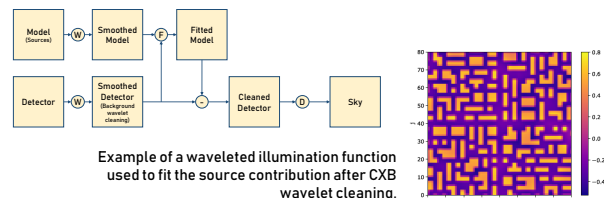
Cleaning methods

CXB and known sources need to be cleaned from shadowgram before deconvolution → 2 methods:

- Fit of the CXB model + sources illumination function in the same time



- Wavelet cleaning of the CXB then fit of the sources illumination function. Wavelets: "à trou algorithm" (*Starck et al., 2007*) used to remove CXB (large scale) contribution.



Wavelets computation: $D_{cnt}^{cleaned} = D_{cnt}^{raw} - C_s$ where C_s is a shadowgram smoothed with a filter h of length $2l + 1$, ($l \geq 1$).

$$C_s(i, j) = \sum_{m=-l}^l \sum_{n=-l}^l h(m) \cdot h(n) \cdot C_{s-1}(i + 2^{s-1}m, j + 2^{s-1}n)$$

Both methods give the same cleaning level (reaching $\sigma \sim 1$ in SNR pixels distribution) but wavelets are faster (still need to be benchmarked on board processor) and do not need assumptions on background shape. Both methods will be implemented onboard.



Publications

- **N. Dagoneau**, S. Schanne, J. Rodriguez, J.-L. Atteia, B. Cordier, Onboard catalogue of known X-ray sources for SVOM/ECLAIRs, *Astronomy & Astrophysics*, 2020, <https://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/202038995>.
- **N. Dagoneau**, S. Schanne, J.-L. Atteia, D. Götz, B. Cordier, Ultra-Long Gamma-Ray Bursts detection with SVOM/ECLAIRs, *Experimental Astronomy*, 2020, <https://dx.doi.org/10.1007/s10686-020-09665-w>.
- **N. Dagoneau**, S. Schanne, A. Gros, B. Cordier, Detection capability of Ultra-Long Gamma-Ray Bursts with the ECLAIRs telescope aboard the SVOM mission, *Comptes-rendus des Journées SF2A 2018*, <https://arxiv.org/abs/1810.12052>.

Bibliographie

- Abbott B.P., et al. Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger : GW170817 and GRB 170817A. *ApJ*, 848(2), 2017. <http://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/aa920c>.
- Abdalla H., et al. A very-high-energy component deep in the gamma-ray burst afterglow. *Nature*, 575(7783), 2019. <http://dx.doi.org/10.1038/s41586-019-1743-9>.
- Antier-Farfar S. *La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM*. PhD Thesis, Université Paris-Saclay, 2016. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01456239/document>.
- Band D., et al. BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity. *ApJ*, 413, 1993. <http://dx.doi.org/10.1086/172995>.
- Barthelmy S.D., et al. The burst alert telescope (BAT) on the Swit midex mission. *Space Sci. Rev.*, 120(3), 2005. <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-005-5096-3>.
- Baumgartner W.H., et al. The 70 month Swift-BAT all-sky hard x-ray survey. *ApJS*, 207(2), 2013. <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/207/2/19>.
- Becker G.D., Rauch M., et Sargent W.L.W. The evolution of optical depth in the Ly α forest : Evidence against reionization at $z\sim 6$. *ApJ*, 662(1), 2007. <http://dx.doi.org/10.1086/517866>.
- Bekhti N.B., et al. HI4PI : A full-sky H I survey based on EBHIS and GASS. *A&A*, 594, 2016. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201629178>.
- Berger E. Short-duration gamma-ray bursts. *ARA&A*, 52, 2014. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-astro-081913-035926>.
- Bernardini M.G., et al. How to switch a gamma-ray burst on and off through a magnetar. *ApJ*, 775(1), 2013. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/775/1/67>.

