HAL
open science

Etude et optimisation des performances de l'instrument MXT, télescope X à micro-canaux, embarqué à bord de la mission spatiale d'astronomie SVOM

Laura Gosset

To cite this version:

Laura Gosset. Etude et optimisation des performances de l'instrument MXT, télescope X à micro-canaux, embarqué à bord de la mission spatiale d'astronomie SVOM. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS002 . tel-02057521

HAL Id: tel-02057521

https://theses.hal.science/tel-02057521

Submitted on 5 Mar 2019

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.

NNT : 2019SACLS002

Etude et optimisation des performances de l'instrument MXT, télescope X à micro-canaux, embarqué à bord de la mission spatiale d'astronomie SVOM.

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud au sein du Département d'Astrophysique du CEA de Saclay

Ecole doctorale n°127 Astronomie et Astrophysique d'Ile de France (AAIF)
Spécialité de doctorat : Astronomie et Astrophysique

Thèse présentée et soutenue au CEA de Saclay, le 4 février 2019, par

LAURA GOSSET

Composition du Jury :

M. Alain ABERGEL Professeur des Universités, Institut d'Astrophysique Spatiale	Président
M. Peter VON BALLMOOS Professeur des Universités, Université Paul Sabatier	Rapporteur
M. Régis TERRIER Chargé de recherche, Astroparticule et Cosmologie	Rapporteur
Mme. Karine MERCIER Ingénieur, Centre National d'Etudes Spatiales	Examinateur
M. Jean-Luc ATTEIA Astronome, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	Examinateur
M. Nicolas LEROY Chargé de recherche, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire	Examinateur
M. Bertrand CORDIER Directeur de recherche, CEA de Saclay, Département d'Astrophysique	Directeur de thèse
M. Diego GOTZ Chargé de recherche, CEA de Saclay, Département d'Astrophysique	Co-directeur de thèse

Thèse de doctorat

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord au CNES ainsi qu'au CEA de Saclay pour avoir co-financé ma thèse et ainsi m'avoir permis de réaliser mes travaux pendant trois années. Je remercie également mes encadrants Diego Götz et Bertrand Cordier, ainsi que ma responsable CNES Karine Mercier, de m'avoir permis de participer à l'aventure SVOM / MXT. J'ai adoré effectuer mon travail de thèse en ayant, à de nombreuses reprises, l'occasion de le présenter aux différentes équipes SVOM mais également lors de conférences internationales, d'écoles d'été ou de journées CNES.

Je remercie vivement les membres du jury : Peter Von Ballmoos et Régis Terrier pour leur investissement en tant que rapporteurs, Karine Mercier, Jean-Luc Atteia et Nicolas Leroy d'avoir accepté d'être examinateur et Alain Abergel pour avoir présidé ma soutenance.

Un grand merci également à toutes les personnes du projet ainsi que du laboratoire que j'ai rencontrées et avec lesquelles j'ai eu l'occasion de travailler.

Je tiens ensuite particulièrement à remercier mes collègues et amis avec lesquels j'ai eu l'occasion de partager ces années au CEA. Un grand merci Aleksandra, Déborah, Geoffrey, François, Luc, Stéphane, Tatyana, Daniel, Salima, Aline, Francesco, Nicolas, Philippe, Olivier, Peggy, Cyril. Merci pour les journées animées et chaleureuses que vous m'avez apportées et pour tout le soutien et la bonne humeur dont vous avez fait preuve pendant les mois de rédaction de manuscrit qui m'ont permis de venir travailler chaque jour avec le sourire. Un merci spécial à Geoffrey pour ton aide précieuse, tes conseils et son investissement sur la fin de thèse. Merci également à tous ceux qui sont restés le vendredi soir pour les répétitions de soutenance. Les idées que nous avons échangées et vos conseils m'ont été précieux dans cette préparation.

Mes pensées vont ensuite à ma famille : mes parents, mes sœurs et ma grand-mère qui m'ont toujours encouragés dans mes choix d'études et de carrière me permettant ainsi de m'épanouir au cours de ce projet de thèse dans un sujet passionnant du domaine de l'astrophysique. Un merci tout particulier à mon mari (et à mes chats) qui, malgré les heures passées à travailler, n'ont pas désespéré de me voir rentrer à la maison le soir, m'attendant avec de la bonne humeur et un bon repas.

Merci également à tous pour votre aide pour la préparation du pot de soutenance qui a été magnifiquement réussi.

ÉCOLE DOCTORALE
Astronomie et Astrophysique d'île-de-France

Titre : Etude et optimisation des performances de l'instrument MXT, télescope X à micro-canaux, embarqué à bord de la mission spatiale SVOM.

Keywords : Sursauts gamma, Télescope, MXT, SVOM, Mission spatiale, Rayons X.

Résumé : SVOM est une mission spatiale franco-chinoise qui sera lancée à la fin de l'année 2021. Son objectif est d'étudier les sursauts gamma et autres sources transitoires du ciel X et gamma. Les sursauts gamma sont des explosions cosmiques brèves et très énergétiques permettant leurs détections à des distances extrêmes. Ils apparaissent de manière aléatoire sur tout le ciel et émettent de la radiation dans une large gamme de longueurs d'ondes, allant de l'émission en infrarouge jusqu'aux rayons gamma. SVOM, qui évoluera en orbite basse autour de la Terre, sera composé de quatre instruments, sensibles du domaine visible aux rayons gamma, et sera couplé à des télescopes situés sur Terre qui effectueront des observations complémentaires dans les longueurs d'ondes allant du visible à de l'infrarouge. Le travail que je présente dans cette thèse est basé sur l'étude des performances du télescope MXT, dont l'optique est inspirée du principe de fonctionnement des "yeux des langoustes". Elle sera mise en place pour la première fois dans le cadre de télescopes X, nécessitant donc de comprendre la réponse de cette optique. MXT est chargé d'observer, la contrepartie qui suit les sursauts gamma, dite émission rémanente, dans la gamme des rayons X entre 0,2 et 10 keV. Il joue un rôle clé dans la localisation précise de ces sources astrophysiques afin de transmettre, en temps réel, leurs positions aux télescopes situés au sol, qui observeront à leur tour, rapidement et précisément, le phénomène. Au cours de mon travail de thèse, j'ai mis en place un simulateur d'observation de MXT qui m'a permis d'estimer et d'étudier les performances attendues de l'instrument au cours de la mission. J'ai également développé des algorithmes de localisation qui seront implémentés à bord du satellite. Ceux-ci m'ont ensuite permis de tester les capacités de localisation de MXT à partir d'une base de données des rémanences de sursauts gamma et de montrer que 50% de ces rémanences seront localisées plus précisément que la minute d'arc. J'ai enfin appliqué une partie de mes modélisations numériques dans le cas de sources d'ondes gravitationnelles afin d'évaluer la détection des contreparties X d'étoiles à neutrons binaires.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

ÉCOLE DOCTORALE
Astronomie et Astrophysique d'île-de-France

Title : Study and optimization of the MXT instrument, microchannel X-ray telescope onboard the SVOM space mission.

Keywords : Gamma-ray bursts, Telescope, MXT, SVOM, Space mission, X-rays.

Abstract : SVOM is a Sino-French space mission to be launched at the end of 2021. Its objective is the study of gamma-ray bursts (GRBs) and other transient high energy sources. These GRBs are very powerful cosmic explosions that can be detected at extreme distances. They appear randomly on all the sky and emit radiation in a wide wavelength range, from the infrared emission to gamma rays. SVOM space mission will shed new light on the physical phenomena associated to GRBs by detecting and observing them in real time over a wide energy range. The satellite, which will be injected on a low Earth orbit, will carry four instruments sensitive from the visible to the gamma-ray domain. Ground based telescopes will complement the space borne ones and will allow for follow-up observations from the visible to the infrared band. The MXT instrument, whose optics are based on the 'lobster eyes' principle, will observe GRBs soft X-rays counterparts (afterglows) between 0.2 and 10 keV. This optics will be used for the first time for an X-ray telescope which means to characterize this optics. MXT will play a key role in the localization of these astrophysical sources that will be transmitted, in real time, to ground based instruments allowing for fast and precise observations. During my thesis, I developed an MXT observation simulator in order to predict the performances of the instrument during the mission. I also developed localization algorithms to be implemented on board the SVOM satellite and made use of the state of the art knowledge about X-ray afterglows in order to predict the localization capabilities of MXT. I finally applied my simulation tools in the case of gravitational wave sources and, in particular, to assess the capabilities of MXT to observe bright X-ray counterparts of binary neutron star mergers.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

Table des matières

I La mission SVOM et la physique des sursauts gamma 5

1 Les sursauts gamma : découverte historique, observationnelle, état des lieux actuel 7

1.1 La découverte des sursauts gamma . . . 8
1.1.1 Les satellites Vela . . . 8
1.2 Observation des sursauts gamma . . . 9
1.2.1 La mission spatiale CGRO et la caractérisation de l'émission prompte 9
1.2.1.1 Catégories de sursauts gamma . . . 11
1.2.1.2 Courbes de lumière . . . 13
1.2.2 Spectres des sursauts gamma . . . 13
1.2.3 La mission BeppoSAX et la découverte de l'émission rémanente . . 16
1.2.4 Le satellite Swift . . . 17
1.2.4.1 Courbes de lumière de rémanences observées par Swift . . 19
1.3 Origines et caractéristiques des sursauts gamma . . . 22
1.3.1 Formation des sursauts gamma . . . 22
1.3.2 Propriétés physiques des sursauts gamma . . . 22
1.3.2.1 Modèle des chocs internes / externes . . . 22

2 La mission spatiale SVOM 25

2.1 Objectifs scientifiques . . . 25
2.2 La mission spatiale SVOM . . . 26
2.3 Orbite de SVOM et stratégie de pointage . . . 26
2.4 Les instruments de la mission SVOM . . . 29
2.4.1 ECLAIRs . . . 29
2.4.2 GRM : Gamma-Ray Monitor . . . 30
2.4.3 VT : Visible Telescope . . . 31
2.4.4 Instruments au sol . . . 32
2.4.4.1 GWAC : Ground based Wide Angle Cameras . . . 32
2.4.4.2 C-GFT : Chinese Ground Follow-up Telescope . . . 33
2.4.4.3 F-GFT : French Ground Follow-up Telescope . . . 34
2.5 SVOM : segment sol . . . 34
2.6 Séquence d'alerte . . . 36
2.7 Programme d'observation . . . 37
2.8 Aspect multi-messager . . . 38

3 L'instrument MXT 41

3.1 Caméra de MXT . . . 41
3.2 Optique de l'instrument MXT . . . 44

3.2.1 Principe de l'optique en œil de langouste 44
3.2.2 Micropores 45
3.2.3 Configuration de l'optique 47
3.3 MXT : Fonction d'étalement de point 47
3.4 Limites de l'optique en œil de langouste 50
3.5 Comparaison entre XRT et MXT 52

II Évaluation des performances de l'instrument MXT 55

4 Simulateur numérique de l'instrument MXT 57
4.1 Présentation du simulateur 57
4.1.1 Description du simulateur 57
4.1.2 Modélisation de la PSF 58
4.1.3 Effet de vignettage 59
4.1.4 Conversion du flux de la source en nombre de coups détectés 59
4.1.5 Temps d'arrivée des photons 61
4.1.6 Bruit de fond attendu 63
4.2 Résultats 63
4.3 Effets étudiés grâce au simulateur 65
4.3.1 Empilement de photons 65
4.3.2 Partage de charges 66
4.4 Conclusion 67

5 Méthodes de localisation 71
5.1 Introduction 71
5.2 Algorithmes de localisation en absence de bruit de fond 74
5.2.1 Algorithmes "simples" 74
5.2.1.1 Barycentre 74
5.2.1.2 Maximum 75
5.2.2 Algorithmes basés sur la forme de la PSF 75
5.2.2.1 Ajustement gaussien en deux dimensions 75
5.2.2.2 Projections en une dimension et ajustement gaussien . . . 76
5.2.3 Algorithmes indépendants de la forme de la PSF 76
5.2.3.1 Maximum en deux dimensions couplé au barycentre (M2DB) 77
5.2.3.2 Maximum en une dimension couplé au barycentre (M1DB) 77
5.2.4 Résultats 79
5.3 Algorithmes de localisation en présence de bruit de fond 81
5.3.1 Traitement d'image préalable 81
5.3.1.1 Traitement par la corrélation 81
5.3.1.2 Traitement par lissage 84
5.3.2 Étude du couplage des traitements d'image avec les méthodes de localisation 86
5.3.2.1 Méthode du barycentre M1DB en fonction du traitement d'image 87
5.3.2.2 Méthode de l'ajustement gaussien *1D* en fonction du traitement d'image 89
5.3.2.3 Méthode de l'ajustement lorentzien en fonction du traitement d'image 91

5.3.2.4 Temps de calcul et impact sur le choix d'algorithme 92
5.4 Conclusions sur les différentes méthodes de localisation 92

6 Évaluation des performances des méthodes de localisation sur des bases de données réelles 97
6.1 Conversion des flux XRT (Swift) en flux MXT (SVOM) 98
6.1.1 Influence des paramètres physiques sur le rapport des coups XRT / MXT 98
6.1.2 Deux exemples de rémanences: GRB 090426 et GRB 110205 100
6.2 Application à la base de données de Swift/XRT 103
6.2.1 Critères de sélection: détection des sursauts gamma par ECLAIRs . 105
6.2.2 Détection et localisation des rémanences par MXT 107
6.3 Conclusions 112

7 Réorientation du satellite SVOM lors de l'observation d'un sursaut gamma 115
7.1 Réorientation du satellite 116
7.2 Détermination de la stabilisation du satellite par MXT 119
7.2.1 Méthode des fenêtres glissantes 119
7.2.2 Méthode basée sur l'attitude du satellite 120
7.2.3 Méthode du temps fixe 120
7.3 Application à des rémanences Swift/XRT 121
7.3.1 Cas du GRB 160607A 121
7.3.2 Cas du GRB 120305A 126
7.4 Conclusions 127

8 Pour aller plus loin : Recherche de contreparties X et de coalescence d'étoiles à neutrons 131
8.1 Introduction 131
8.2 Alertes d'ondes gravitationnelles à l'époque de SVOM 132
8.3 Simulation de contreparties X de sources d'ondes gravitationnelles observées par Swift avec MXT 133
8.4 Simulation de contreparties isotropes X de sources d'ondes gravitationnelles avec MXT 135
8.4.1 Caractéristiques de la base de données des binaires 136
8.4.2 Paramètres et modélisations théoriques 139
8.5 Conclusions 141

III Conclusion 145

9 Conclusions et perspectives 147
9.1 Conclusions 147
9.2 Perspectives 149

Bibliographie 160

IV Annexes **167**

A Pixels morts **169**

B Algorithmes de localisation : comparaisons des traitements d'image préalables pour différents niveaux de bruits de fond **173**
B.1 Traitement d'image vs données brutes pour une méthode de localisation donnée . . . 173

C Application de l'imagerie par corrélation dans le cas de plusieurs sources dans le champ de vue de MXT **177**

D Algorithmes de localisation : application à la base de données Swift/XRT **183**

E Caractérisation de la distribution des erreurs de localisation **187**
E.1 Description de la distribution des erreurs . . . 188
E.2 Test de normalité de Kolmogorov – Smirnov . . . 188
E.3 Test de Fisher d'égalité de deux variances . . . 189
E.4 Test de Student d'égalité de deux moyennes . . . 189
E.5 Résultats . . . 189
E.6 Application de la distribution de Rayleigh : indice de confiance de localisation 191

F Conférences et publications **193**
F.1 Conférences . . . 193
F.2 Publications . . . 193
F.3 Journées des jeunes chercheurs CNES . . . 206

Acronymes

BAT	Burst Alert Telescope
BATSE	Burst And Transient Source Experiment
C-GFT	Chinese Ground Follow-up Telescope
CAS	Chinese Academy of Sciences
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
CNES	Centre National d'Études Spatiales
CNSA	China National Space Administration
CGRO	Compton Gamma-Ray Observatory
CP	Core Program
DAp	Département d'Astrophysique
DPU	Data Processing Unit
EIC	ECLAIRs Instrument Center
FITS	Flexible Image Transport System
F-GFT	French Ground Follow-up Telescope
FPOC	French Payload Operation Center
FSC	French Science Cente
GP	General Program
GRD	Gamma-Ray Detector
GRM	Gamma-Ray Monotor
GWAC	Ground based Wide Angle Cameras
ICOG	Iterated Center of Gravity
IHEP	Institude of High Energy Physics
IRAP	Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie
ITAR	International Traffic in Arms Regulations
IWCOG	Iterated Weighted Center of Gravity
LAL	Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
LAM	Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
LIGO	Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory
MIC	MXT Instrument Center
MPE	Max-Planck-Institut für Extraterrestische Physik
MPOs	Micropores optics
MXT	Micro channel X-ray Telescope
PSF	Point Spread Function
SECM	Shanghai Engineering Center for Microsatellites
SNR	Signal to Noise Ratio
SSDC	Space Science Data Center
SVOM	Space-based multi-band Variable Object Monitor
TEC	Thermo-Electrical Coolers

ToO	Target of Opportunities
UGTS	Unité de Gestion et de Traitement Scientifique
UVOT	UltraViolet Optical Telescope
VHF	Very High Frequency
VLT	Very Large Telescope
VT	Visible Telescope
XRT	X-Ray Telescope

Première partie

La mission SVOM et la physique des sursauts gamma

Chapitre 1

Les sursauts gamma : découverte historique, observationnelle, état des lieux actuel

Sommaire

1.1 La découverte des sursauts gamma 8

1.1.1 Les satellites Vela 8

1.2 Observation des sursauts gamma 9

1.2.1 La mission spatiale CGRO et la caractérisation de l'émission prompte 9

1.2.2 Spectres des sursauts gamma 13

1.2.3 La mission BeppoSAX et la découverte de l'émission rémanente 16

1.2.4 Le satellite Swift 17

1.3 Origines et caractéristiques des sursauts gamma 22

1.3.1 Formation des sursauts gamma 22

1.3.2 Propriétés physiques des sursauts gamma 22

Il existe, dans l'univers local, des événements catastrophiques pouvant donner lieu à un rayonnement très énergétique et non persistant. Parmi ceux-ci, les événements liés à des explosions cosmiques extrêmement puissantes sont à l'origine de l'émission de photons de "haute énergie" dans le domaine des rayons gamma, nommés "sursauts gamma". Pour l'observateur, ces rayonnements sont perçus comme étant brefs, durant quelques secondes à quelques minutes et ayant une occurrence et des directions d'origines aléatoires sur le ciel. L'étude détaillée de ces sursauts gamma nous renseigne sur les caractéristiques des objets astrophysiques à l'origine de ces rayonnements comme des étoiles massives en fin de vie ou des systèmes binaires d'objets compacts.

Dans ce chapitre, je vais présenter l'aspect historique de la découverte des sursauts gamma ainsi que leurs observations à travers différentes missions spatiales. J'introduirai ensuite les caractéristiques physiques connues de ces événements et les grandes questions au cœur des études actuelles qui orientent les développements de projets futurs comme la mission spatiale SVOM (Space-based multi-band Variable Object Monitor) dans laquelle s'inscrit ma thèse.

1.1 La découverte des sursauts gamma

Les sursauts gamma ont été observés pour la première fois en 1967 par les satellites militaires américains du programme Vela (Klebesadel et al. 1973). Ces satellites avaient pour mission de détecter les explosions des armes nucléaires que d'autres nations auraient pu mettre au point et tester dans l'espace, un milieu où une explosion nucléaire ne produit qu'une émission intense de rayons X, de rayons gamma, ainsi que de neutrons. En 1963, le traité d'interdiction partielle des essais nucléaires a ainsi été signé, dont un des engagements concerne l'interdiction des essais dans l'espace extra-atmosphérique. Cependant, pour vérifier que l'Union Soviétique respecte cet engagement, les États-Unis décidèrent d'envoyer les satellites Vela en orbite autour de la Terre. En effet, en observant le spectre électromagnétique représenté en figure 1.1, nous comprenons que l'atmosphère terrestre est opaque aux photons de haute énergie et il est donc nécessaire d'envoyer des instruments dans l'espace afin de les observer.