- Boër M., Gendre B., et Stratta G. Are ultra-long gamma-ray bursts different? *ApJ*, 800(1), 2015. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/800/1/16>.
- Bonnell J.T. et Klebesadel R.W. A brief history of the discovery of cosmic gamma-ray bursts. *AIP Conf. Proc.*, 384(1), 1996. <http://dx.doi.org/10.1063/1.51630>.
- Bonnet-Bidaud J.M. *4000 ans d'astronomie chinoise : les officiers célestes*. Bibliothèque scientifique. Belin, Paris, 2017. ISBN 978-2-7011-3652-3.
- Briggs M.S., et al. Observations of GRB 990123 by the Compton Gamma Ray Observatory. *ApJ*, 524, 1999. <http://dx.doi.org/10.1086/307808>.
- Burrows D.N., et al. The Swift X-ray telescope : Status and performance. Dans *UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XV*, tome 6686. International Society for Optics and Photonics, 2007. <http://dx.doi.org/10.1117/12.735130>.
- Campana S., et al. The association of GRB 060218 with a supernova and the evolution of the shock wave. *Nat*, 442(7106), 2006. <http://dx.doi.org/10.1038/nature04892>.
- Caroli E., Stephen J.B., Di Cocco G., Natalucci L., et Spizzichino A. Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy. *Space Sci. Rev.*, 45(3), 1987. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00171998>.
- Cavallo G. et Rees M.J. A qualitative study of cosmic fireballs and gamma-ray bursts. *MNRAS*, 183, 1978. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/183.3.359>.
- Cenko S.B., et al. Swift J2058.4+0516 : Discovery of a possible second relativistic tidal disruption flare? *ApJ*, 753(1), 2012. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/753/1/77>.
- Clark G.W. Balloon observation of the X-ray spectrum of the Crab nebula above 15 keV. *Phys. Rev. Lett.*, 14(4), 1965. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.14.91>.
- Cline T.L., Desai U.D., Klebesadel R.W., et Strong I.B. Energy spectra of cosmic gamma-ray bursts. *ApJ*, 185, 1973. <http://dx.doi.org/10.1086/181309>.
- Cobb B.E., et al. Discovery of SN2009nz associated with GRB091127. *ApJ*, 718(2), 2010. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/718/2/L150>.
- Costa E., et al. Discovery of an X-ray afterglow associated with the gamma-ray burst of 28 February 1997. *Nat*, 387(6635), 1997a. <http://dx.doi.org/10.1038/42885>.
- Costa E., et al. GRB 970228. *IAU Circ.*, 6572, 1997b. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997IAUC.6572....1C>.

- Cucchiara A., et al. Happy birthday Swift : Ultra-long GRB141121A and its broadband afterglow. *ApJ*, 812(2), 2015. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/812/2/122>.
- Dagoneau N., Schanne S., Atteia J.L., Götz D., et Cordier B. Ultra-long gamma-ray bursts detection with SVOM/ECLAIRS. *Exp Astron*, 50(1), 2020. <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-020-09665-w>.
- Dagoneau N., Schanne S., Gros A., et Cordier B. Detection capability of Ultra-Long Gamma-Ray Bursts with the ECLAIRS telescope aboard the SVOM mission. 2018. <http://arxiv.org/abs/1810.12052>.
- dal Fiume D., et al. The broad-band (0.1-200 keV) spectrum of Her X-1 observed with BeppoSAX. *A&A*, 329, 1998. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998A%26A...329L..41D>.
- de Souza R.S., Yoshida N., et Ioka K. Populations III.1 and III.2 gamma-ray bursts : Constraints on the event rate for future radio and X-ray surveys. *A&A*, 533, 2011. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201117242>.
- Dicke R.H. Scatter-hole cameras for X-rays and gamma rays. *ApJL*, 153, 1968. <http://dx.doi.org/10.1086/180230>.
- Dutilleux P. An implementation of the “algorithme à trous” to compute the wavelet transform. Dans *Wavelets, Inverse Problems and Theoretical Imaging*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1989. ISBN 978-3-642-97177-8. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-97177-8_29.
- Einstein A. Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 688-696., 1916. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1916SPAW.....688E>.
- Einstein A. über Gravitationswellen. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 154-167., 1918. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1918SPAW.....154E>.
- Evans D., et al. Gamma-ray burst 79-03-05. *IAU Circ.*, 3356, 1979. <http://www.cbat.eps.harvard.edu/iauc/03300/03356.html>.
- Evans P.A., et al. GRB130925A : An ultralong gamma ray burst with a dust-echo afterglow, and implications for the origin of the ultralong GRBs. *MNRAS*, 444(1), 2014. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stu1459>.
- Fenimore E.E., et al. The trigger algorithm for the burst alert telescope on Swift. *AIP Conf. Proc.*, 662(1), 2003. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1579409>.