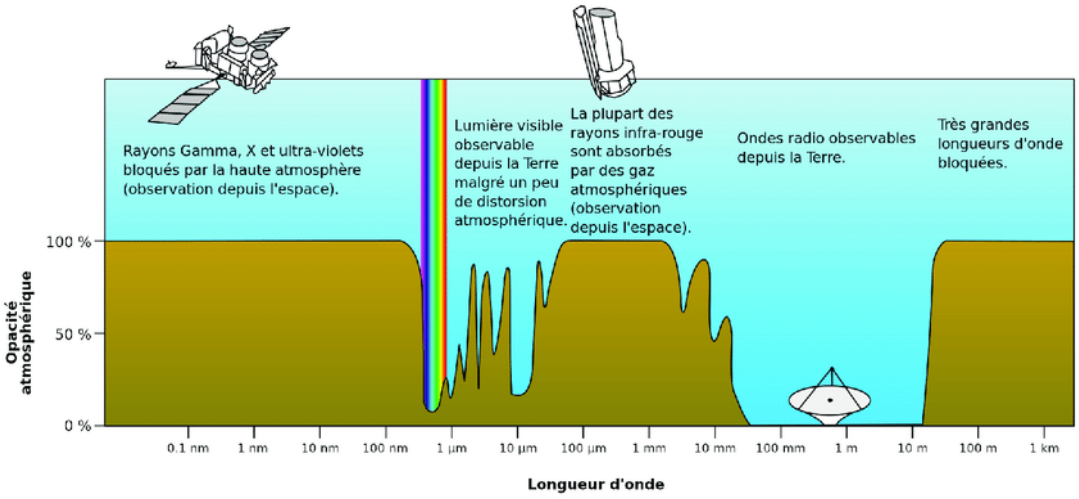


FIGURE 1.1 – Schéma représentant l'absorption de l'atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde. (Crédits : Wikipédia)

1.1.1 Les satellites Vela

Les satellites composant le projet Vela, dont deux éléments sont représentés sur la figure 1.2, embarquent différents instruments notamment des détecteurs sensibles dans la gamme des rayons X, dans celle des rayons gamma ainsi que des détecteurs de neutrons.

Les satellites Vela ont été mis en orbite autour de la Terre par paires, de manière diamétralement opposée, à une altitude d'environ 100 000 kilomètres. L'objectif de cette stratégie est de toujours pouvoir observer toute partie du ciel afin de détecter un éventuel essai nucléaire.

Le 2 juillet 1967, un flux anormalement intense de photons de haute énergie a été détecté par différents satellites très distants les uns des autres. En utilisant la méthode de triangulation, consistant à mesurer la différence entre les temps de détection de ces

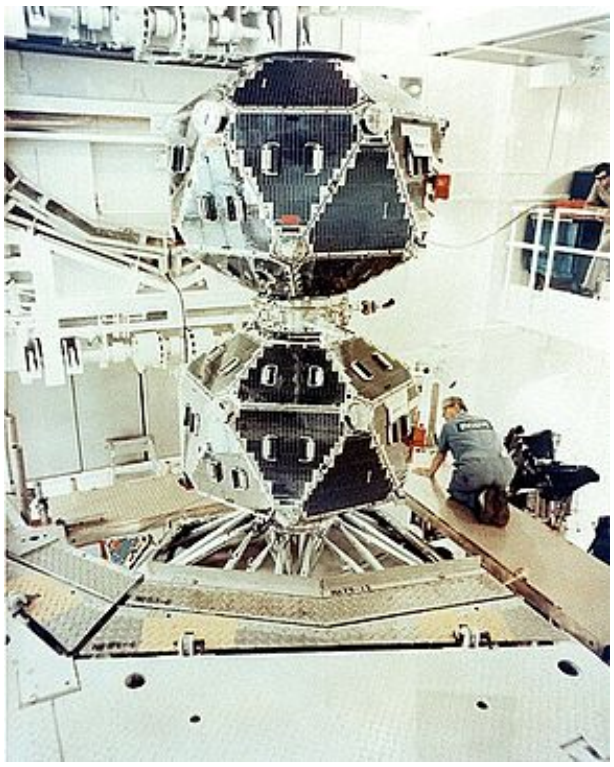


FIGURE 1.2 – Satellites Vela 5A et 5B. (Crédits : NASA)

photons par les différents satellites et ainsi déterminer la position de l'origine de ces photons, il a été déduit que l'événement ne pouvait pas provenir d'un essai nucléaire sur Terre ou dans l'espace au voisinage de la Terre. C'est ainsi que le premier sursaut gamma fut détecté, produisant un flux intense en photons X et gamma. En 1973, cette découverte fut publiée par Klebesadel (Klebesadel et al. 1973) sous le nom de "sursaut gamma", dont l'origine astronomique a été confirmée.

1.2 Observation des sursauts gamma

1.2.1 La mission spatiale CGRO et la caractérisation de l'émission prompte

À la suite de la découverte effectuée par le projet Vela, des interrogations ont été émises sur les origines et les caractéristiques physiques des sursauts gamma.

Parmi les premières missions spatiales développées afin d'étudier ces phénomènes, la mission Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) a été lancée en 1991, avec à son bord l'instrument Burst And Transient Source Experiment (BATSE) (Fishman et al. 1992) avec une gamme d'énergie dédiée aux rayons gamma entre 0.2 - 1 MeV [1]. Le satellite est représenté sur la figure 1.4.

1. Traditionnellement, dans le domaine des hautes-énergies, les domaines spectraux sont indiqués en énergie équivalente et non pas en unités de fréquence ou de longueur d'onde. On utilise le fait que E = h$\times$ ν / 1 eV où E est en eV et ν en Hz. h est la constante de Planck et 1 eV = 1,602176565(35) $\times$ 10^{-19} J

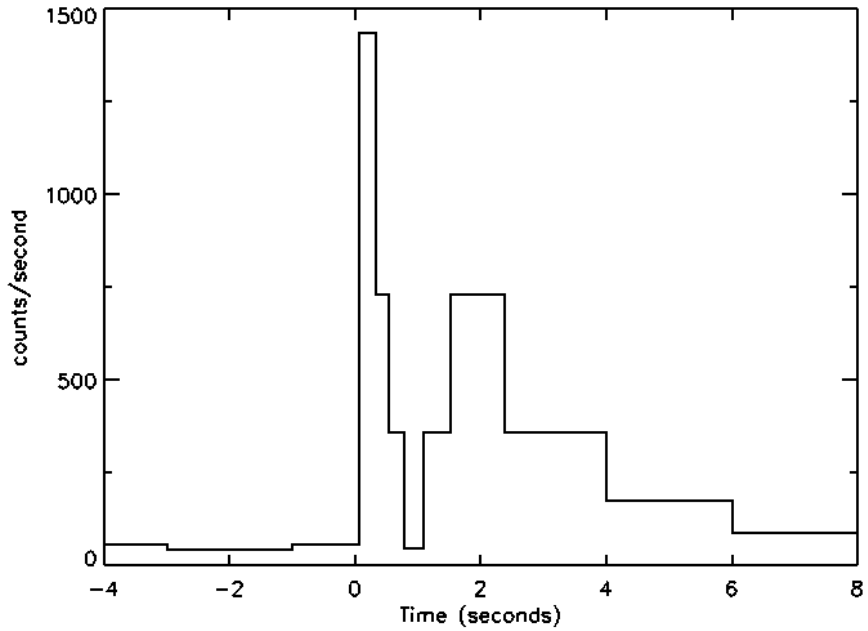


FIGURE 1.3 – Courbe de lumière du premier sursaut gamma observé par les satellites Vela le 2 juillet 1967. (Crédits : R. Klebasadel, I. Strong, R. Olson)

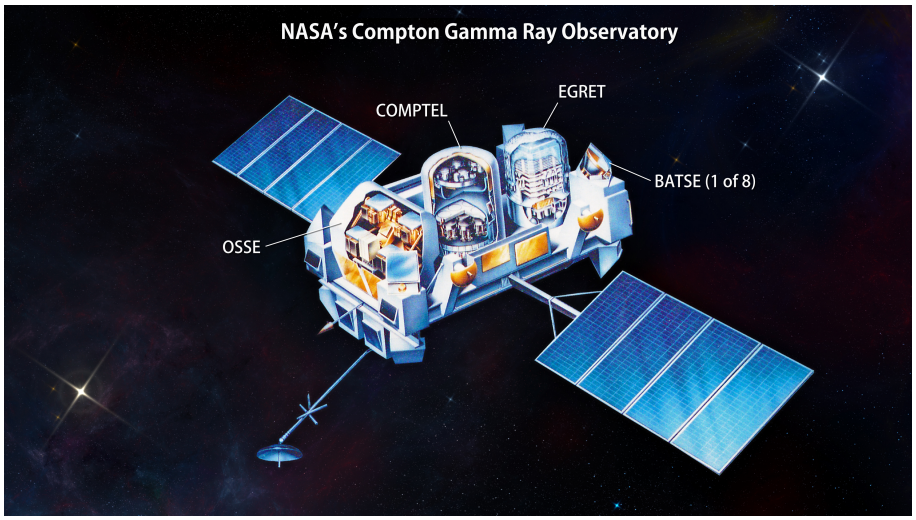


FIGURE 1.4 – Représentation du satellite CGRO (Crédits : NASA's Goddard Space Flight Center).

Entre 1991 et 2000, la mission spatiale CGRO a observé 2704 sursauts gamma (Goldstein et al. 2013) permettant ainsi d'étudier leurs caractéristiques temporelles et spectrales.

Une des caractéristiques mise en avant par la mission spatiale est le caractère isotrope de la direction de provenance des sursauts gamma (Meegan et al. 1992), comme ceci est illustré sur la figure 1.5. Nous pouvons y observer une carte du ciel, représentée en coordonnées galactiques, des sursauts gamma observés par l'instrument BATSE en fonction de leurs intensités. Comme nous pouvons le constater, ces sursauts apparaissent sur tout le ciel, indépendamment de leurs intensités, ce qui indique que les sources de ces sursauts ont une origine extragalactique, voire se situent à des distances cosmologiques. Il est donc impossible d'anticiper leur direction en concentrant les observations sur une zone privilégiée du ciel.

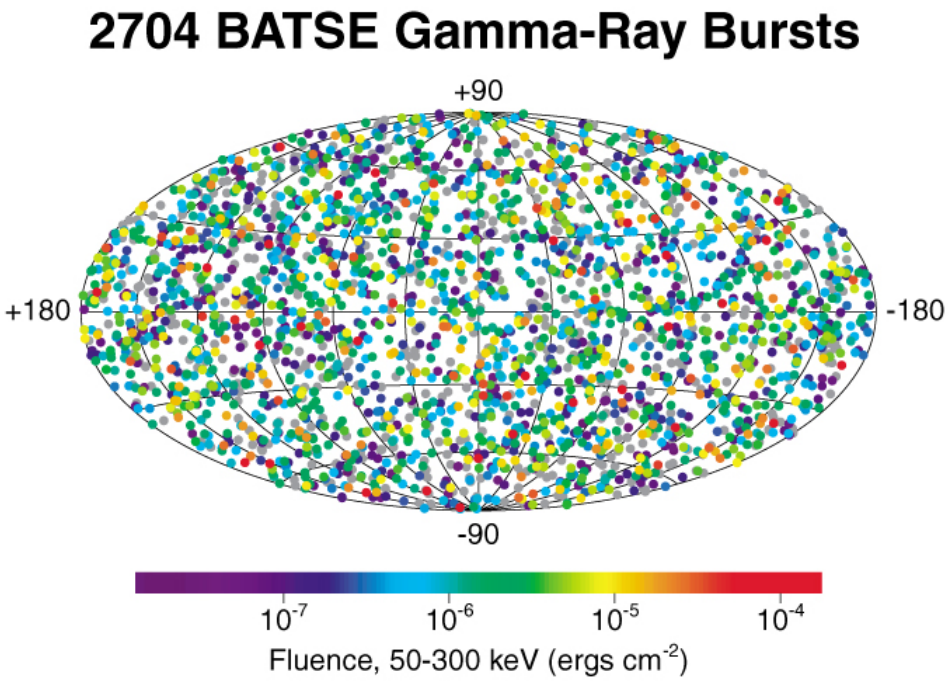


FIGURE 1.5 – Carte du ciel représentant les 2704 sursauts gamma observés par l'instrument BATSE. L'échelle de couleur indique l'intensité des sursauts gamma où les rouges représentent les plus intenses. (Crédits : NASA / GFSC)

1.2.1.1 Catégories de sursauts gamma

Grâce à cet échantillon de 2704 sursauts, deux catégories de sursauts gamma ont été distinguées. Ce résultat avait été anticipé par Kouveliotou et al. (1993) au début de la mission spatiale.

L'histogramme représenté en figure 1.6 permet d'identifier la distribution des sursauts observés par l'instrument BATSE en fonction de la durée de leur émission en gamma, T_{90}. On définit la valeur T_{90} comme l'intervalle de temps durant lequel 90% du total des photons observés ont été détectés. Le début de cet intervalle est défini comme le temps à partir duquel 5% du nombre total des photons ont été détectés. La fin de cet intervalle

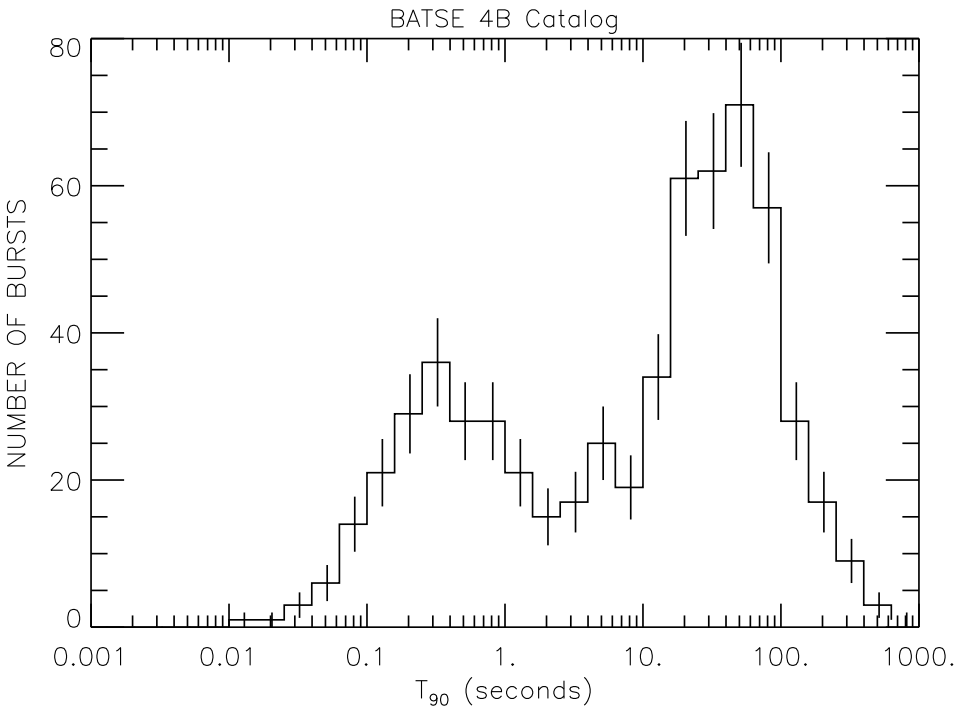


FIGURE 1.6 – Histogramme représentant le nombre de sursauts gamma observés par le catalogue 4B de l'instrument BATSE en fonction de leur durée (Paciesas et al. 1999).

correspond au temps au bout duquel 95% du nombre total des photons ont été détectés. Cela permet d'utiliser une grandeur commune et précisément mesurable sur l'ensemble des observations. En effet, il est difficile d'évaluer précisément la durée totale d'un sursaut gamma du fait que l'intensité du flux incident est proche de celle du bruit de fond au début et à la fin du phénomène.

La présence de deux pics distincts est observée sur cet histogramme permettant de déceler une répartition bimodale entre les sursauts gamma, que l'on appellera sursauts "courts" et sursauts "longs". La frontière entre ces deux catégories est située aux alentours de 2 s. Nous constatons que les sursauts courts peuvent durer entre quelques millisecondes et quelques secondes. Les sursauts longs, quant à eux, durent de quelques secondes à plusieurs centaines de secondes. Nous pouvons constater que l'échantillon de BATSE contient moins de sursauts courts que de sursauts longs. La première raison invoquée est un biais dû à la nature des sursauts courts : ceux-ci ont, en effet, une émission prompte qui décroît très rapidement ; ils émettent donc intrinsèquement moins de photons que les sursauts longs, et il est donc plus difficile de les localiser. Une autre hypothèse à confirmer est qu'il existe intrinsèquement moins de sursauts courts. Ceci constitue l'une des grandes inconnues de l'observation des sursauts gamma et c'est, en partie, pour comprendre ces différences que les nouvelles missions spatiales vont tenter d'orienter leurs observations sur ces phénomènes moins bien caractérisés.

1.2.1.2 Courbes de lumière

Il est possible d'étudier chaque événement individuellement à l'aide de courbe de lumière de l'émission prompte du sursaut gamma, correspondant à l'observation de l'évolution du taux de comptage mesuré en fonction du temps, uniquement dans le domaine des photons gamma. Les différentes origines et conditions de formation des sursauts gamma induisent des courbes de lumière très variées comme montré sur la figure 1.7. En effet, nous observons que certains sursauts gamma ont un flux très intense sur une période très courte, de moins d'une seconde, comme le sursaut appelé "GRB 910711" [2]. D'autres sursauts gamma, tel que GRB 990316A, produisent des pics de flux intenses puis décroissent sur des périodes de temps de quelques secondes. Certains sursauts gamma peuvent aussi produire plusieurs pics d'intensités différentes, comme GRB 940210, et durer de quelques millièmes de seconde à plusieurs minutes.

La diversité des sursauts observés sur la figure 1.7 montre qu'il est difficile de prédire la forme des courbes de lumière et leurs caractéristiques. La stratégie à adopter pour les observer devra donc s'adapter à chaque cas de figure.

1.2.2 Spectres des sursauts gamma

Les observations effectuées par les différentes missions spatiales ont permis de caractériser les spectres de l'émission prompte des sursauts gamma. Ces derniers sont ajustés par des combinaisons de lois de puissance comme cela a été proposé initialement par Band et al. (1993). En effet, ces spectres peuvent être caractérisés par deux lois de puissance connectées de façon exponentielle selon :

$$\begin{cases} N(E) = AE^{\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & \text{pour} \quad E < E_0(\alpha - \beta) \\ N(E) = A\left(E_0(\alpha - \beta)\right)^{(\alpha-\beta)} \exp\left(\alpha - \beta\right) E^{\beta} & \text{pour} \quad E > E_0(\alpha - \beta) \end{cases} \tag{1.1}$$

Dans l'équation (1.1), la densité de photons par énergie est représentée par $N(E)$, E représente l'énergie, α et β correspondent aux indices spectraux à basse et à haute énergie et A est un facteur de normalisation à l'énergie E_0. E_0 est calculée à l'aide de la relation (1.2), où E_p, énergie de transition (ou "énergie de pic"), correspond au maximum de la densité d'énergie spectrale, situé à la frontière de ces deux lois de puissance.

$$E_p = E_0(2 + \alpha) \tag{1.2}$$

Les observations de BATSE permettent une caractérisation de l'énergie de pic qui est distribuée entre 10 keV et 4 MeV avec une énergie moyenne d'environ 200 keV.

Un exemple de spectre de l'émission prompte, observé par la mission CGRO le 23 janvier 1999 est représenté sur la figure 1.8 superposé au modèle établi (Briggs et al. 1999). L'énergie de transition est de 0,72 MeV et les pentes spectrales sont α = 0,6 et β = 3,1.

2. Lorsqu'un sursaut gamma est nommé, les lettres GRB correspondent à "Gamma-ray burst" et les chiffres suivants correspondent respectivement à l'année, le mois et le jour de la détection de l'événement.