- Frederiks D., et al. GRB observations with Konus-WIND experiment. 2019. <http://arxiv.org/abs/1907.00402>.
- Fryer C.L. et Mészáros P. Neutrino-driven Explosions in Gamma-Ray Bursts and Hypernovae. *ApJ*, 588(1), 2003. <http://dx.doi.org/10.1086/375412>.
- Gaia Collaboration. VizieR Online Data Catalog : Gaia DR2 (Gaia Collaboration, 2018). *VizieR Online Data Catalog*, 1345, 2018. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2018yCat.1345....0G>.
- Galama T.J., et al. An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998. *Nat*, 395, 1998. <http://dx.doi.org/10.1038/27150>.
- Gendre B., et al. The ultra-long gamma-ray burst 111209A : The collapse of a blue supergiant? *ApJ*, 766(1), 2013. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/766/1/30>.
- Gendre B., et al. Can we quickly flag ultra-long gamma-ray bursts? *MNRAS*, 486(2), 2019. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stz1036>.
- Giacconi R., Gursky H., Paolini F.R., et Rossi B.B. Evidence for X-rays from sources outside the solar system. *Phys. Rev. Lett.*, 9(11), 1962. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.439>.
- Godet O., et al. The x-/gamma-ray camera ECLAIRs for the gamma-ray burst mission SVOM. Dans *SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation*. Montréal, Quebec, Canada, 2014. <http://dx.doi.org/10.1117/12.2055507>.
- Goldwurm A. Expected Sco X-1 count rate in ECLAIRs. Rapport technique, 2016.
- Goldwurm A., et al. The Integral/IBIS scientific data analysis. *A&A*, 411(1), 2003. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20031395>.
- Goodman J. Are gamma-ray bursts optically thick? *ApJL*, 308, 1986. <http://dx.doi.org/10.1086/184741>.
- Gould R.J. Origin of cosmic X-rays. *Am. J. Phys.*, 35(5), 1967. <http://dx.doi.org/10.1119/1.1974105>.
- Gould R.J. et Burbidge G.R. X-rays from the galactic center, external galaxies, and the intergalactic medium. *ApJ*, 138, 1963. <http://dx.doi.org/10.1086/147698>.
- Greiner J., et al. A very luminous magnetar-powered supernova associated with an ultra-long γ -ray burst. *Nat*, 523(7559), 2015. <http://dx.doi.org/10.1038/nature14579>.
- Groot P.J., et al. GRB 970228. *IAU Circ.*, 6588, 1997. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997IAUC.6588....1G>.