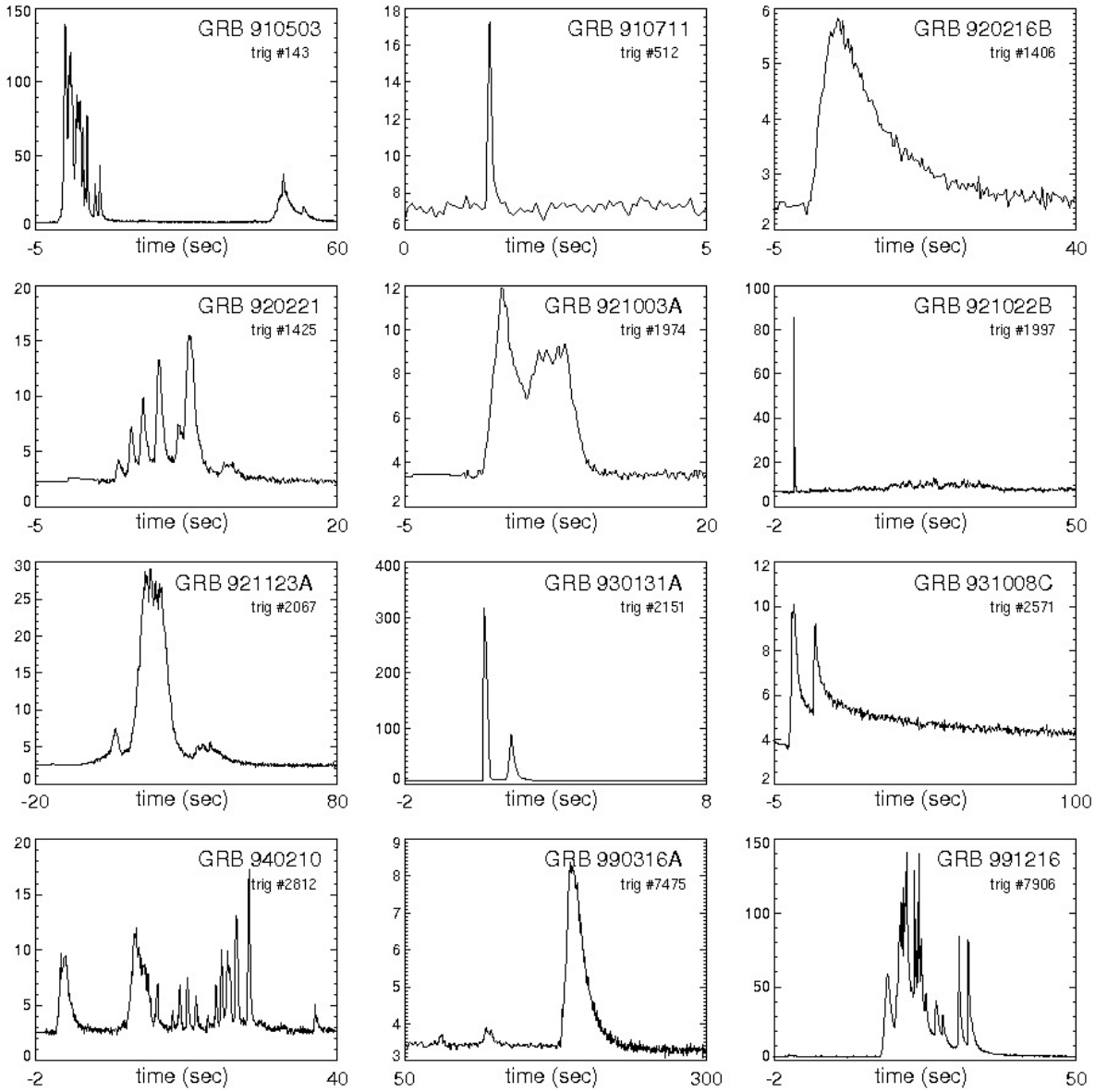


FIGURE 1.7 – Courbes de lumière de sursauts gamma observées par la mission BATSE (Pe'er 2015).

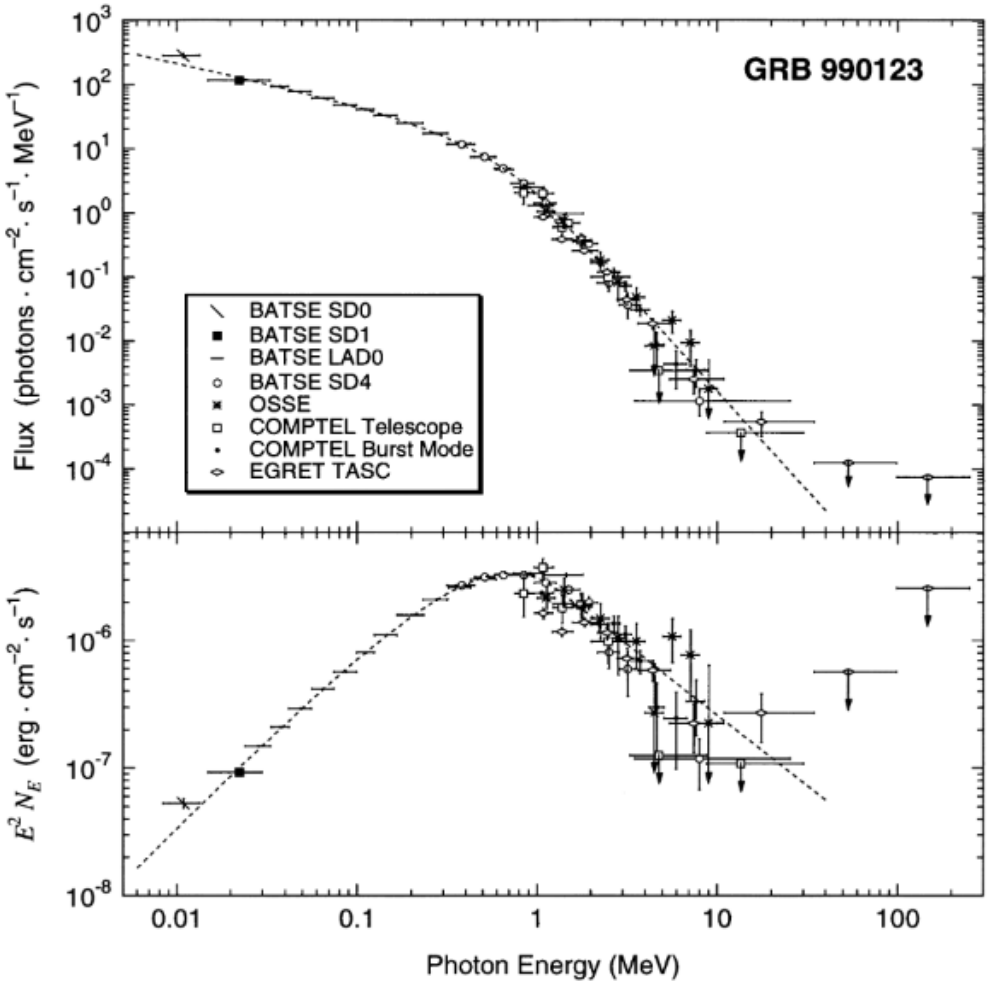


FIGURE 1.8 – Spectre du sursaut gamma observé le 23 janvier 1999 par la mission spatiale CGRO (Briggs et al. 1999).

La distribution des indices spectraux calculés pour les spectres mesurés par BATSE (Preece et al. 2000) est représentée en figure 1.9. L'indice spectral α est compris entre les valeurs -3 et 1 avec une valeur moyenne autour de -1. l'indice spectral β possède des valeurs entre -4 et -1 et a une valeur moyenne autour de -2,3.

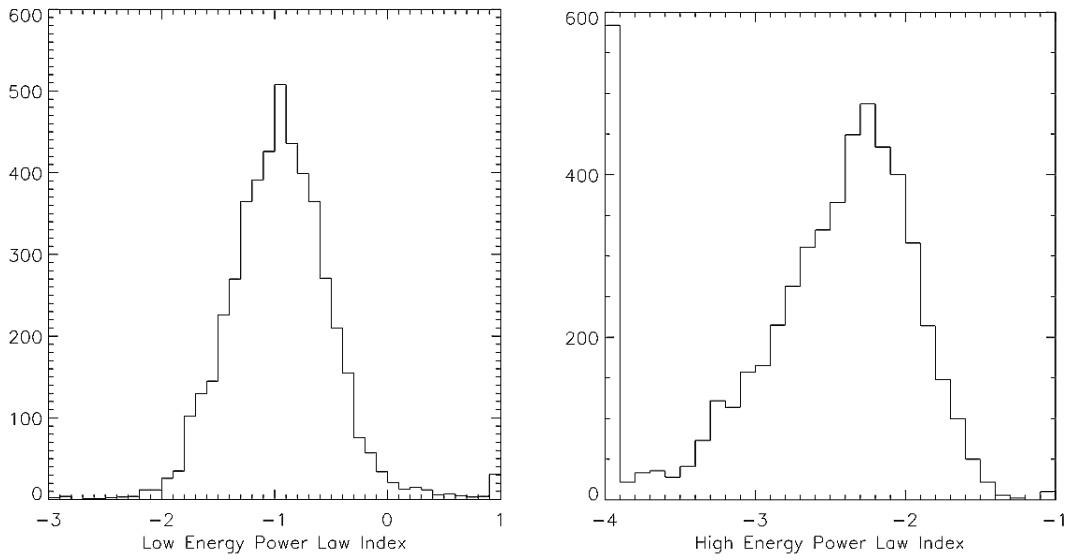


FIGURE 1.9 – Distribution des paramètres spectraux. À gauche, distribution de l'indice spectral α pour une étude de 5500 spectres observés par l'instrument BATSE. À droite, distribution de l'indice spectral β pour une étude de 5263 spectres observés par l'instrument BATSE (Preece et al. 2000).

1.2.3 La mission BeppoSAX et la découverte de l'émission rémanente

L'émission prompte d'un sursaut, court ou long, dans le domaine des photons gamma est un événement très bref, d'une durée maximale de quelques dizaines de secondes. Cependant, à la suite de celle-ci, apparait une émission dite rémanente, avec une contribution dans un large spectre en énergie. La durée du rayonnement émis est variable en fonction de la longueur d'onde. Par exemple, l'émission dans le domaine des rayons X disparait entre quelques minutes et quelques heures alors que le rayonnement infrarouge peut durer plusieurs jours. Afin de détecter et de pouvoir étudier cette contrepartie, il est important que les instruments, observant dans le domaine des rayons gamma, effectuent une bonne localisation de ce sursaut de sorte que les instruments observant dans les longueurs d'onde de la rémanence puissent à leur tour analyser le phénomène.

Lancé en 1996, le satellite BeppoSAX avait pour objectif de détecter et de localiser les sources transitoires pour des énergies allant de 0,1 keV à 300 keV (Boella et al. 1997), dont les sursauts gamma. Ce satellite a observé 1082 sursauts gamma au cours de sa mission (Frontera et al. 2008) jusque 2003.

Il a, pour la première fois, observé une contrepartie dans la gamme des rayons X, celle du sursaut gamma du 28 février 1997 (GRB 970228, Costa et al. (1997)). Afin de caractériser ce phénomène, une observation dans la gamme du visible a été effectuée

28 heures après la détection du sursaut par le télescope, Wiliam Hersechel Telescope (WHT) situé aux Canaries (Galama et al. 1997). Sur la figure 1.10, nous pouvons voir la contrepartie du sursaut gamma émise dans la gamme des rayons X, huit heures et trois jours après la détection. Nous pouvons remarquer que cette source est très intense quelques heures après la détection et est toujours présente trois jours plus tard, mais avec une intensité jusque huit fois plus faible. L'émission rémanente dans le domaine visible du sursaut gamma GRB 970228 est représentée sur la figure 1.11. Nous pouvons constater que la source n'apparaît plus dans le domaine visible huit jours après la détection.

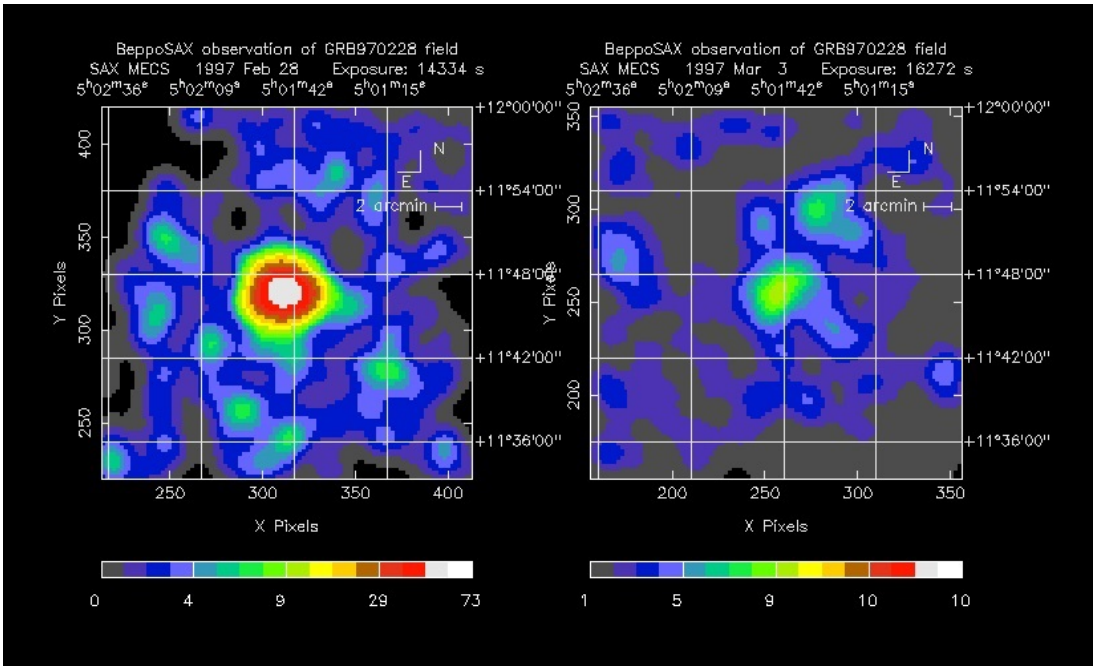


FIGURE 1.10 – Contrepartie X du sursaut gamma du 28 février 1997 observé par la mission BeppoSAX après la détection (à gauche) et 3 jours après la détection (à droite) (Costa et al. 1997).

L'étude de l'émission rémanente, dans la gamme des rayons X, permet d'obtenir des informations beaucoup plus précises sur la localisation du sursaut, permettant ainsi un suivi par les instruments situés sur Terre, observant dans les domaines du visible et de l'infrarouge. Grâce au suivi sol avec des instruments à haute résolution spectroscopique notamment, nous pouvons, en particulier, estimer le décalage vers le rouge (aussi appelé *redshift* ou paramètre z) et donc la distance de la source.

Le redshift est défini par la relation suivante :

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_0}{\lambda_0} \tag{1.3}$$

où λ_0 est la longueur d'onde de référence et λ_{obs} la longueur d'onde mesurée.

1.2.4 Le satellite Swift

Le satellite Swift (Neil Gehrels Swift Observatory, Gehrels et al. (2004)), présenté en figure 1.12 a été lancé par la NASA en 2004 et est toujours en activité à ce jour.

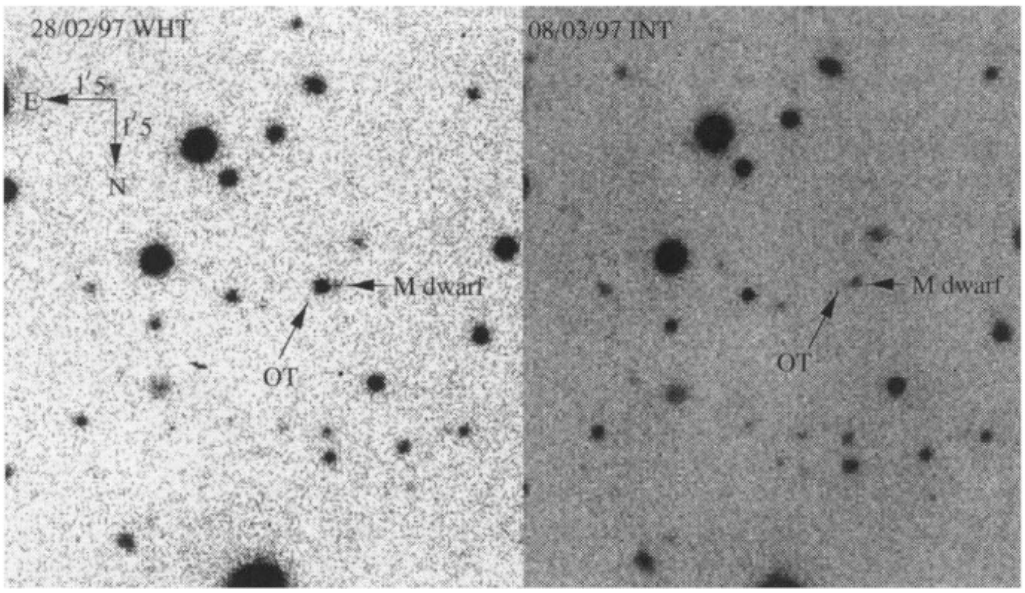


FIGURE 1.11 – Contrepartie émise dans la gamme du visible du sursaut gamma du 28 février 1997 observé par la mission BeppoSAX 28h après la détection (à gauche) et 8 jours après la détection (à droite) (Van Paradijs et al. 1997).

Il comprend à son bord trois instruments : l'instrument BAT (Burst Alert Telescope) opérant dans la gamme des rayons X durs et des rayons gamma entre 15 et 150 keV, l'instrument XRT (X-Ray Telescope) fonctionnant dans la gamme des rayons X mous entre 0,3 et 10 keV et l'instrument UVOT (UV / Optical Telescope) observant dans le visible et l'ultraviolet entre 170 et 600 nm. Un des objectifs de ce satellite, inspiré par le succès de BeppoSAX, est d'observer de manière rapide et détaillée la contrepartie des sursauts gamma. Lors d'une détection de l'instrument BAT, le satellite se réoriente, afin que le sursaut gamma détecté soit placé dans le champ de vue de l'instrument XRT, qui observe la source à son tour dans la gamme des rayons X, localise celle-ci de manière plus précise et transmet la position localisée aux télescopes au sol. Ceci permet à ces télescopes d'observer les rémanences des sursauts détectés par Swift, très rapidement (l'alerte étant donnée plusieurs secondes après l'émission prompte), dans les domaines visible et infrarouge, au moment où le flux est le plus intense.

En treize ans, la mission Swift a permis l'observation et l'analyse de plus de 1200 sursauts gamma [3], permettant ainsi d'augmenter la statistique des sursauts gamma à travers des données observées sur une large gamme de longueurs d'onde et ainsi d'obtenir davantage d'informations sur leurs caractéristiques telles que la luminosité, le temps d'émission ou encore, leurs propriétés spectrales. Par l'observation conjointe de l'émission prompte et de l'émission rémanente et grâce à la mesure de la distance des sursauts gamma, et donc, de leur énergie, Swift a permis d'améliorer notre compréhension des processus physiques à l'œuvre dans les sursauts gamma et sur la nature de leurs progéniteurs.

3. http://www.swift.ac.uk/xrt_products/index.php

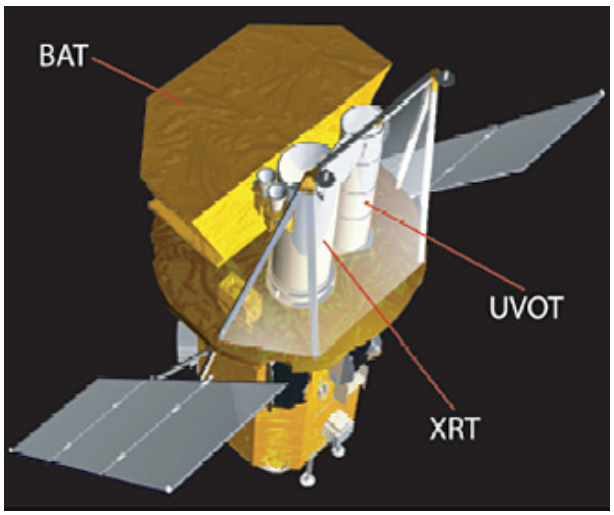


FIGURE 1.12 – Vue d'artiste du satellite Swift et les instruments qui le composent (Crédits : NASA / GSFC).

1.2.4.1 Courbes de lumière de rémanences observées par Swift

À l'époque de la mission BeppoSAX, nous pensions que les décroissances temporelles des rémanences suivaient une unique loi de puissance (Galama et al. 1997). L'analyse des données issues de la mission spatiales Swift montre que, en réalité, la forme des courbes de lumière est plus complexe et est composée de plusieurs phases.

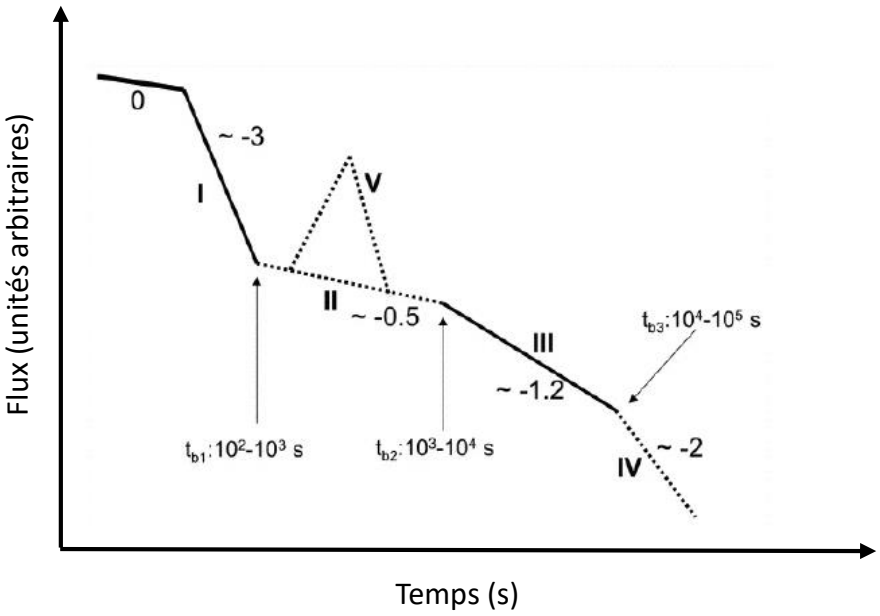


FIGURE 1.13 – Courbe de lumière moyenne de la forme de la rémanence des sursauts gamma représentant le flux en fonction du temps (Zhang et al. 2006).

Par exemple, dans la gamme des rayons X, une courbe de lumière dite "canonique" a été établie, en observant les rémanences détectées par l'instrument XRT au début de la mission Swift, entre 2004 et 2005, et est représentée sur la figure 1.13. La phase 0

correspond à l'émission prompte du sursaut gamma puis nous pouvons décomposer la rémanence en trois phases successives caractérisées chacune par une loi de puissance (voir équation 1.4).

$$dN = N_0 t^{-\alpha} dt \tag{1.4}$$

où N représente le nombre de photons, N_0, le nombre de photons au début de la phase, t le temps et α la pente de la décroissance.

La première phase I a une forte pente décroissante ,∼-3 en moyenne, la seconde phase II correspond à une phase de plateau avec une pente de ∼-0,5 en moyenne. Enfin, la phase III en loi de puissance a une pente légèrement plus forte ∼-1,2 en moyenne. Entre ces trois lois de puissance se trouvent deux coupures dont les temps sont autour de 10^2 - 10^3 s et 10^3 - 10^4 s. Les phases décrites sont plus ou moins prononcées suivant les sursauts gamma observés comme nous pouvons le voir sur les exemples des figures 1.14 et 1.15.

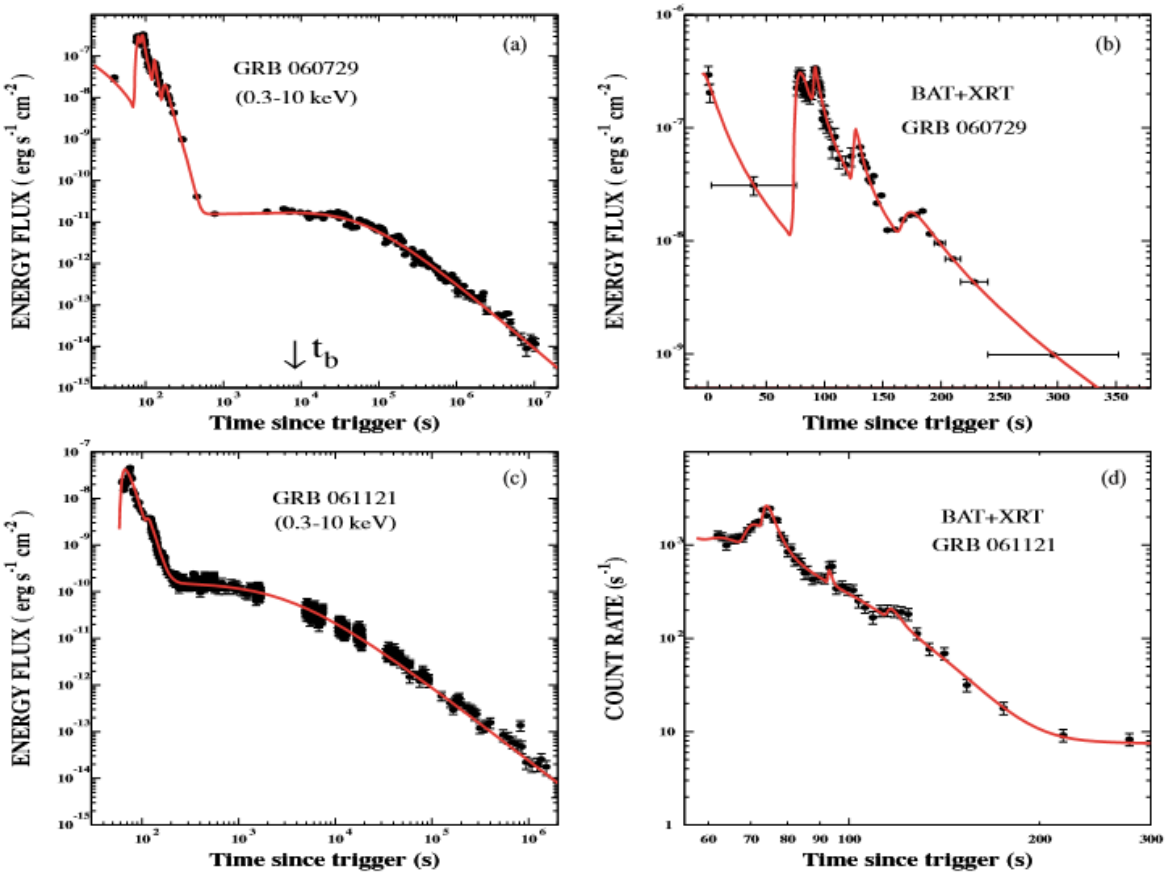


FIGURE 1.14 – Exemples de courbes de lumière de sursauts gamma observées dans la gamme des rayons X par l'instrument XRT à gauche et lors de la détection par l'instrument BAT puis le suivi par XRT à droite. (Dado et al. 2009).

Sur les graphes de la figure 1.14, sont représentés deux exemples de sursauts gamma qui se sont produits le 29 juillet 2006 et le 21 novembre 2006. À gauche, nous pouvons observer la courbe de lumière de ces sursauts dans la bande d'énergie de l'instrument

XRT, soit entre 0,3 et 10 keV. Nous pouvons remarquer que ces courbes de lumière sont bien constituées de trois phases, comme décrit par la figure empirique de Zhang et al. (2006). Les phases II de plateaux sont plus ou moins longues en fonction des sursauts gamma. Nous pouvons constater que les rémanences sont détectées pendant 10^6 s. En revanche, entre le début du sursaut et la phase de plateau, le flux a diminué de trois à quatre ordres de grandeur en quelques centaines de secondes. Cette phase doit donc être observée rapidement afin de bien être caractérisée.

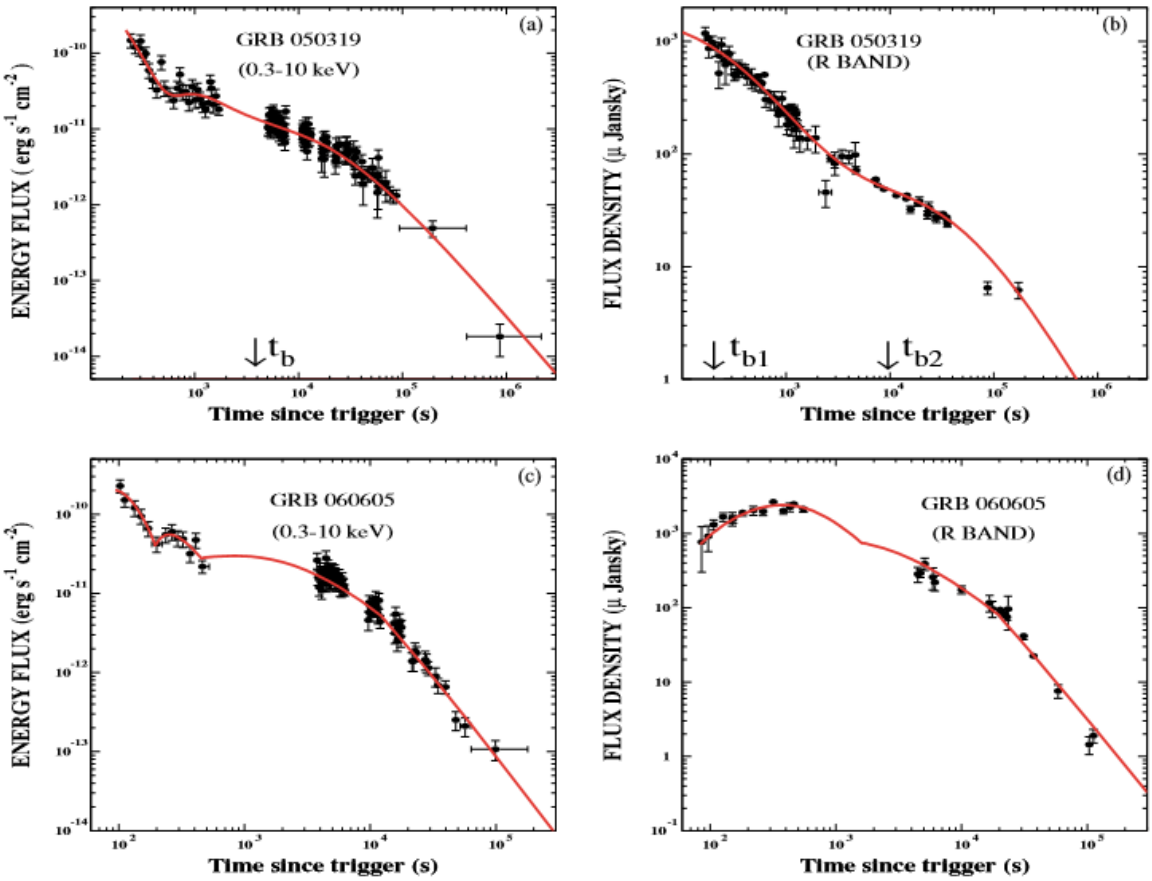


FIGURE 1.15 – Exemples de courbes de lumière de sursauts gamma observées dans la gamme des rayons X par l'instrument XRT à gauche et dans la bande R du visible à droite. (Dado et al. 2009).

Deux autres exemples de sursauts gamma sont représentés sur la figure 1.15. Il s'agit des sursauts GRB 050319 et GRB 060605. En comparant ces courbes de lumières avec celles de la figure 1.14 dans la même gamme d'énergie, nous pouvons constater que la phase de plateau est moins longue, voire absente comme observé par exemple sur le GRB 050319 ayant un plateau de quelques centaines de secondes, entre 2.10^2 et 10^3 s. Les rémanences durent ici moins longtemps, dans la gamme des rayons X, s'arrêtant entre 10^4 et 10^5 s. Leurs flux peuvent décroître de deux à trois ordres de grandeur sur toute la durée du sursaut gamma. Dans le domaine visible, nous pouvons constater que les rémanences associées aux sursauts gamma GRB 050319 et GRB 060605 ont des flux qui décroissent également en bande R d'un à deux ordres de grandeur en quelques centaines de secondes. Il est donc important d'être très réactif dans toutes les longueurs d'onde pour caractériser

au mieux tous ces domaines pour un futur instrument.

1.3 Origines et caractéristiques des sursauts gamma

1.3.1 Formation des sursauts gamma

Aujourd'hui, on estime que les sursauts gamma auraient deux origines différentes, expliquant les deux catégories de sursauts longs et courts.

Selon le modèle le plus courant, il est possible d'expliquer la formation des sursauts gamma longs (Woosley 1993) par le principe suivant : lors de l'effondrement d'une étoile massive de 20 à 30 masses solaires, un trou noir va se former et ainsi agglomérer la matière qui l'entoure, formant un disque d'accrétion (voir partie gauche de la figure 1.16). Cette accrétion s'accompagnerait alors de jets de matière, dont la connexion au processus d'accrétion est encore mal comprise, mais qui seraient en partie à l'origine de l'émission prompte et d'une grande partie de la rémanence.

Les sursauts courts seraient issus de la fusion de deux objets compacts tels que des étoiles à neutrons ou une étoile à neutrons et un trou noir, comme décrit par exemple, par Perna & Belczynski (2002). Dans le cas de la fusion de deux objets compacts, représentée sur la partie droite de la figure 1.16, on s'attend à ce que des processus similaires (accrétion et jets) aient lieu mais, le sursaut résultant serait bien plus court car il y a moins de matière à accréter que dans le cas de l'effondrement d'une étoile massive. Il a été prédit (Cornish & Littenberg 2015; Mroué et al. 2013) et observé (Abbott et al. 2016b) que ces systèmes sont des sources d'ondes gravitationnelles, phénomènes auxquels nous nous intéresseront dans le chapitre 8 de ce manuscrit.

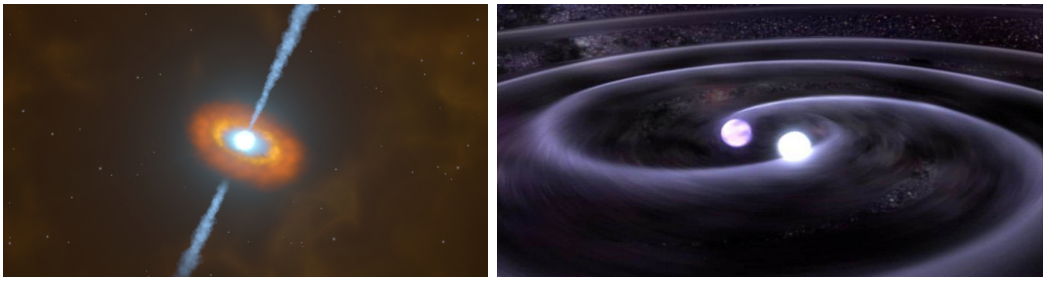


FIGURE 1.16 – Représentation d'artiste de sursauts gamma formés par une étoile massive (à gauche) et par la fusion de deux étoiles à neutrons (à droite) (Crédits : NASA).

1.3.2 Propriétés physiques des sursauts gamma

1.3.2.1 Modèle des chocs internes / externes

Un modèle des chocs internes et externes au sein des jets de matière a été établi (Mészáros et al. 1999), permettant d'interpréter les émissions observées, issues de ces jets de matière.

En ce qui concerne l'émission prompte, la physique du phénomène reste la même dans le cas de l'effondrement d'une étoile massive ou de la fusion de deux objets compacts (Piran 1999). Ces deux phénomènes engendrent un trou noir et émettent des photons d'une énergie extrême de l'ordre de 10^{51} erg. Comme illustré sur la figure 1.17, lors de l'effondrement d'une étoile massive ou de la coalescence d'objets compacts, la matière est éjectée à des vitesses relativistes. Différentes couches composent ces jets et sont émises à des vitesses différentes provoquant ainsi des chocs dits "internes" lorsque ces couches entrent en contact. Au moment où les chocs se produisent, des particules sont accélérées et émettent principalement un rayonnement synchrotron (Piran et al. 1998). C'est ainsi que l'émission prompte du sursaut gamma est créée. Les facteurs de Lorentz à l'intérieur de ces jets ont des valeurs extrêmes, supérieures à 100, impliquant au moteur central la production d'une quantité d'énergie élevée. Des interactions entre ces couches et le milieu environnant surviennent également par la suite, produisant ainsi des émissions de photons de plus faible énergie dans les longueurs d'onde des rayons X, du domaine visible et du domaine radio. Ils sont appelés "chocs externes" et forment les rémanences plus longues des sursauts gamma.

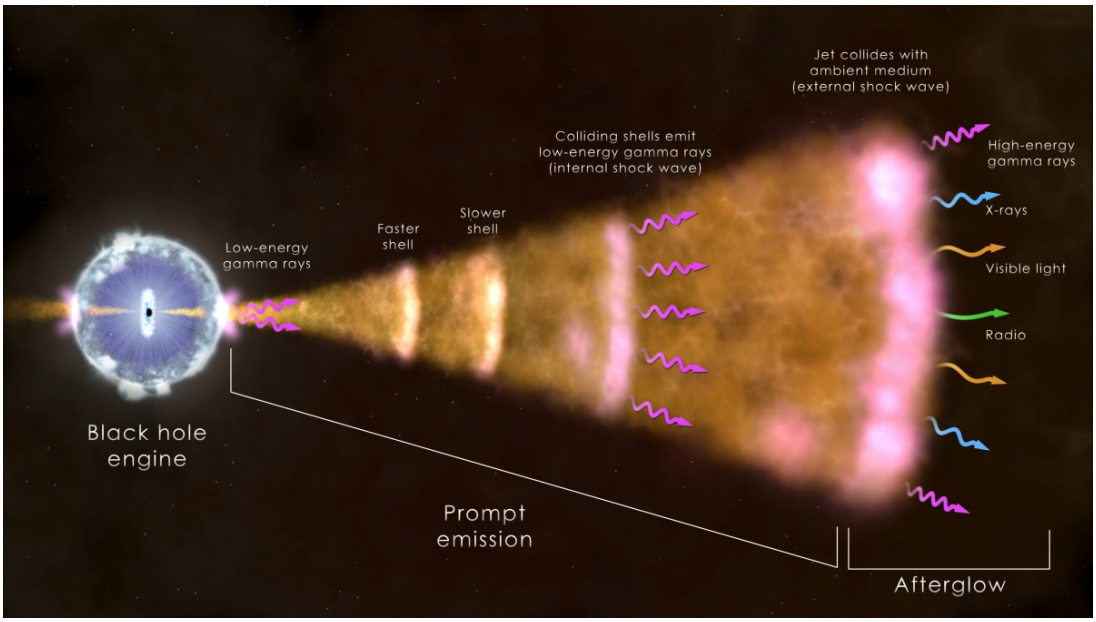


FIGURE 1.17 – Représentation schématique de la formation d'un sursaut gamma (Crédits NASA).

Pour plus d'informations les concernant, le lecteur peut se référer, par exemple, au livre "Gamma-Ray Burst, The brightest explosions of the Universe" Vedrenne & Atteia (2009) ou à Kumar & Zhang (2014).

Les sursauts gamma recèlent encore, à ce jour, de nombreux mystères. Les composants exacts du jet, son énergie magnétique ou l'association potentielle avec les rayons cosmiques de haute énergie sont des phénomènes peu connus. Ils sont encore très étudiés et pourraient aider à la compréhension des mécanismes physiques des trous noirs et également de ceux liés à la création d'ondes gravitationnelles. Par ailleurs, les sursauts gamma sont émis à des distances extrêmes, ils peuvent donc servir de sondes pour comprendre notre Univers à des temps reculés grâce à la compréhension fine de leurs progéniteurs, mais aussi les propriétés de leur galaxie hôte.

La mission SVOM, décrite dans le chapitre suivant, a pour objectif de nous aider à en apprendre davantage sur ces événements cosmiques en étudiant précisément les émissions promptes et rémanences des sursauts gamma. SVOM a pour but d'un côté d'augmenter l'échantillon de sursauts gamma à grand redshift et, de l'autre, de participer à l'essor de l'astrophysique multi-messager (ondes électromagnétiques et gravitationnelles) qui est en relation étroite avec la physique des sursauts gamma.

Chapitre 2

La mission spatiale SVOM

Sommaire

2.1 Objectifs scientifiques **25**
2.2 La mission spatiale SVOM **26**
2.3 Orbite de SVOM et stratégie de pointage **26**
2.4 Les instruments de la mission SVOM **29**
2.4.1 ECLAIRs 29
2.4.2 GRM : Gamma-Ray Monitor 30
2.4.3 VT : Visible Telescope 31
2.4.4 Instruments au sol 32
2.5 SVOM : segment sol **34**
2.6 Séquence d'alerte **36**
2.7 Programme d'observation **37**
2.8 Aspect multi-messager **38**

2.1 Objectifs scientifiques

L'origine et la formation des sursauts gamma sont longtemps restées des énigmes. Encore maintenant, nous ne connaissons pas tous les phénomènes physiques associés à ces explosions cosmiques. C'est pourquoi la mission spatiale SVOM (Space-based multi-band Variable Object Monitor) est mise en place, afin de mieux comprendre les sursauts gamma et d'en faire une étude précise des caractéristiques spectrales, temporelles et en termes de localisation.

En effet, SVOM a pour objectif de détecter tout type de sursauts gamma, longs et courts, et d'en déterminer la position précise sur le ciel, en quelques minutes. Grâce à son caractère multi-longueurs d'onde, il sera possible d'effectuer une caractérisation complète des émissions promptes et rémanentes des sources observées grâce à une distribution des alertes vers les instruments spatiaux et ceux situés au sol, pouvant y réagir et faire le suivi des sources. Ceci permettra une analyse de la forme spectrale ainsi que des propriétés temporelles de ces émissions. Un des objectifs principaux de cette future mission est l'étude des sursauts gamma situés à des distances cosmologiques, supérieures à des

décalages vers le rouge de 5. Cette valeur correspond environ au premier milliard d'années de l'Univers. Les données de SVOM permettront de caractériser l'évolution cosmologique des progéniteurs ayant induit ces phénomènes.