-
- Gruber D.E., Matteson J.L., Peterson L.E., et Jung G.V. The spectrum of diffuse cosmic hard X-rays measured with HEAO. *ApJ*, 520(1), 1999. <http://dx.doi.org/10.1086/307450>.
- Heussaff V., Atteia J.L., et Zolnierowski Y. The Epeak – Eiso relation revisited with Fermi GRBs - Resolving a long-standing debate? *A&A*, 557, 2013. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201321528>.
- Holland S.T., et al. GRB090417B and its host galaxy : A step toward an understanding of optically dark gamma-ray bursts. *ApJ*, 717(1), 2010. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/717/1/223>.
- Holschneider M., Kronland-Martinet R., Morlet J., et Tchamitchian P. A real-time algorithm for signal analysis with the help of the wavelet transform. Dans *Wavelets, Inverse Problems and Theoretical Imaging*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1990. ISBN 978-3-642-75988-8. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-75988-8_28.
- Homan J., et al. A sudden dimming of GRS 1915+105 in X-rays. *The Astronomer's Telegram*, 2742, 2019. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2019ATel112742...1H>.
- Hopkins A.M. et Beacom J.F. On the normalization of the cosmic star formation history. *ApJ*, 651(1), 2006. <http://dx.doi.org/10.1086/506610>.
- Hueter G.J. et Lingenfelter R.E. A fireball model for the March 25, 1978 gamma ray burst. *AIP Conf. Proc.*, 101(1), 1983. <http://dx.doi.org/10.1063/1.34134>.
- Hynes R.I. Multiwavelength observations of accretion in low-mass X-ray binary systems. 2010. <http://arxiv.org/abs/1010.5770>.
- Jaubert J., Morand V., et Jouret M. Realistic mission scenarios for satellite power analysis. Rapport technique, 2017.
- Kennea J.A., Lien A.Y., Krimm H.A., Cenko S.B., et Siegel M.H. Swift J0243.6+6124 : Swift discovery of an accreting NS transient. *The Astronomer's Telegram*, 0809, 2017. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017ATel10809...1K>.
- Kinugawa T., Harikane Y., et Asano K. Long gamma-ray burst rate at very high redshift. *ApJ*, 878(2), 2019. <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab2188>.
- Klebesadel R.W., Strong I.B., et Olson R.A. Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin. *ApJ*, 182, 1973. <http://dx.doi.org/10.1086/181225>.
- Kouveliotou C., et al. Identification of two classes of gamma-ray bursts. *ApJL*, 413, 1993. <http://dx.doi.org/10.1086/186969>.

- Krimm H.A., et al. The Swift/BAT hard x-ray transient monitor. *ApJS*, 209(1), 2013. <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/209/1/14>.
- Krivosos R., et al. Integral/IBIS 7-year all-sky hard X-ray survey : I. Image reconstruction. *A&A*, 519, 2010. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200913814>.
- Kulkarni S.R., et al. Discovery of a radio flare from GRB 990123. *ApJ*, 522(2), 1999. <http://dx.doi.org/10.1086/312227>.
- Kumar P. et Zhang B. The physics of gamma-ray bursts & relativistic jets. *Phys. Rep.*, 561, 2015. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2014.09.008>.
- Lamb D.Q. The distance scale to gamma-ray bursts. *PASP*, 107, 1995. <http://dx.doi.org/10.1086/133673>.
- Levan A. Swift discoveries of new populations of extremely long duration high energy transient. *JHEAp*, 7, 2015. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jheap.2015.05.004>.
- Levan A.J., et al. An extremely luminous panchromatic outburst from the nucleus of a distant galaxy. *Sci*, 333(6039), 2011. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1207143>.
- Levan A.J., et al. A new population of ultra-long duration gamma-ray bursts. *ApJ*, 781(1), 2013. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/781/1/13>.
- Li L.X. Star formation history up to $z = 7.4$: Implications for gamma-ray bursts and cosmic metallicity evolution. *MNRAS*, 388(4), 2008. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13488.x>.
- Lien A., et al. The third Swift burst alert telescope gamma-ray burst catalog. *ApJ*, 829(1), 2016. <http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/829/1/7>.
- LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys. Rev. Lett.*, 116(6), 2016. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102>.
- LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, et al. GW170817 : Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, 119(16), 2017. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.161101>.
- Mallat S.G. Multiresolution approximations and wavelet orthonormal bases of $L^2(\mathbb{R})$. *Trans. Am. Math. Soc.*, 315(1), 1989. <http://dx.doi.org/10.2307/2001373>.
- Mallat S.G. *A Wavelet Tour of Signal Processing : The Sparse Way*. Elsevier/Academic Press, Amsterdam ; Boston, 3rd ed édition, 2009. ISBN 978-0-12-374370-1.