2.2 La mission spatiale SVOM

SVOM est un satellite franco-chinois développé en collaboration avec l'Agence Spatiale Nationale Chinoise (CNSA), l'Académie Chinoise des Sciences (CAS) et le Centre National d'Études Spatiale (CNES) avec des contributions de laboratoires français tels que le Département d'Astrophysique (DAp) du CEA de Saclay, l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) à Toulouse, le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) à Orsay et de partenaires situés à l'étranger tels que l'Université de Leicester et le Max-Planck-Institut für Extraterrestische Physik (MPE) (Wei et al. 2016). Le lancement de la mission est prévu pour la fin de l'année 2021, pour une durée nominale de 3 ans avec une possible extension de 2 ans. L'objectif de cette mission spatiale est l'étude de sources transitoires et notamment des sursauts gamma afin de mieux comprendre les phénomènes physiques associés, de caractériser leurs environnements et d'identifier leurs émissions dans une large gamme de longueurs d'onde.

Le projet SVOM inclut un satellite de petite taille, dont la masse totale ne dépasse pas 1000 kg. Sa particularité majeure est sa large couverture spectrale allant des rayons gamma au domaine infrarouge. En effet, SVOM est composé de plusieurs instruments, dédiés aux différents domaines de longueur d'onde, à la fois embarqués à bord du satellite et au sol, permettant un suivi de ces sources astrophysiques depuis la Terre. Quatre instruments seront embarqués à bord du satellite : ECLAIRs, MXT (Microchannel X-ray Telescope), GRM (Gamma-Ray Monitor) et VT (Visible Telescope), représentés sur la figure 2.1. La France est responsable de deux de ces instruments : ECLAIRs et MXT.

La couverture spectrale de la mission en fonction du temps lors de la détection d'un sursaut gamma est représentée sur la figure 2.2, suivant les instruments sollicités pour l'observation à partir de la stratégie de pointage décrite en section 2.3.

2.3 Orbite de SVOM et stratégie de pointage

Le satellite SVOM sera placé en orbite basse autour de la Terre à 625 kilomètres d'altitude avec une inclinaison de 30 degrés par rapport à l'équateur terrestre. À cette altitude, SVOM effectuera le tour de la Terre en 96 min. Le choix de ces paramètres est un compromis entre le site de lancement, qui se situe en Chine à Xichang, la puissance du lanceur, le système de stabilisation du satellite et la nécessité d'être en contact avec les stations chinoises. L'altitude choisie a pour conséquence un passage du satellite dans l'anomalie sud Atlantique ce qui signifie que, en moyenne, pendant 16% du temps de la mission, il sera impossible d'effectuer des observations à cause des niveaux élevés de radiation dans cette région de la magnétosphère terrestre.

SVOM adoptera une stratégie de pointage (appelée "loi B1") principalement antisolaire que nous pouvons observer sur la figure 2.3. Cette stratégie permet aux télescopes,

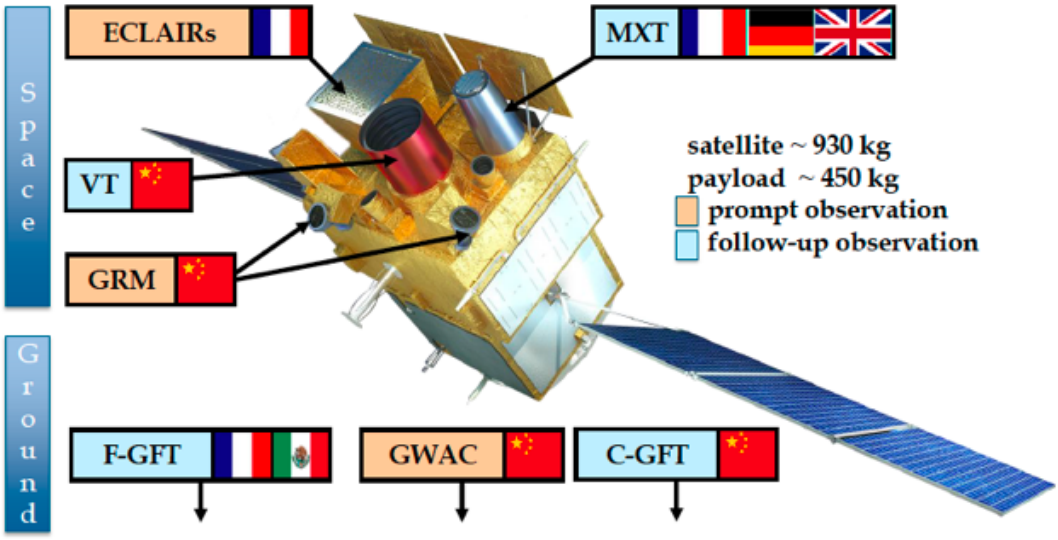


FIGURE 2.1 – Représentation du satellite SVOM incluant les différents instruments implémentés à bord du satellite et au sol ainsi que les contributions des pays participants associés (Wei et al. 2016).

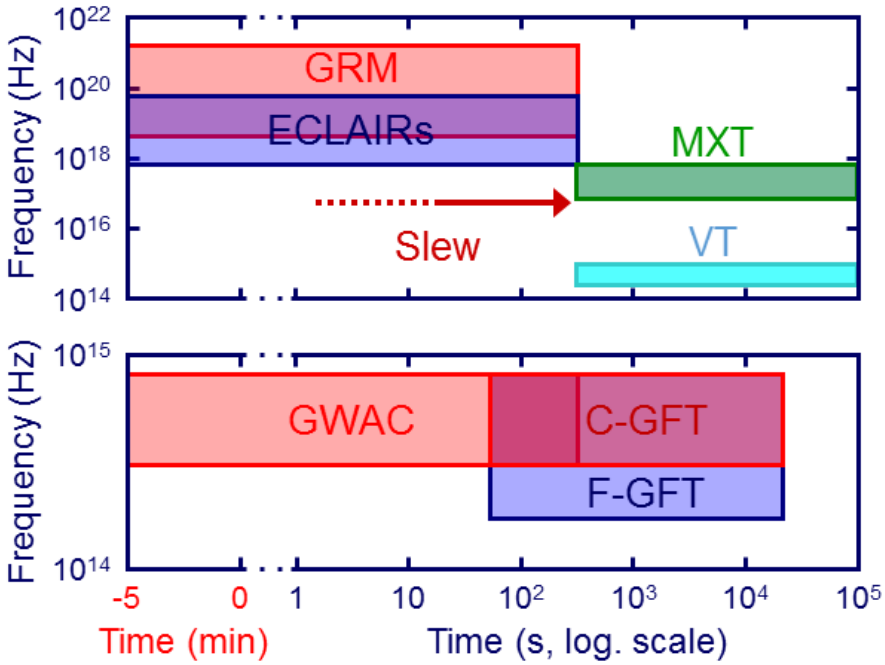


FIGURE 2.2 – Domaines spectraux dans lesquels observent les instruments de la mission spatiale SVOM en fonction du temps (Wei et al. 2016).

situés sur Terre, de toujours pouvoir observer la source détectée durant la nuit sur Terre et donc d'optimiser les chances de détection des contreparties visibles des sursauts gamma. L'objectif est d'observer le plus de rémanences possibles et d'obtenir précisément leur spectre afin d'en déduire des informations clés telles que la distance de l'événement observé et les caractéristiques physiques de leur environnement. Cependant, la conséquence de l'orbite basse et du pointage anti-solaire choisis est que la Terre occultera les observations des instruments pendant un certain temps qui dépend de leurs champs de vue. Ceci représentera environ 30 min par orbite pour l'instrument grand champ ECLAIRs et 23 min par orbite pour les instruments de plus petit champ VT et MXT. La loi de pointage des instruments a également été définie de manière à éviter certaines sources très brillantes dans la gamme des rayons X, telles que Scorpius X-1 qui est la source du ciel la plus intense en X (Forman et al. 1978), pouvant produire un bruit de fond trop élevé.

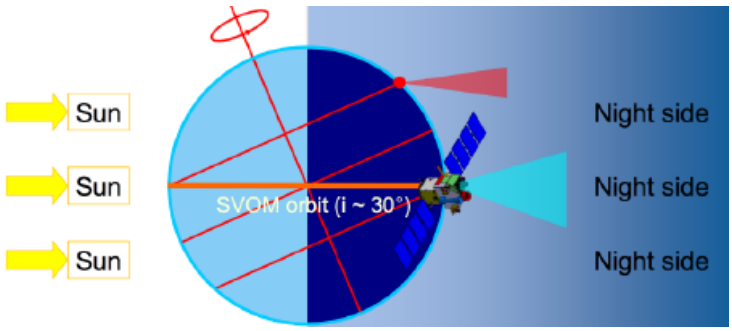


FIGURE 2.3 – Stratégie de pointage antisolaire du satellite SVOM.

ECLAIRs est un télescope avec un grand champ de vue de deux stéradians, dont l'objectif est de détecter les sursauts gamma dans les domaines X-durs et gamma, d'en effectuer une première localisation en temps réel et de lancer une alerte de détection et de localisation (comme l'instrument BAT à bord du satellite Swift, voir section 1.2.4). Une fois l'alerte émise, le satellite peut se réorienter, en quelques minutes, afin de placer la source dans le champ de vue des instruments de plus petits champs de vue, MXT et VT, qui ont pour mission d'effectuer la localisation la plus précise possible du sursaut gamma et d'étudier son émission rémanente dans la gamme des rayons X et dans le domaine du visible respectivement. Le satellite SVOM restera ensuite pointé en direction de la source durant un minimum de 7 orbites correspondant environ à une demi-journée d'observation.

L'alerte est rapidement transmise aux instruments situés au sol grâce à un émetteur VHF (Very High Frequency) par l'intermédiaire de l'une des quarante-cinq stations relais réparties sur Terre en-dessous de la trajectoire du satellite. Ces stations offrent au satellite une couverture de 75 % et leurs positions, sur Terre, sont représentées sur la figure 2.4. Grâce à ce système, 60 % des détections pourront être transmises en moins de 30 s (Jouret M. et al . (2018) https://indico.in2p3.fr/event/16310/timetable/#20180516.detailed).

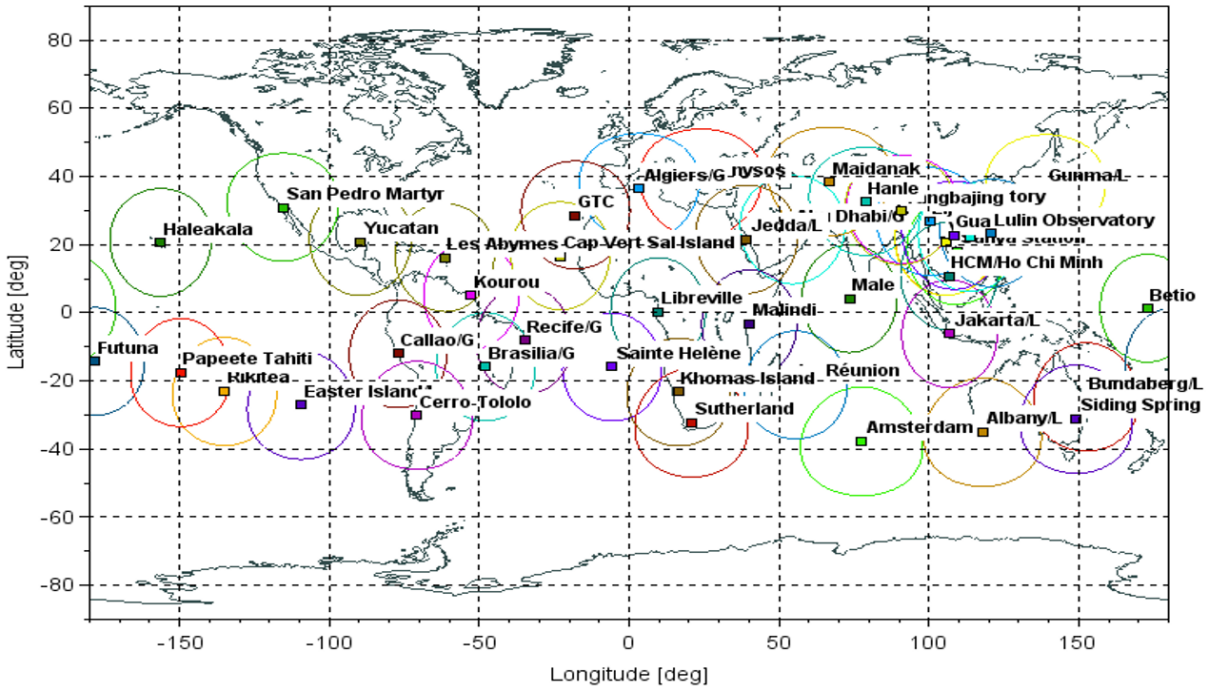


FIGURE 2.4 – Réseau de très haute fréquence (VHF) (Crédits : Jouret M. et al, 2018).

2.4 Les instruments de la mission SVOM

Dans cette section, je vais présenter les caractéristiques des différents instruments composant la mission spatiale SVOM (Wei et al. 2016). L'instrument sur lequel porte ma thèse est l'instrument MXT (Microchannel X-ray Telescope). Le chapitre 3 lui sera consacré afin d'expliquer les éléments nécessaires à la compréhension du travail effectué au cours de ces trois années.

2.4.1 ECLAIRs

L'instrument ECLAIRs est un télescope à masque codé dont le rôle est la détection et la localisation rapide de l'émission prompte des sursauts gamma (Godet et al. 2014).

La gamme d'énergie de l'instrument ECLAIRs est comprise entre 4 et 150 keV, ce qui correspond à une observation dans les domaines des rayons X et début gamma. En comparaison, ce seuil bas est bien inférieur à celui de l'instrument BAT, implémenté à bord de la mission spatiale Swift, qui a un seuil bas de 15 keV.

ECLAIRs est composé d'un plan de détection de 1000 cm^2 correspondant à 6400 pixels de tellurure de cadmium (CdTe). Chaque pixel a une taille de 16 mm^2 et une épaisseur de 1 mm. Au sommet de l'instrument, 46 cm au dessus du plan de détection, se trouve un masque codé de 54 $\times$ 54 cm. Cette plaque est composée de tantale, matériau opaque aux rayonnements dans la bande d'énergie d'ECLAIRs et de titane pour des contraintes de solidité mécanique.

La technique de l'imagerie à masque codé permet de palier aux difficultés de focalisation de photons d'énergie au-delà de la dizaine de kilo-électrons-volts. (Les télescopes

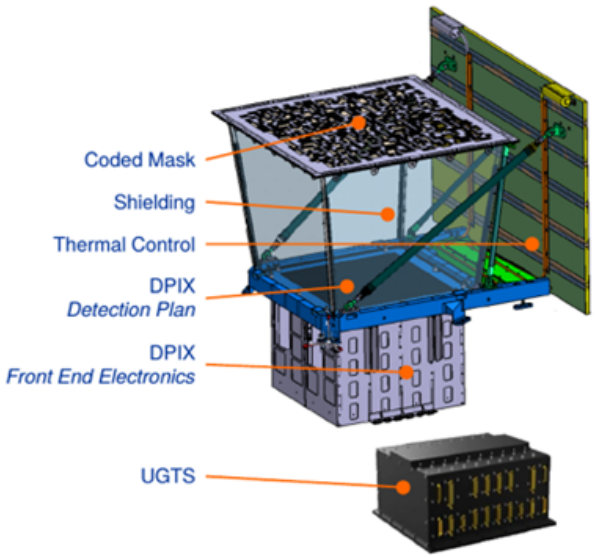


FIGURE 2.5 – Instrument ECLAIRs (Crédits : CEA / CNES).

Wolter I peuvent être utilisés au-delà de 10 keV mais nécessitent des distances focales importantes difficilement atteignable dans l'espace (Ferrando et al. 2009; Harrison et al. 2013; Tagliaferri et al. 2009, 2017)). En effet, plus les énergies sont élevées, plus la distance focale augmente et plus le champ de vue diminue. Il est donc difficile de concevoir un télescope focalisant à grand champ de vue dans la gamme des rayons X durs. Dans un télescope à masque codé, le rayonnement incident va produire un motif caractéristique sur le détecteur de l'instrument permettant de déduire la position de la source observée. Nous pouvons en observer une illustration sur la figure 2.6. La courte distance entre le plan de détection et le masque permet d'obtenir un large champ de vue de 2 stéradians. Cette distance ainsi que la taille des trous du masque codé induisent une largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point de l'instrument de 1,56 degrés.

Afin d'être capable de localiser les sources dans le ciel en temps réel, ECLAIRs est doté d'une unité de traitement de données embarquée à bord, appelée Unité de Gestion et de Traitement Scientifique" (UGTS) (Schanne et al. 2007). Elle a pour objectif de détecter et de localiser les nouvelles sources et de produire les alertes associées avec une précision de localisation de la source inférieure à 12'.

Grâce à son grand champ de vue, ECLAIRs devrait être en mesure de localiser environ 60 sursauts gamma par an (Wei et al. 2016).

2.4.2 GRM : Gamma-Ray Monitor

Un instrument se situant également à bord du satellite SVOM est le Gamma-Ray Monitor (GRM) représenté en figure 2.7. Cet instrument, sous la responsabilité du laboratoire IHEP (Institude of High Energy Physics) chinois, a pour rôle de déterminer le spectre ainsi que la courbe de lumière de l'émission prompte du sursaut gamma jusqu'à une énergie de 5 MeV. Cette limite est plus haute que celle d'ECLAIRs ou de l'instrument BAT à bord de la mission spatiale Swift qui sont de 150 keV. Elle permet donc d'acquérir davantage d'informations spectrales dans le domaine des rayons gamma car, comme nous

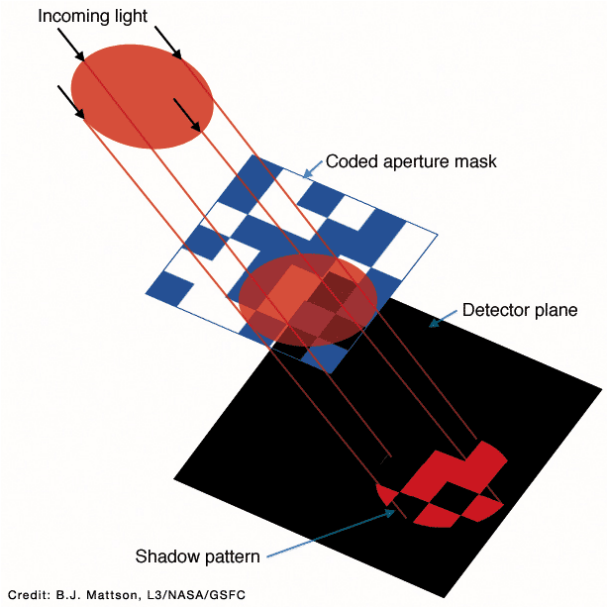


FIGURE 2.6 – Méthode du masque codé (Crédits : B.J. Mattson, L3/NASA/GSFC).

l'avons vu dans le chapitre 1, les sursauts gamma sont caractérisés par une énergie de pic variant entre 10 keV et 4 MeV. En effet, ECLAIRs seul ne pourra pas mesurer toute cette gamme d'énergie, ni la pente du spectre au-delà de celle-ci. Le GRM est composé de trois détecteurs gamma (GRDs : Gamma-Ray Detectors) permettant un champ de vue total de 2,6 sr. Le taux attendu d'observation des sursauts gamma de cet instrument est de 90 par an.

Un des objectifs de cet instrument est de détecter rapidement une source et d'en obtenir des informations spectrales précises mais il n'est pas conçu pour la localisation. En revanche, il permettra la recherche de coïncidences temporelles entre des sursauts gamma et, par exemple, des détections d'ondes gravitationnelles (voir chapitre 8).

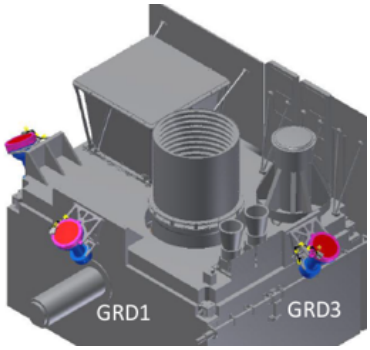


FIGURE 2.7 – Instrument GRM (Crédits : IHEP).