- Markwardt C.B., et al. The Swift BAT software guide. Rapport technique, 2007. <https://swift.gsfc.nasa.gov/analysis/>.
- Mate S., et al. Simulations of the SVOM/ECLAIRs dynamic background : A fast, accurate and general approach for wide-field hard X-ray instruments. *Exp Astron*, 48(2), 2019. <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-019-09643-x>.
- Matsuoka M., et al. The MAXI mission on the ISS : Science and instruments for monitoring all-sky X-ray images. *PASJ*, 61(5), 2009. <http://dx.doi.org/10.1093/pasj/61.5.999>.
- Mazets E.P., Golenetskii S.V., Gurian I.A., et Ilinskii V.N. The 5 March 1979 event and the distinct class of short gamma bursts Are they of the same origin. *Ap&SS*, 84, 1982. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00713635>.
- Mazets E.P., Golenetskii S.V., et Il'Inskii V.N. Flare of cosmic gamma radiation as observed with Cosmos-461 satellite. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 19, 1974. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1974JETPL..19...77M>.
- Mereghetti S., Götz D., Borkowski J., Walter R., et Pedersen H. The INTEGRAL burst alert system. *A&A*, 411(1), 2003. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20031289>.
- Meszáros P. et Rees M.J. High-entropy fireballs and jets in gamma-ray burst sources. *MNRAS*, 257, 1992. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/257.1.29P>.
- Metzger M.R., et al. Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the γ -ray burst of 8 May 1997. *Nat*, 387(6636), 1997. <http://dx.doi.org/10.1038/43132>.
- Moretti A., et al. A new measurement of the cosmic X-ray background. *A&A*, 493(2), 2009. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200811197>.
- Nakauchi D., Suwa Y., Sakamoto T., Kashiyama K., et Nakamura T. Long-duration x-ray flash and x-ray-rich gamma-ray bursts from low-mass population III stars. *ApJ*, 759(2), 2012. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/759/2/128>.
- Narayan R., Paczynski B., et Piran T. Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars. *ApJL*, 395, 1992. <http://dx.doi.org/10.1086/186493>.
- Nava L., et al. A complete sample of bright Swift long gamma-ray bursts : Testing the spectral-energy correlations. *MNRAS*, 421(2), 2012. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20394.x>.

- Negoro H., et al. MAXI/GSC observes GRS 1915+105 in the X-ray faintest state in the last 22 years. *The Astronomer's Telegram*, 1828, 2018. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2018ATel11828....1N>.
- Nemiroff R.J. A century of gamma ray burst models. 1994. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9402012>.
- Oh K., et al. The 105-month Swift-BAT all-sky hard x-ray survey. *ApJS*, 235(1), 2018. <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/aaa7fd>.
- Olausen S.A. et Kaspi V.M. The McGill magnetar catalog. *ApJS*, 212(1), 2014. <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/212/1/6>.
- Paciesas W.S., et al. The Fermi GBM gamma-ray burst catalog : The first two years. *ApJS*, 199(1), 2012. <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/199/1/18>.
- Paczynski B. Gamma-ray bursters at cosmological distances. *ApJL*, 308, 1986. <http://dx.doi.org/10.1086/184740>.
- Paczynski B. How far away are gamma-ray bursters? *PASP*, 107, 1995. <http://dx.doi.org/10.1086/133674>.
- Palmer D.M., et al. The BAT-Swift science software. *AIP Conf. Proc.*, 727(1), 2004. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1810930>.
- Pesquet-Popescu B. et Pesquet J.C. Ondelettes et applications. *Tech. Ing. Trait. Signal Bases Théoriques*, 2001. <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/technologies-de-l-information-th9/traitement-du-signal-bases-theoriques-42295210/ondelettes-et-applications-te5215/>.
- Pierrard V., et al. The Energetic Particle Telescope : First results. *Space Sci. Rev.*, 184(1-4), 2014. <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-014-0097-8>.
- Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model. *Phys. Rep.*, 314(6), 1999. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(98\)00127-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(98)00127-6).
- Piro L., et al. A hot cocoon in the ultralong GRB130925A : Hints of a popIII-like progenitor in a low-density wind environment. *ApJL*, 790(2), 2014. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/790/2/L15>.
- Racusin J.L. et Burrows D.N. GRB080319B : A naked-eye stellar blast from the distant universe. *AIP Conf. Proc.*, 1065(1), 2008. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3027921>.
- Rees M.J. Concluding Remarks. *PASP*, 107, 1995. <http://dx.doi.org/10.1086/133675>.