2.4.3 VT : Visible Telescope

L'instrument VT (Visible Telescope) sera également monté à bord du satellite SVOM. Son champ de vue est de 26' × 26' et couvrira, dans la plupart des cas, la boîte d'erreur d'ECLAIRs, dont le diamètre est de 12'. Il est équipé de deux canaux munis d'un détecteur

CCD, avec pour objectif l'observation de la rémanence dans les longueurs d'onde comprises entre 400 et 650 nm, pour le premier canal dans le domaine du visible, et entre 650 et 1000 nm pour le second dans le proche infrarouge. La sensibilité en magnitude visible de l'instrument est de 22,5 en 300 s. Le taux attendu de détection de rémanences de cet instrument est de 80% des sursauts détectés par ECLAIRs. La précision de localisation du VT doit être meilleure que la seconde d'arc. Par ailleurs, le VT, grâce à sa sensibilité poussée en bande rouge, sera capable de détecter des sursauts allant jusqu'à un redshift de 6,5 avant que l'absorption du Lyman-α ne limite toute possibilité de détection.

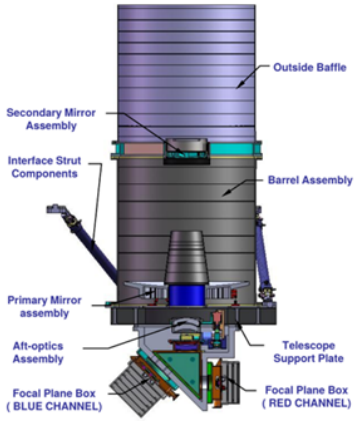


FIGURE 2.8 – Instrument Visible Telescope (Crédits : NAOC).

La technique basée sur la coupure du Lyman-α permet une mesure de la distance des sources à grand redshift. Lorsqu'un photon est émis avec une longueur d'onde inférieure à 1216 Å, il est absorbé par le gaz de l'hydrogène neutre de la galaxie. Une coupure est donc présente dans le spectre de la source observée. Dans le cas de grands redshifts, il est possible de mesurer ces coupures dans le visible voire dans l'infrarouge, en observant des extinctions pour certaines longueurs d'onde après utilisation de filtres sur les observations, et d'en déduire le redshift de la source. Nous pouvons en observer un exemple sur la figure 2.9 où est représenté le spectre d'une galaxie observée à travers les filtres ultraviolet (U), rouge (R) et vert (G) du télescope spatial Hubble. La galaxie est bien détectée dans les filtres R et G mais elle ne l'est pas dans le filtre U à cause de la coupure du Lyman-α. Ces mesures permettent de déterminer le décalage entre la valeur de référence λ_0 de la longueur d'onde du Lyman-α et la longueur d'onde mesurée λ_{obs}. Il est alors possible d'en déduire la valeur du redshift z grâce à l'équation (1.3).

2.4.4 Instruments au sol

La mission spatiale SVOM est également composée de télescopes situés sur Terre qui ont pour mission d'observer les sources pour lesquelles l'alerte est donnée par le satellite.

2.4.4.1 GWAC : Ground based Wide Angle Cameras

Les GWACs, qui signifie Ground based Wide Angle Cameras, sont composés de 36 caméras qui couvrent 5000 degrés carrés, chacune ayant une ouverture de 18 cm. Quatre

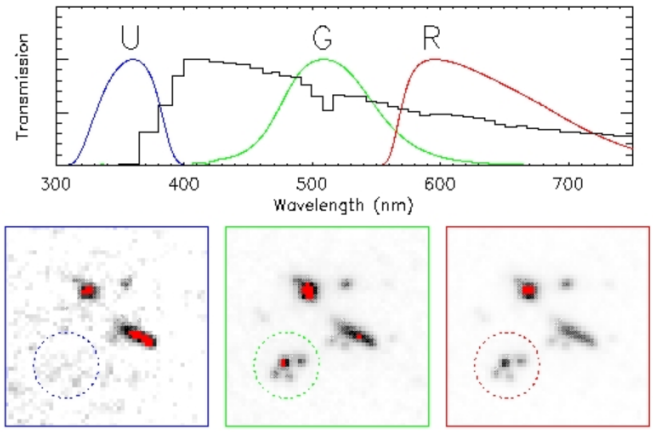


FIGURE 2.9 – Exemple de coupure du Lyman-α d'une galaxie observée à travers les filtres rouge, vert et ultraviolet du télescope spatial Hubble (http://www.nbi.dk/~jfynbo/LBG.html). En haut, spectre attendu. En bas, images mesurées.

de ces instruments sont représentés sur la figure 2.10. Elles sont actuellement en cours de développement à Xinglong en Chine. Elles opèrent dans le visible entre 500 et 800 nm et ont une sensibilité de 15 magnitudes en bande V en 10 s. Elles doivent fournir la localisation des sources observées avec une précision de l'ordre de 11". L'instrument GWAC est destiné à l'observation de l'émission prompte des sursauts gamma. Durant la phase de l'émission prompte, effectuer des observations dans le visible s'avèrera intéressant pour la compréhension des mécanismes de rayonnement associés. En effet, peu de sursauts gamma ont, à ce jour, été observés dans le visible lors de l'émission prompte. Un des rares exemples est celui du GRB 080319B (Beskin et al. 2010; Bloom et al. 2009; Racusin et al. 2008).

FIGURE 2.10 – Instrument Ground based Wide Angle Cameras (Crédits : NAOC).

2.4.4.2 C-GFT : Chinese Ground Follow-up Telescope

Le second télescope situé au sol est le C-GFT (Chinese Ground Follow-up Telescope), représenté sur l'image 2.11. Il sera composé d'un miroir d'un mètre de diamètre, aura un champ de vue de 21' $\times$ 21' et il observera dans le visible entre 400 et 950 nm.

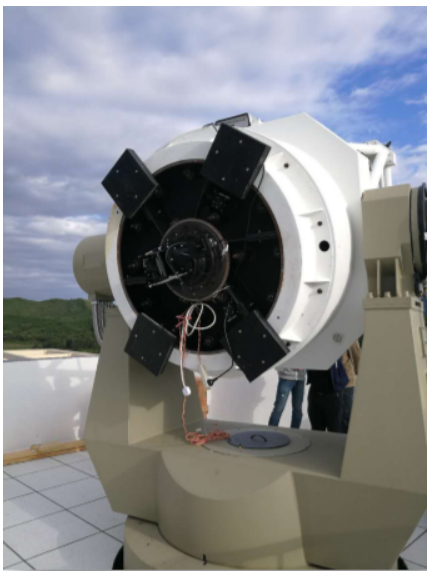


FIGURE 2.11 – Instrument Chinese Ground Follow-up Telescope (Crédits : Collaboration SVOM).

2.4.4.3 F-GFT : French Ground Follow-up Telescope

Le troisième instrument au sol est le F-GFT (French Ground Follow-up Telescope), représenté sur l'image 2.12. Il est développé en collaboration entre la France et le Mexique, observera dans le visible et l'infrarouge entre 400 et 1700 nm avec un champ de vue de 26' × 26' et sera basé à l'observatoire national de San Pedro Martir au Mexique. Il sera composé d'un miroir de 1,3 mètre de diamètre et doit avoir, avec une probabilité de 90%, une rapidité de pointage de moins de 30 s à une position donnée. Par ailleurs, son champ de vue couvrira la boîte d'erreur liée à la localisation de la source fournie par ECLAIRs. Il doit fournir une précision de localisation inférieure à 1". Ce télescope aura pour objectif de déterminer, de façon photométrique, les redshifts des sursauts gamma pour des études cosmologiques avec la technique basée sur l'absorption Lyman-α (voir section 2.4.3). Cette étude précise est uniquement possible depuis le sol (l'instrument VT n'ayant que deux canaux d'observation). La localisation sera déterminée puis diffusée en moins de cinq minutes de manière à effectuer un suivi de ces sources cosmologiques avec des télescopes de plus grandes ouvertures tel que le VLT. L'objectif final étant d'effectuer un spectre de haute résolution de la rémanence et de déterminer avec la meilleure précision le redshift des sources présentant un grand intérêt, notamment pour les très grands redshifts.

En tenant compte de l'efficacité de couverture du ciel, des conditions climatiques et de la sensibilité du télescope, le F-GFT sera capable de détecter 23% des alertes données par SVOM en moins de 60 s, 26% en moins de 180 s, 33% en moins de 3600 s et 65% en moins de 17 h.

2.5 SVOM : segment sol

Lorsque le satellite SVOM détectera un sursaut gamma, l'information sera transmise sur Terre. Un ensemble de systèmes, appelé segment sol, est chargé de l'analyse et du

FIGURE 2.12 – Instrument French Ground Follow-up Telescope (Crédits : Collaboration SVOM).

traitement de ces données, représenté sur la figure 2.13.

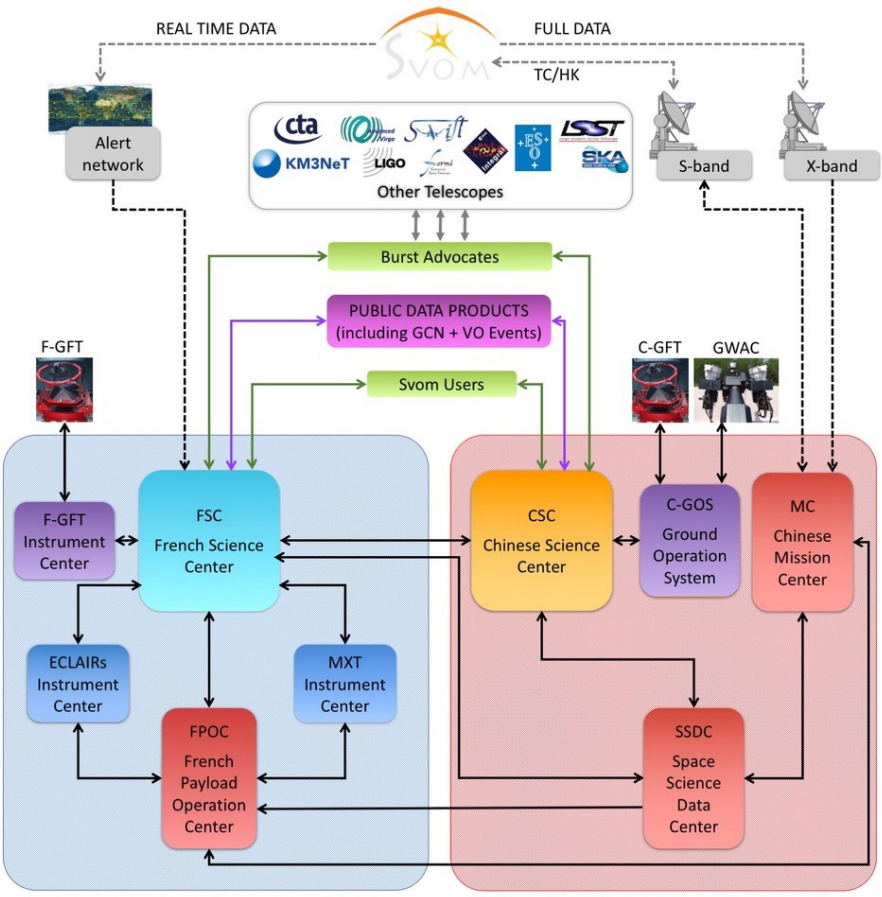


FIGURE 2.13 – Schéma représentant les interactions du segment sol de la mission spatiale SVOM. (Document interne : SV-SY-STB-49-JPO)

L'alerte sera tout d'abord transmise, en temps réel, au Centre Scientifique Français (French Science Center, FSC). Il pourra, à son tour, transmettre l'information aux différents utilisateurs à travers le monde. Il est aussi en charge de l'analyse rapide des données et de la diffusion des résultats. Les utilisateurs du satellite SVOM auront la charge de préparer les programmes d'observation ainsi que d'analyser les données. Plusieurs centres d'instruments sont reliés au French Science Center :

- le F-GFT Instrument Center sera chargé de commander le télescope français F-GFT en termes d'opérations et de calibration ;
- l'ECLAIRs Instrument Center (EIC) sera chargé de préparer les commandes et la calibration à transmettre à l'instrument ECLAIRs ainsi que de surveiller ses performances et sa sensibilité ;
- le MXT Instrument Center (MIC) aura le même rôle que le centre d'ECLAIRs pour l'instrument MXT.

Les FPOC (French Payload Operation Center) et les SSDC (Space Science Data Center) seront, quant à eux, chargés de générer des télécommandes pour téléguider les instruments. Le centre chinois sera notamment chargé d'inclure les mises à jour telles que les informations concernant l'accessibilité des sources, les catalogues ou encore les cartes de bruit de fond.

2.6 Séquence d'alerte

Lors de la détection d'un sursaut gamma par l'instrument ECLAIRs, si le rapport signal sur bruit est suffisant, une phase de séquence d'alerte sera déclenchée. Elle est illustrée par le schéma 2.14.

À partir du moment où ECLAIRs a effectué une détection, le satellite se réorientera. Lors du premier passage de la source dans le VT, ce dernier effectuera des images toutes les 15 s puis enverra une alerte indiquant lorsqu'il sera stabilisé à mieux que 1,6", valeur qui sera à confirmer au cours de l'avancée de la mission, afin de déclencher l'observation des instruments au segment sol. MXT pourra également acquérir des données avant d'atteindre ce critère de stabilisation. En effet, la fonction d'étalement du point de MXT est plus large que celle du VT, et donc l'observation de MXT pourra être considérée comme stable pour un critère d'oscillations du satellite moins restrictif que les 1,6" de l'instrument VT. Au cours de ma thèse, j'ai effectué des simulations afin de déterminer les ordres de grandeurs de ces oscillations ainsi que le temps de départ des acquisitions de MXT. Je présente ce travail dans le chapitre 7.

Une fois MXT stabilisé, l'instrument pourra acquérir des données en temps réel et les transmettre toutes les 30 s par le réseau VHF afin de localiser la source le plus précisément possible, grâce aux algorithmes implémentés à bord du satellite. Je présente mes modélisations numériques sur les algorithmes de localisation à implémenter à bord de MXT dans le chapitre 5 et évalue leurs performances sur des données réelles dans le chapitre 6.

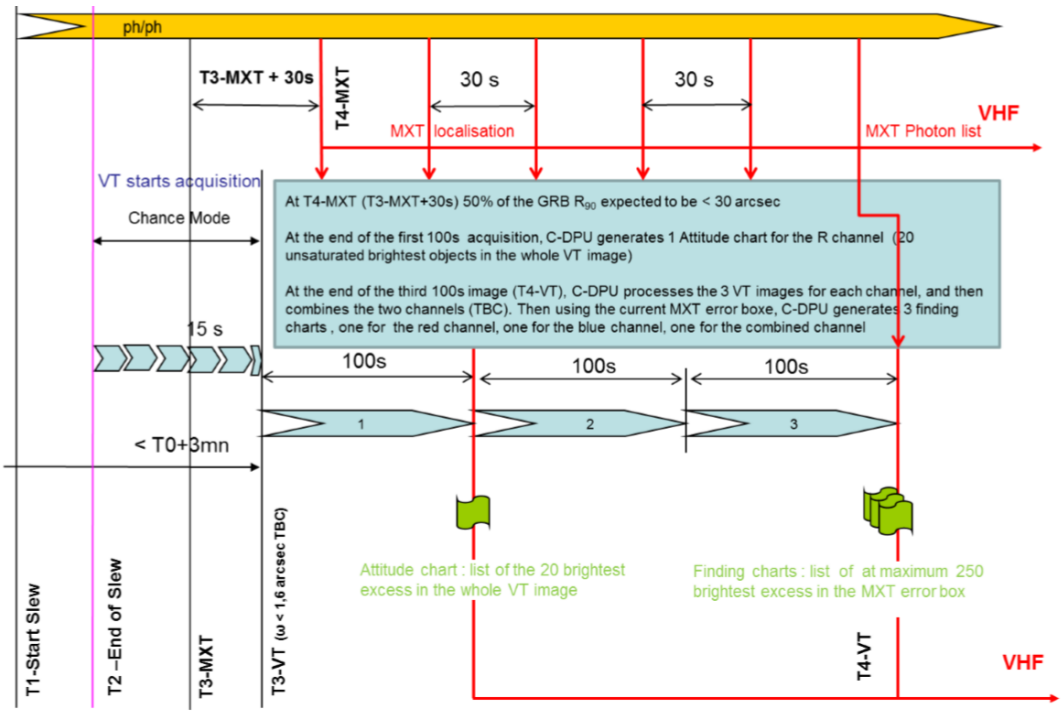


FIGURE 2.14 – Séquence d'alerte lors de la détection d'une source. (Document interne : SV-SY-STB-49-JPO)

Une fois stabilisé, le VT acquerra, à trois reprises, des données pendant 100 s, dans chacun de ses canaux puis, transmettra la liste des positions des 250 sources les plus brillantes qu'il aura dans son champ de vue, à l'intérieur de la boîte d'erreur fournie par MXT, afin de déterminer la position exacte de la source.

2.7 Programme d'observation

Le programme d'observation de SVOM est divisé en trois parties (Cordier et al. 2018). La première est le programme d'observation principal, appelé "Core Program" (CP) et consiste en l'étude des sursauts gamma et des différents processus physiques associés. Ceci inclut l'étude du lien entre les sursauts gamma et les supernovae, la nature de l'objet central résultant de la fusion de deux objets compacts ou de l'explosion d'une étoile massive ou encore l'identification précise des progéniteurs des sursauts gamma courts. Ce programme d'observation est très lié à la cosmologie car, l'un des objectifs de la mission est d'étudier les sursauts comme sondes de l'Univers profond, par exemple, afin d'estimer l'évolution du taux de formation stellaire de l'Univers en fonction du redshift (Chary et al. 2016).

Le second programme d'étude est le "General Program" (GP) qui prévoit que SVOM puisse donner accès à des observations proposées par des personnes extérieures à la mission, SVOM ayant un projet d'observation. Ce programme devra être validé par un comité qui décidera du temps alloué à chaque observateur.

Enfin, le dernier programme scientifique consiste en l'observation des "Target of

Opportunities" (ToO) qui sont des cibles nécessitant des suivis rapides. Après une alerte donnée par SVOM ou tout autre observatoire, la communauté SVOM pourra décider d'effectuer le suivi de cet événement.

La figure 2.15 représente le temps alloué à chacun de ces programmes pour la mission initiale de trois ans et pour la mission étendue sur les deux années suivantes.

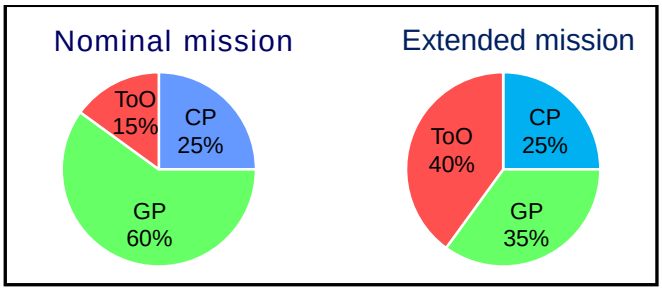


FIGURE 2.15 – Temps d'observation consacré à chaque programme scientifique de la mission SVOM pour la mission initiale (à gauche) et la mission étendue (à droite).

Une simulation d'une possible distribution des observations effectuées par le satellite SVOM est représentée sur la figure 2.16, après un an de mission. Les différents programmes d'observation y sont représentés par un code de couleur.

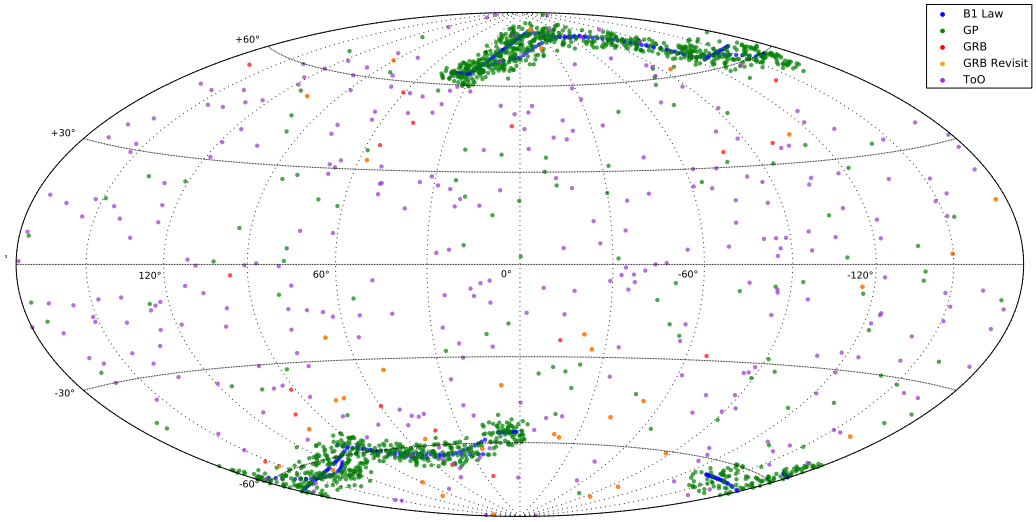


FIGURE 2.16 – Simulation des observations effectuées par SVOM après un an de mesures pour les différents programmes d'observation (Wei et al. 2016).