- Remillard R.A. et McClintock J.E. X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. *ARA&A*, 44(1), 2006. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092532>.
- Revnivtsev M.G., Tsygankov S.S., Churazov E.M., et Krivonos R.A. Hard X-ray emission of Sco X-1. *MNRAS*, 445(2), 2014. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stu1831>.
- Rocchia R. et Ducros R. The spectrum of the X and gamma ray diffuse background. 12, 1975. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1975ICRC...12.4072R>.
- Sakamoto T., et al. Global characteristics of X-ray flashes and X-ray-rich gamma-ray bursts observed by HETE-2. *ApJ*, 629(1), 2005. <http://dx.doi.org/10.1086/431235>.
- Sakamoto T., et al. Global properties of X-ray flashes and X-ray-rich gamma-ray bursts observed by Swift. *ApJ*, 679(1), 2008. <http://dx.doi.org/10.1086/586884>.
- Sakamoto T., et al. The second Swift Burst Alert Telescope gamma-ray burst catalog. *ApJS*, 195(1), 2011. <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/195/1/2>.
- Schanne. UGTS application layer architecture. Rapport technique, 2005.
- Schanne S. Instruments d'alertes X/gamma pour les années 2020. Dans *TS202011 : Transient Sky 2020 National Workshop - 2nd Edition*. Montpellier, 2018. <https://ts202011.sciencesconf.org>.
- Schanne S., Gros A., et Lachaud C. On ECLAIRs mask pixel size. Rapport technique, 2016.
- Shensa M. The discrete wavelet transform : Wedding the a trous and Mallat algorithms. *IEEE Trans. Signal Process.*, 40(10), 1992. <http://dx.doi.org/10.1109/78.157290>.
- Shidatsu M., et al. X-ray and optical monitoring of state transitions in MAXI J1820+070. *ApJ*, 874(2), 2019. <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab09ff>.
- Sizun P. Synthesis of ECLAIRs Geant4 simulations. Rapport technique, 2011.
- Skinner G.K. Sensitivity of coded mask telescopes. *Appl. Opt., AO*, 47(15), 2008. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.47.002739>.
- Sokolowski M., et al. Prompt optical observations of GRBs with “Pi of the Sky” system. *AIP Conference Proceedings*, 1133(1), 2009. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3155907>.
- Stanek K.Z., et al. Spectroscopic discovery of the supernova 2003dh associated with GRB 030329. *ApJ*, 591(1), 2003. <http://dx.doi.org/10.1086/376976>.
- Starck J.L., Fadili J., et Murtagh F. The undecimated wavelet decomposition and its reconstruction. *IEEE Trans. Image Process.*, 16(2), 2007. <http://dx.doi.org/10.1109/TIP.2006.887733>.

- Starck J.L. et Murtagh F. *Astronomical Image and Data Analysis*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002. ISBN 978-3-662-04906-8. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-04906-8>.
- Starling R.L.C., et al. Discovery of the nearby long, soft GRB 100316D with an associated supernova : Discovery of GRB 100316D. *MNRAS*, 411(4), 2011. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17879.x>.
- Strang G. Wavelets and dilation equations : A brief introduction. *SIAM Rev.*, 31(4), 1989. <http://dx.doi.org/10.1137/1031128>.
- Svinkin D., et al. Konus-Wind observations of ultra-long GRBs. 2019. <http://www.ioffe.ru/LEA/grb2019>.
- Titarchuk L., Seifina E., et Shrader C. X-ray spectral and timing behavior of Scorpius X-1. Spectral hardening during the flaring branch. *ApJ*, 789(2), 2014. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/789/2/98>.
- Toor A. et Seward F.D. The Crab Nebula as a calibration source for X-ray astronomy. *AJ*, 79, 1974. <http://dx.doi.org/10.1086/111643>.
- Tornatore L., Ferrara A., et Schneider R. Population III stars : Hidden or disappeared? *MNRAS*, 382(3), 2007. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12215.x>.
- Tsvetkova A., et al. The Konus-WIND catalog of gamma-ray bursts with known redshifts. i. bursts detected in the triggered mode. *ApJ*, 850(2), 2017. <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa96af>.
- Usui R., et al. MAXI/GSC detection of a new X-ray transient MAXI J1910-057/Swift J1910.2-0546. *The Astronomer's Telegram*, 4140, 2012. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ATel.4140....1U>.
- van der Horst A.J., et al. Detailed afterglow modelling and host galaxy properties of the dark GRB 111215A. *MNRAS*, 446(4), 2014. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stu2407>.
- van der Klis M. The Z/atoll classification. 296, 1989. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1989ESASP.296..203V>.
- van Paradijs J., et al. Transient optical emission from the error box of the gamma-ray burst of 28 February 1997. *Nat*, 386(6626), 1997. <http://dx.doi.org/10.1038/386686a0>.
- Virgili F.J., et al. GRB091024A and the nature of ultra-long gamma-ray bursts. *ApJ*, 778(1), 2013. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/778/1/54>.

- Wang J., Dagoneau N., Wei J.Y., Schanne S., et Han X.H. LIGO/Virgo S200316bj : No counterpart candidate in SVOM/GWAC observations. *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 27406*, 7406, 2020. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2020GCN.27406....1W>.
- Waxman E., Mészáros P., et Campana S. GRB 060218 : A Relativistic Supernova Shock Breakout. *ApJ*, 667(1), 2007. <http://dx.doi.org/10.1086/520715>.
- Wei J., et al. The deep and transient Universe in the SVOM era : New challenges and opportunities - scientific prospects of the SVOM mission. 2016. <https://arxiv.org/abs/1610.06892>.
- Weisskopf M.C., et al. On calibrations using the crab nebula and models of the nebular x-ray emission. *ApJ*, 713(2), 2010. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/713/2/912>.
- Wenger M., et al. The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects. *A&AS*, 143, 2000. <http://dx.doi.org/10.1051/aas:2000332>.
- Willingale R. et Mészáros P. Gamma-ray bursts and fast transients. *Space Sci. Rev.*, 207(1), 2017. <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-017-0366-4>.
- Wosley S.E. Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes. *ApJ*, 405, 1993. <http://dx.doi.org/10.1086/172359>.
- Zhang B., et al. Physical processes shaping gamma-ray burst X-ray afterglow light curves : Theoretical implications from the swift X-ray telescope observations. *ApJ*, 642(1), 2006. <http://dx.doi.org/10.1086/500723>.
- Zhang B.B., Zhang B., Murase K., Connaughton V., et Briggs M.S. How long does a burst burst ? *ApJ*, 787(1), 2014. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/787/1/66>.
- Zhao D., et al. Influence of the Earth on the background and the sensitivity of the GRM and ECLAIRs instruments aboard the Chinese-French mission SVOM. *Exp Astron*, 34(3), 2012. <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-012-9313-2>.

Titre : Détection de sursauts gamma ultra-longes et traitement d'images embarqué pour le télescope spatial SVOM/ECLAIRS

Mots clés : astronomie gamma, sursaut gamma, ciel transitoire, instrumentation spatiale, logiciel embarqué, imagerie à masque codé

Résumé : Les sursauts gamma sont des phénomènes extragalactiques brefs, comptant parmi les plus énergétiques de l'Univers et résultant de la formation d'un trou noir stellaire. Ils sont caractérisés par une émission prompte de photons X et gamma, pouvant durer d'une fraction de seconde à quelques minutes, suivis d'une rémanence dans d'autres longueurs d'onde. La mission franco-chinoise SVOM qui est prévue d'entrer en opération après 2021 a pour objectif de détecter leur émission prompte et d'observer leur émission rémanente depuis l'espace et le sol. Le télescope à masque codé ECLAIRS embarqué à bord du satellite SVOM aura la charge de scruter le ciel à la recherche de l'émission prompte des sursauts gamma dans le domaine des rayons X durs et gamma mous, mais aussi d'observer d'autres sources connues rayonnant dans cette gamme d'énergie comme des binaires de rayons X hébergeant un trou noir ou une étoile à neutrons et une étoile compagnon. ECLAIRS est également sensible au bruit de fond cosmique de rayons X (CXB). J'ai étudié l'influence du CXB et des sources de rayons X connues sur les capacités de l'imagerie embarquée du télescope ECLAIRS. Le CXB et les sources connues dégradent la qualité des images produites par le logiciel embarqué, et donc réduisent les capacités de détection des sursauts gamma. Afin d'optimiser la détection de sources inconnues, j'ai étudié