2.8 Aspect multi-messager

Grâce à l'observation rapide des sources qui sera effectuée par la mission spatiale SVOM, cette dernière sera capable d'étudier des phénomènes tels que les contreparties électromagnétiques d'ondes gravitationnelles, l'origine des neutrinos ou encore les photons de haute énergie au-delà de 10^{12} eV.

Par exemple, le 14 septembre 2015, la première mesure directe d'un signal lié aux ondes gravitationnelles a été effectuée par l'interféromètre LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory). Les ondes gravitationnelles avaient été prédites par Albert Einstein mais aucune détection directe n'avait été obtenue jusqu'à ce jour. Le signal détecté est représenté sur la figure 2.17. D'après les modèles théoriques basés sur la relativité générale, les progéniteurs de ce signal correspondraient à deux trous noirs entrant en coalescence. Dans les prochaines années, une nouvelle génération de détecteur va voir le jour : Advanced Ligo et Advanced Virgo ainsi qu'un nouvel interféromètre en Inde, LIGO-India, ce qui permettra la réduction des boîtes d'erreurs de localisation des sources des futures ondes gravitationnelles qui seront observées. La coalescence d'objets compacts peut induire les contreparties électromagnétiques des ondes gravitationnelles. Le satellite SVOM pourra effectuer des analyses sur une boîte d'erreur réduite.

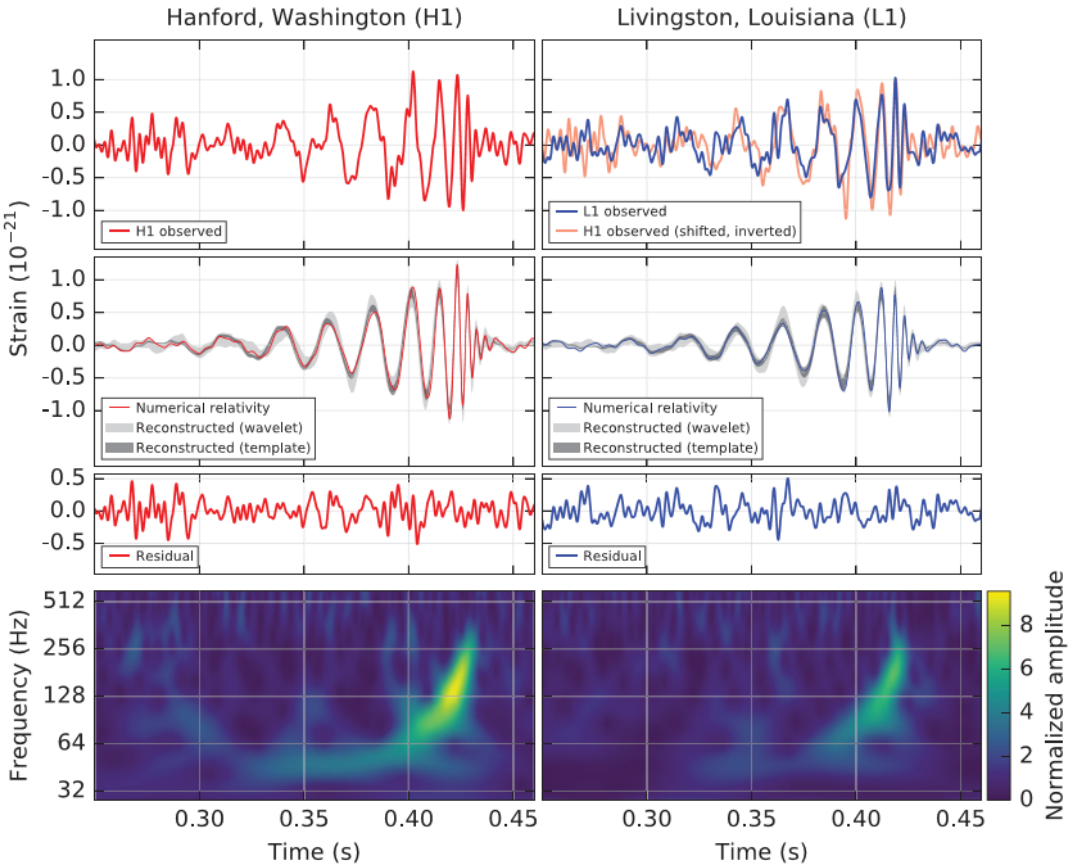


FIGURE 2.17 – Détection des ondes gravitationnelles du 14 septembre 2015 par les interféromètres Handford (gauche) et Livingston (droite). En haut, différence de chemin optique entre les deux interféromètres, au milieu, superposition du signal filtré et du signal théorique et en bas, signal représentant la fréquence en fonction du temps (Abbott et al. 2016b).

Chapitre 3

L'instrument MXT

Sommaire

3.1 Caméra de MXT **41**
3.2 Optique de l'instrument MXT **44**
3.2.1 Principe de l'optique en œil de langouste 44
3.2.2 Micropores 45
3.2.3 Configuration de l'optique 47
3.3 MXT : Fonction d'étalement de point **47**
3.4 Limites de l'optique en œil de langouste **50**
3.5 Comparaison entre XRT et MXT **52**

Le télescope à micro-canaux MXT (Microchannel X-ray Telescope) est l'instrument qui est au cœur de mon travail de thèse.

Cet instrument, observant dans la gamme des rayons X, est dédié au suivi rapide de contreparties des sursauts gamma et à leur localisation précise. Il est représenté sur la figure 3.1, est composé de cinq parties principales : un module optique, une caméra, une structure en fibre de carbone, une unité de traitement des données et un radiateur.

Dans ce chapitre, je décris plus particulièrement la caméra de MXT, qui sera en charge de la détection des photons, ainsi que l'optique de l'instrument, en forme d'œil de langouste, dont la compréhension est essentielle pour analyser ses effets sur les données qui seront observées.

3.1 Caméra de MXT

La caméra de l'instrument MXT est représentée sur le schéma 3.2. Elle est composée d'une roue de calibration, d'un plan focal, qui accueille le détecteur et son électronique de proximité (CAMEX) et d'un blindage d'environ 3 cm d'épaisseur, conçu pour protéger le détecteur des radiations ionisantes, en particulier pendant le passage de SVOM à l'intérieur de l'anomalie sud Atlantique. Cette dernière aura quatre positions : une position fermée, une position ouverte, utilisée pendant les observations du Core Programme, une position avec un filtre UV (de 160 nm d'épaisseur de polymide) pour limiter le bruit induit par les sources avec un flux UV important et, finalement, une position avec la

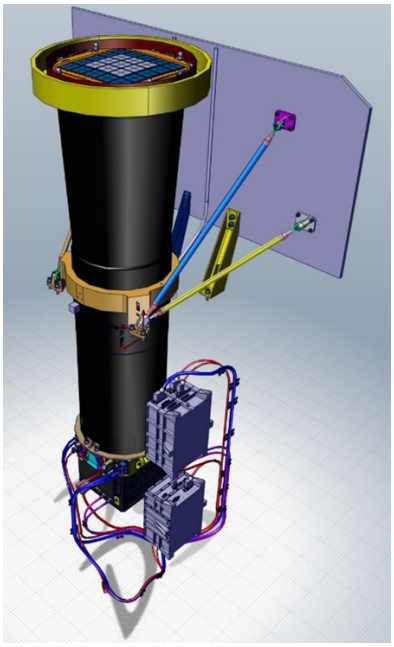


FIGURE 3.1 – Instrument MXT (Crédits : CNES).

source de calibration. La source de calibration sera une source de ^{55}Fe qui va générer des raies de calibration à 5,9 et 6,5 keV, qui serviront à surveiller les changements de gain du détecteur et donc permettront les corrections de calibration en énergie. Elles permettront également de mesurer l'évolution de la résolution énergétique avec le vieillissement du détecteur.

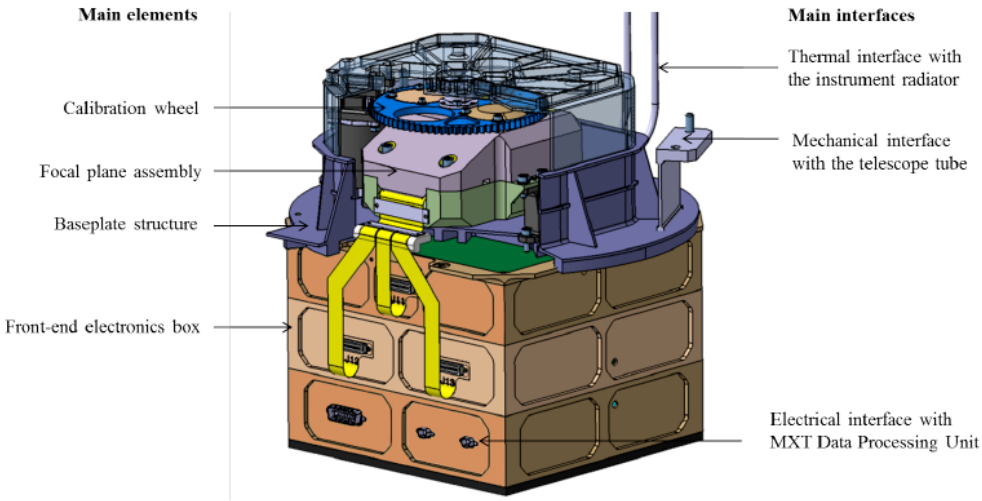


FIGURE 3.2 – Schéma de la caméra de l'instrument MXT (Götz et al. 2016).

Le plan focal de la camera de l'instrument MXT (figure 3.3) est basé sur un pnCCD développé par le Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (MPE). Ce dernier est composé d'une surface active de 256 × 256 pixels de 75 μm. La taille d'un pixel correspond à 13,6" sur le ciel. Afin de maintenir le plan focal à une température permettant le bon fonctionnement du détecteur (-65°C), le plan focal inclut la possibilité d'utiliser trois refroidisseurs thermo-électriques (TEC), avec une stabilité attendue de 1°C pendant

l'observation.

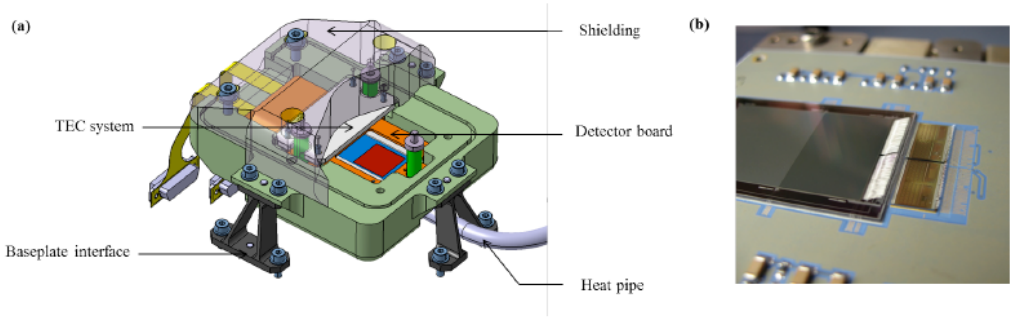


FIGURE 3.3 – (a) Schéma du plan focal de la camera, (b) prototype du détecteur (Götz et al. 2016).

Comme nous pouvons le constater sur la figure 3.4, cette température de -65°C est un compromis entre les capacités de refroidissement des TECs et la nécessité de limiter le bruit de lecture du détecteur. En effet, nous pouvons observer que le bruit est plus faible lorsque la température diminue, jusqu'à -60°C, où la diminution de la température n'a plus d'influence sur le niveau de bruit.

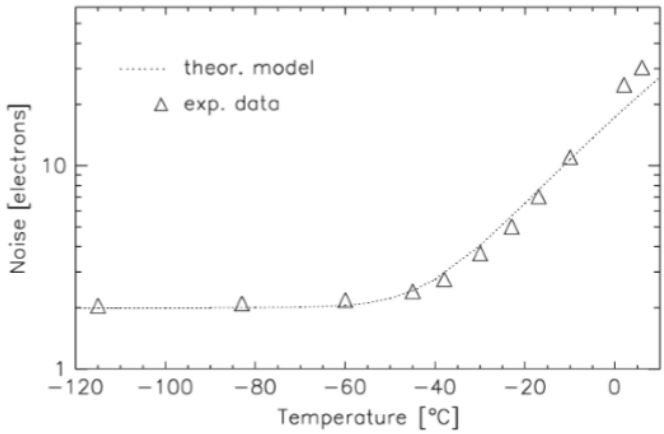


FIGURE 3.4 – Bruit attendu en fonction de la température du détecteur (Meidinger et al. 2006).

Le détecteur convertit l'énergie des photons en charges par effet photoélectrique. Une fois ces charges collectées par les CAMEX, l'électronique frontale de la caméra digitalise les signaux et envoie l'information de position et de l'amplitude de tous les pixels touchés à chaque temps d'intégration, d'une durée de 100 ms, à l'unité de traitement de bord de MXT (M-DPU). Le M-DPU appliquera un filtre de reconnaissance de forme pour différencier les signaux correspondant à des rayons X et les signaux induits par des rayons cosmiques et, préparer les paquets de télémesures à envoyer à la mémoire de masse du satellite. Le M-DPU est également responsable de la gestion thermique de l'instrument, de la roue à filtre et finalement de l'exécution des algorithmes de localisation en temps réel des sources à bord du satellite, algorithmes que j'ai développés et que je décris en chapitre 5 de ce manuscrit.

3.2 Optique de l'instrument MXT

Afin de focaliser les photons X vers le détecteur, l'instrument MXT utilise une technologie optique dite en "œil de langouste" (voir figure 3.5), développée par Angel (1979), qui sera mise en place pour la première fois dans le cadre d'un télescope X, nécessitant donc de comprendre la réponse de cette optique et de mettre en place des algorithmes de traitement adaptés pour l'exploitation des données. Cette optique, tirée d'une analogie avec les yeux de crustacés, a l'avantage d'avoir une sensibilité uniforme sur tout le champ de vue et de capter des signaux avec de faibles rapports signal sur bruit (SNR), le tout sur un large champ de vue. En effet, l'optique de MXT a un diamètre de 24 cm et une longueur focale de 1,15 m lui donnant ainsi un champ de vue de 57' × 57'. De plus, cette optique présente l'intérêt d'avoir une taille et une masse réduite par rapport à une optique focalisante, la masse de l'optique étant de 2 kg pour une masse totale du télescope de 35 kg.

3.2.1 Principe de l'optique en œil de langouste

À la différence de la plupart des animaux ou des humains qui possèdent une vision basée sur la réfraction, les crustacés tels que les langoustes ont une vision différente, basée sur la réflexion. Ceci a été découvert par Vogt (1975) et Land (1978). Leurs yeux sont composés d'une multitude de petits canaux carrés dont les côtés lisses permettent la réflexion des faisceaux de lumière incidents. La structure globale de cette optique, représentée en figure 3.5, est incurvée de manière sphérique produisant ainsi un plus grand champ de vue. Nous pouvons observer plusieurs agrandissements de l'œil d'une langouste et nous distinguons de mieux en mieux, au fur et à mesure des agrandissements, les pores dans lesquels les réflexions s'effectuent.

Afin de reproduire ce principe, l'optique de MXT est constituée de plaques de micro-pores optiques (MPOs), produites par l'entreprise Photonis, qui mesurent 40 mm de côté pour une épaisseur de 1,05 mm à 2,4 mm, chacune composée de micro-pores carrés de 40 micromètres de côtés.

Les réflexions rasantes à l'intérieur de cette optique sont possibles lorsque la longueur des pores est supérieure à la longueur d'onde correspondant à la radiation incidente et lorsque le rapport entre la profondeur et la longueur des pores est suffisamment élevé, de l'ordre de 100 (Angel 1979). De plus, l'angle d'incidence doit être supérieur à un angle critique, dépendant de la longueur d'onde, pour permettre une réflexion totale.

De ce fait, la taille des pores est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres sachant que la longueur d'onde des rayons X mous est de quelques nanomètres (correspondant à 0,2 - 10 keV). La réponse de cette optique face à une source ponctuelle est atypique par rapport à un télescope X classique (Wolter 1975). En effet, au lieu de créer une réponse simplement étalée, elle a une forme de croix avec un pic central d'amplitude plus importante (voir section 3.3). En revanche, l'avantage de cette optique est qu'elle a une réponse uniforme sur tout le champ de vue et qu'elle est composée d'une multitude de microcanaux. Elle est donc adaptée aux instruments à grand champ de vue. En effet, les micropores qui composent les yeux des crustacés leurs permettent de capter la lumière, même aux extrémités de leurs yeux, ceci grâce aux réflexions qui ont lieu dans les canaux

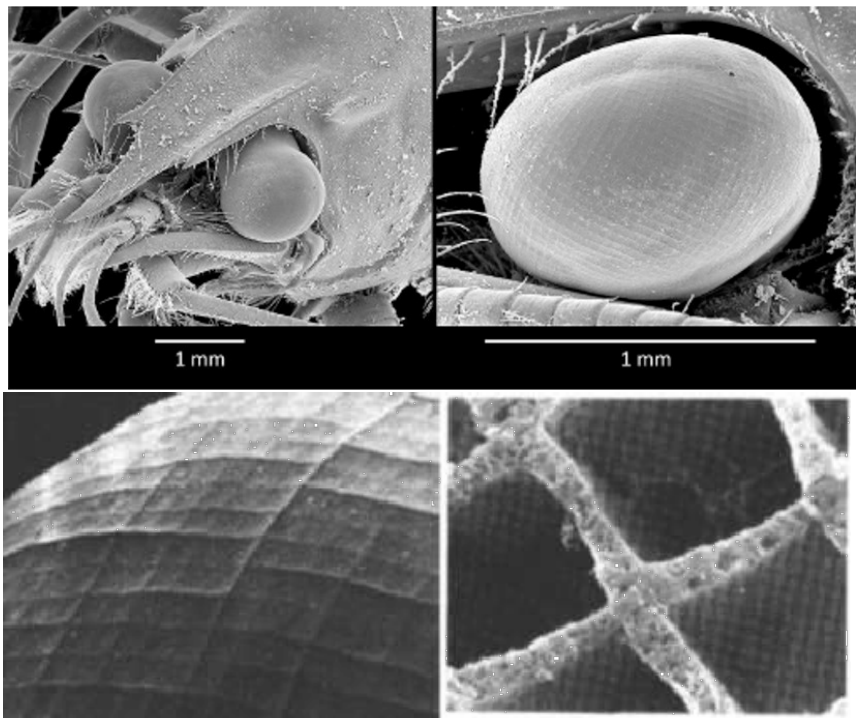


FIGURE 3.5 – Agrandissements d'un œil de langouste réel. (Crédits : NASA)

permettant de focaliser les photons. Cette optique permet donc d'obtenir un grand champ de vue en prenant un minimum d'espace du point de vue de l'instrument.

La figure 3.6 illustre les réflexions typiques se produisant à l'intérieur de cette optique. La réponse de l'instrument face à une source ponctuelle, appelée fonction d'étalement du point ou PSF [1], dépend ainsi du nombre de réflexions qui se produisent à l'intérieur de cette optique. Lorsque le photon incident produit un nombre de réflexions impaires sur les parois des microcanaux, il contribue à la formation des bras de la PSF. Si le photon incident produit un nombre pair de réflexions, il contribue à former le pic central de la PSF. Enfin, si le photon incident n'effectue aucune réflexion au sein des microcanaux, il forme le fond diffus de la PSF.

3.2.2 Micropores

Sur la figure 3.7, est représentée une plaque réelle MPO. À gauche, il s'agit de la plaque entière et, à droite, d'un agrandissement sur une partie d'une plaque MPO. Nous pouvons bien observer les microcanaux à l'intérieur de cette plaque. Nous constatons également les limites de la technologie actuelle puisque la jonction entre les différents canaux n'est pas parfaitement réalisée, comme représenté sur la dernière rangée. Ceci est l'un des défauts de l'optique qui peut expliquer une déformation de la PSF (voir section 3.4).