deux méthodes de traitement d'image détecteur avant reconstruction des images du ciel : une méthode d'ajustement d'un modèle prédéfini et une méthode à base d'ondelettes. Les sources brillantes connues risquant de perturber la détection des sursauts gamma seront corrigées par l'une de ces méthodes tandis que les moins brillantes seront exclues de la zone du ciel pour la recherche de nouvelles sources. Dans ce dernier cas, il sera possible de détecter avec le logiciel embarqué des éruptions de sources de rayons X connues. La stratégie de traitement des sources connues ainsi que la gestion de la détection d'éruptions reposent sur un catalogue qui fera partie du logiciel embarqué d'ECLAIRS et que j'ai construit à partir des données collectées par les instruments Swift/BAT et MAXI/GSC. De plus, je me suis aussi penché sur les sursauts gamma d'ultra-longue durée, dont l'émission en rayons X peut atteindre plus de 1000 secondes. La détection de ces sursauts pourrait bénéficier de l'imagerie à longue exposition d'ECLAIRS atteignant 20 minutes. J'ai simulé les quelques événements détectés à ce jour par l'instrument Swift/BAT avec un prototype du logiciel de déclenchement d'ECLAIRS et montré que ECLAIRS pourrait détecter au moins autant de sursauts ultra-longes que Swift.

Title : Detection of ultra-long gamma-ray bursts and onboard image processing for the SVOM/ECLAIRS space telescope

Keywords : gamma-ray astronomy, gamma-ray burst, transient sky, space instrumentation, onboard software, coded mask imaging

Abstract : Gamma-ray bursts (GRBs) are brief extragalactic phenomena, among the most energetic in the Universe, resulting from the formation of a stellar-mass black hole. They are characterised by a prompt emission of X and gamma-ray photons, which can last from a fraction of a second to a few minutes, followed by an afterglow in other wavelengths. The French-Chinese SVOM mission, expected to begin operations after 2021, aims to detect their prompt emission and to observe their afterglow from space but also from the ground. The ECLAIRS coded mask telescope onboard the SVOM satellite will scan the sky in search of the prompt emission of GRBs in the hard X-ray and soft gamma-ray band, but also observe other known sources emitting in this energy range, such as X-ray binaries hosting a black hole or a neutron star and a companion star. The ECLAIRS telescope is also sensitive to the Cosmic X-ray Background (CXB). I studied the influence of the CXB and the known X-ray sources on the onboard imaging capabilities of ECLAIRS. The CXB and known sources downgrade the quality of the images produced by the onboard software, and thus reduce the detection capabilities of GRBs. In order to enhance the detection of unknown sources, I studied two methods to correct the

detector plane image prior to sky image reconstruction: a predefined model fitting method and a wavelet based method. Known bright sources that may disturb the detection of GRBs will be corrected by one of those methods, while the fainter ones will be excluded from the search region for new sources in the reconstructed sky. In the latter case, it will be possible to detect X-ray flares with the onboard software. The processing strategy for known sources and the management of flare detection are based on a catalogue which will be part of the ECLAIRS onboard software and which I have built from data collected by the Swift/BAT and MAXI/GSC instruments. In addition, I also studied ultra-long duration GRBs, whose X-ray emission can reach more than 1000 seconds. The detection of these bursts could benefit from long exposure imaging of ECLAIRS up to 20 minutes. I have simulated the few events detected so far by Swift/BAT with a prototype of the ECLAIRS triggering software and shown that ECLAIRS could detect at least as many ultra-long bursts as Swift.