1. on utilisera dans la suite du manuscrit le terme PSF signifiant "Point Spread Function"

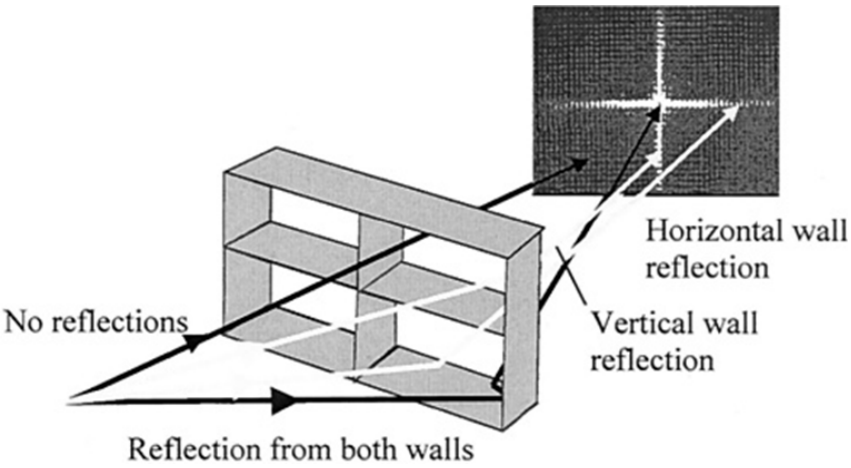


FIGURE 3.6 – Schéma représentant le principe du fonctionnement de l'œil de langouste ainsi que la PSF résultante (Irving et al. 2003).

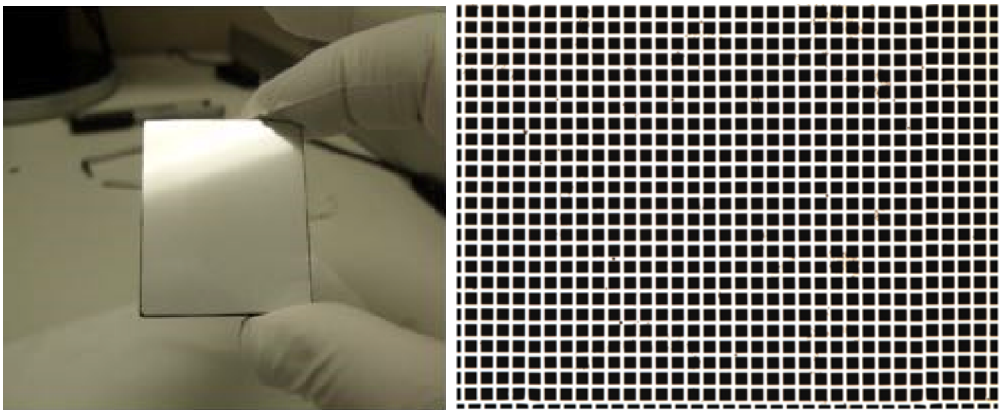


FIGURE 3.7 – Plaques MPOs. À gauche un MPO entier, à droite, un agrandissemnt de plaque MPO.

3.2.3 Configuration de l'optique

La configuration et l'étude de l'optique de MXT est sous la responsabilité de l'équipe de l'Université de Leicester. Grâce aux études et aux tests effectués sur les MPOs, la configuration de l'optique a évolué plusieurs fois durant ma thèse et certains de mes travaux concernent des configurations plus anciennes car à ces moments-là, il s'agissait des résultats les plus récents fournis par l'Université de Leicester. Ces évolutions de configurations ne retirent cependant en rien, l'intérêt de l'étude.

Deux configurations principales ont été étudiées et sont représentées sur la figure 3.8. La configuration de gauche est composée de 21 plaques MPOs ayant des épaisseurs différentes de 1,05, 1,2, 1,7 et 2,4 mm. Les distances focales de ces configurations sont soit de 1 m, soit de 1,15 m.

Au cours de ma thèse, la configuration de droite de la figure 3.8, composée de 25 plaques MPOs, a ensuite été étudiée pour des raisons mécaniques, les épaisseurs des plaques ne permettaient pas une bonne tenue aux chocs. Par rapport à la version de gauche, les quatre coins initialement vides ont été remplacés par des plaques. Les épaisseurs sont cette fois de 1,2 et 2,4 mm suivant les plaques. Chaque plaque mesure 40 × 40 mm^2 avec une taille des pores carrés de 40 μm. Cette configuration correspondra à une distance focale de 1,135 m. En prenant en compte toutes ces modifications, l'Université de Leicester a montré que cette configuration fournit un meilleur rendement au niveau de la surface efficace de l'instrument (voir section 3.3).

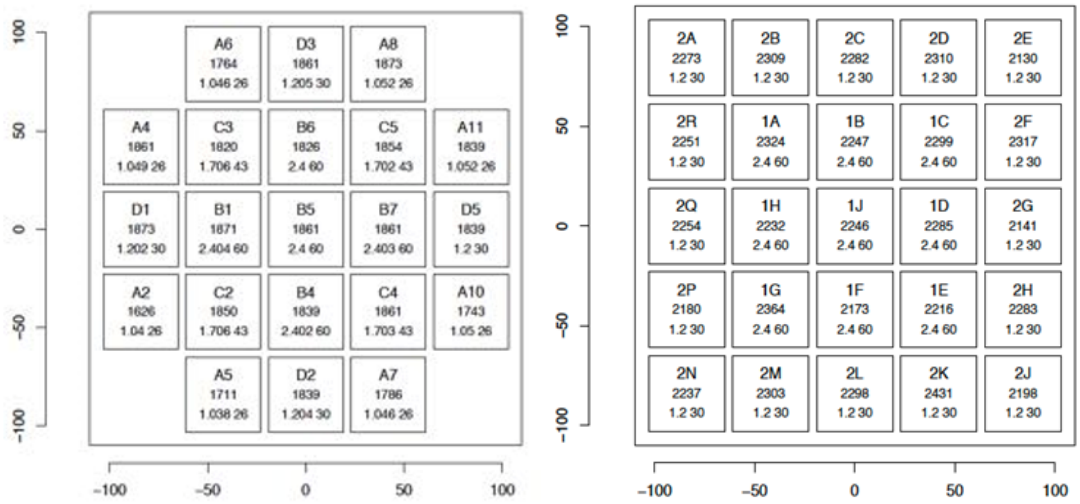


FIGURE 3.8 – Configurations des optiques de l'instrument MXT. À gauche avec 21 MPOs et à droite avec 25 MPOs (communication interne : Willingale et al., Université de Leicester). Les axes sont exprimés en millimètres.

3.3 MXT : Fonction d'étalement de point

La forme de la PSF de l'instrument MXT a été calculée par l'Université de Leicester grâce à des simulations de ray-tracing basées sur les mesures en rayons X obtenues à 1,5 keV des MPOs produits par l'entreprise Photonis. La PSF obtenue, que j'ai représentée

sur la figure 3.9 [2], est composée d'un pic central, de bras croisés et d'un fond diffus, forme effectivement prévue par l'optique en œil de langouste (section 3.2.1).

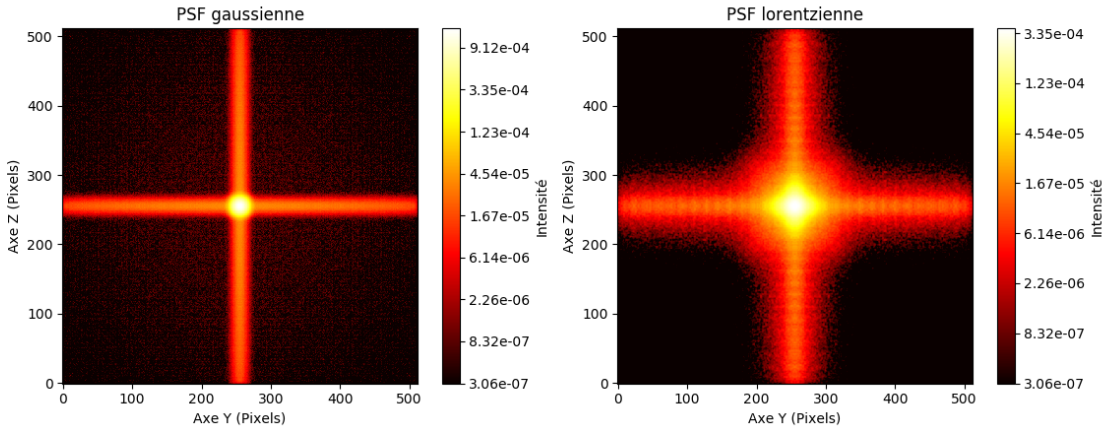


FIGURE 3.9 – Fonction d'étalement du point de l'instrument MXT modélisé à 1.49 keV : à gauche, la PSF gaussienne utilisée en début de thèse (correspondant à une version idéale) et à droite la PSF lorentzienne (en "diamant") utilisée en fin de thèse. Elles sont modélisées sur 512 × 512 pixels. (Référence interne : `https://forge.in2p3.fr/projects/mxt-it/dmsf?folder_id=90`)

Au début de ma thèse, la PSF correspondait à la forme théorique estimée par l'Université de Leicester, et donc représente un cas très "optimiste" avec une FWHM [3] de 4,5', comme nous pouvons l'observer sur la figure de gauche représentée en 3.9. En analysant les micropores, les chercheurs de l'Université de Leicester se sont aperçus que des défauts sont présents dans l'optique et ont modifié en conséquence le modèle de la PSF qui, de ce fait, apparaît plus dégradé, comme je l'ai représenté sur la figure de droite. Elle a maintenant davantage une forme de diamant et est bien plus étalée avec une FWHM de 6,5'.

La limite idéale de la résolution angulaire et donc de la PSF d'un système optique en œil de langouste est donné par $\Delta\theta_g = d/F$, où F est la distance focale de l'optique et d la longueur des pores de l'optique (Willingale et al. 2016). À cela il faut ajouter l'aberration sphérique ($\Delta\theta_s = 4\sqrt{2}(d/L)^3$, avec L, la profondeur des pores) et la composante due à la limite de diffraction ($\Delta\theta_d = 2\lambda/d$, où λ est la longueur d'onde considérée). Pour le cas de MXT, si on considère une focale de 1 m, une énergie des photons de 1 keV ($\lambda \simeq$1,2 nm), une longueur de pores de 40 μm et une profondeur des pores de 2,4 mm pour les éléments centraux de l'optique, la résolution angulaire intrinsèque du système, donnée par l'équation 3.1, sera égale à :

$$\Delta\theta = (\Delta\theta_g^2 + \Delta\theta_s^2 + \Delta\theta_d)^{1/2} \simeq 15,8'' \tag{3.1}$$

Plusieurs simulations de la PSF ont été effectuées pour différentes distances focales dans les configurations suivantes :

- un cas idéal, issus d'études théoriques considérant un pic central de PSF "gaussien" ;

2. On définit l'axe Y comme les colonnes du détecteur et l'axe Z comme les lignes du détecteur.
3. Full Width at Half Maximum soit, largeur à mi-hauteur

– des cas optimisés de l'optique, issus de simulations considérant une optique sans défauts de MPOs ;
– des cas réels, issus de mesures de MPOs avec leurs défauts (défauts présentés en section 3.4).

Dans chaque cas, un fichier de l'image de la PSF au format FITS a été fourni à la communauté MXT par l'Université de Leicester. Sur la figure 3.10, j'ai représenté les différentes surfaces efficaces, fournies par l'Université de Leicester [4], pour les différents modèles de PSF afin de les comparer. Elles sont représentées en fonction de l'énergie à laquelle MXT va opérer.

Pour les cas idéaux et optimisés, basés uniquement sur le centre de la PSF, le pic de la surface efficace varie entre 27 cm^2 pour une distance focale de 1 m et 30 cm^2 pour une distance focale de 1,15 m. Ces valeurs sont plus importantes que dans les cas basés sur les mesures réelles des MPOs qui ont une surface efficace comprise entre 18 cm^2 et 22 cm^2. Pour des cas identiques, une distance focale plus élevée induira une surface efficace plus grande de l'instrument.

Le pic principal de la surface efficace de la PSF est compris entre 0,2 et 2 keV et est atténué aux énergies plus élevées compte-tenu des matériaux utilisés (silicium et iridium).

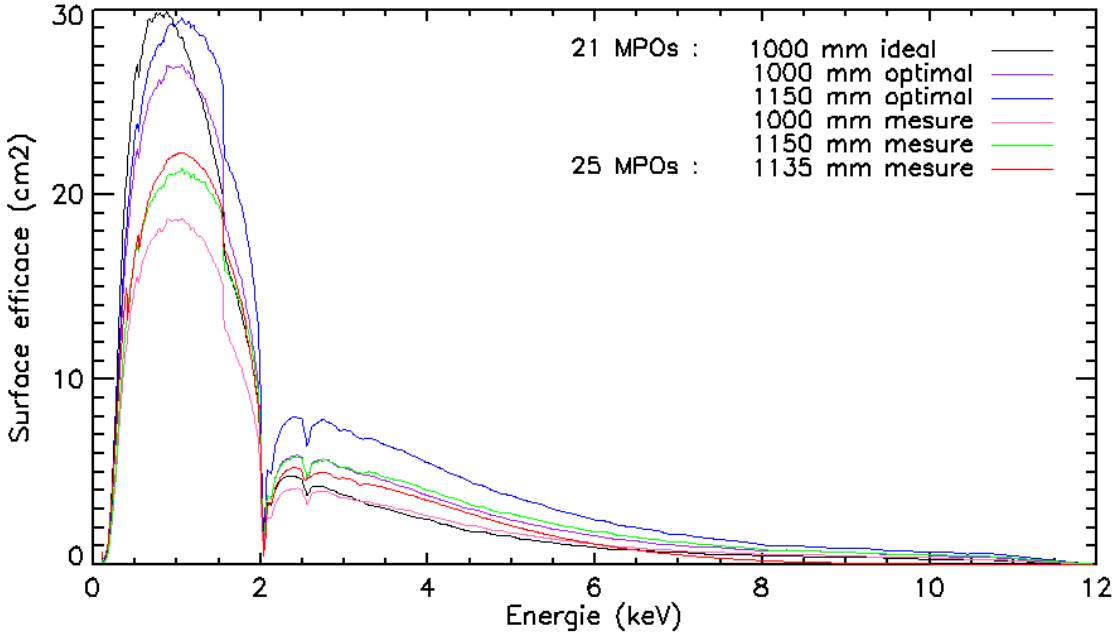


FIGURE 3.10 – Surface efficace (incluant uniquement le pic de la PSF) de l'instrument MXT dans des cas différents de PSF. La configuration de 21 MPOs est présentée pour les distances focales de 1 m et 1 m 15 dans les cas optimaux et les cas mesurés en laboratoire. La PSF idéale est celle ayant une forme de gaussienne, produite avant les mesures de MPOs. La configuration de 25 MPOs est présentée pour une distance focale de 1,135 m. (Documents internes : https://forge.in2p3.fr/projects/mxt-it/dmsf?folder_id=90).

4. https://forge.in2p3.fr/projects/mxt-it/dmsf?folder_id=90

Par ailleurs, en comparant les surfaces efficaces lorsque l'on ne considère que le centre de la PSF et lorsque l'on inclut la PSF entière, dont j'ai représenté un exemple sur la figure 3.11, nous pouvons constater que l'efficacité est bien meilleure en tenant compte de toute la PSF. Cet effet est présent quel que soit le modèle de PSF et la distance focale considérés, d'où l'importance de prendre en compte la totalité de la PSF. Au cours de cette thèse, mes travaux se sont fondés sur les différentes versions de la PSF qui m'ont été communiquées, en utilisant la plus actuelle au moment où je réalisais mes travaux. Les résultats généraux de ces travaux resteront vrais quelle que soit la version de la PSF.

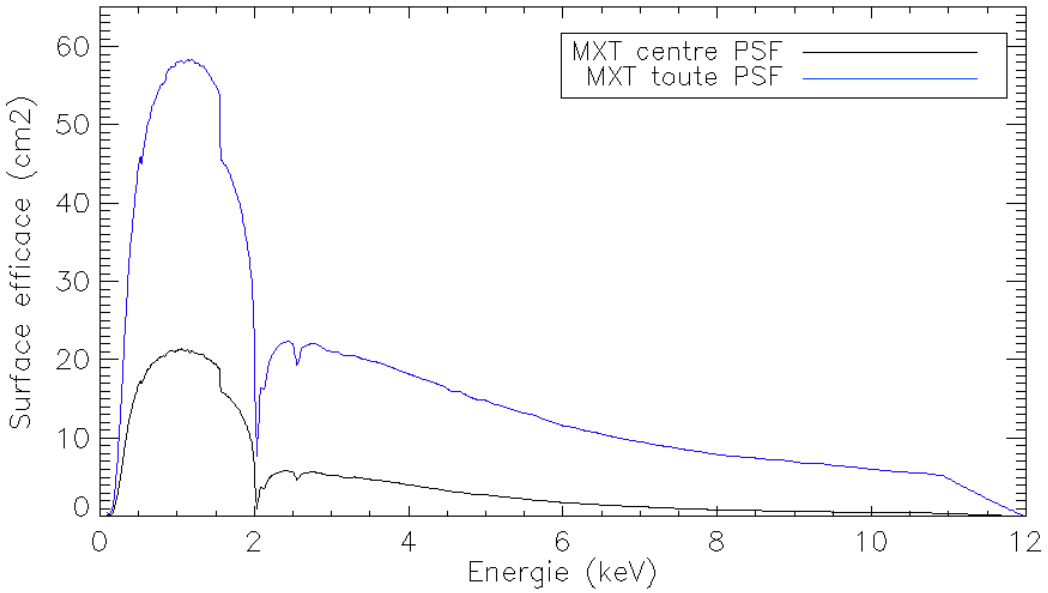


FIGURE 3.11 – Surfaces efficaces l'instrument MXT en ne considérant que le centre (noir) et en tenant compte de toute la PSF (bleu) pour la PSF basée sur la configuration de 21 MPOs et une distance focale de 1,15 mm dans le cas des MPOs mesurés.

Un autre aspect qui a été étudié par l'équipe de Leicester est la dépendance en énergie de la forme de la PSF (Willingale et al. 2017, communication interne[5]), voir figure 3.12. Les études ont montré qu'il y a une faible dépendance de la largeur à mi-hauteur de la PSF à des énergies inférieures à 2 keV. Au contraire, pour des énergies plus élevées, la largeur à mi-hauteur augmente et l'importance relative du pic diminue par rapport aux bras. Dans la suite de cette thèse, nous pourrons considérer que la PSF mesurée à 1,5 keV est représentative de la bande 0,3 - 2 keV, à laquelle le télescope est le plus sensible, comme nous avons pu le voir en étudiant les surfaces efficaces.

3.4 Limites de l'optique en œil de langouste

Plusieurs sources d'erreurs dans la production des MPOs peuvent limiter les performances de cette optique. Il peut par exemple s'agir de biais des angles des pores, d'erreurs dans le rayon de courbure des MPOs, de pores non carrés ou de surfaces internes de pores irrégulières, comme représenté sur la figure 3.13 où de mauvais raccords entre les parties

5. https ://forge.in2p3.fr/dmsf/files/4291/

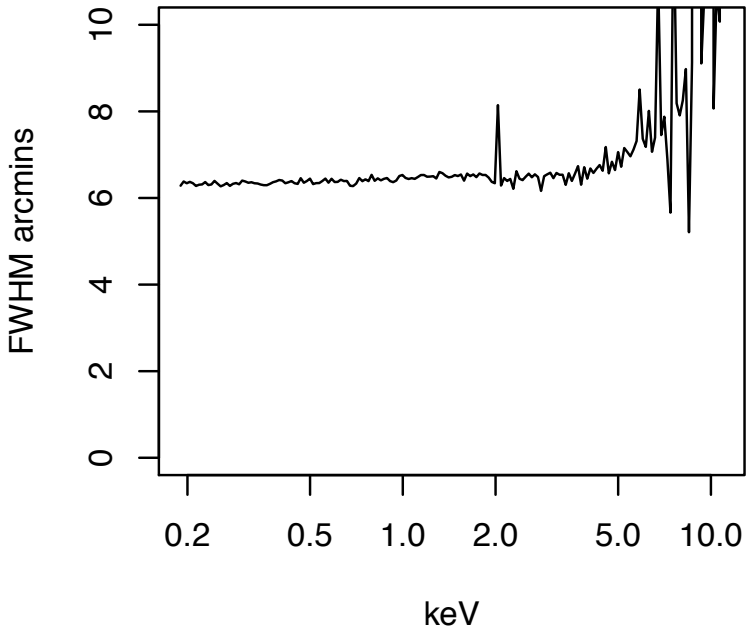


FIGURE 3.12 – Largeur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF de MXT (21 MPOs, distance focale de 1,150 mm, basée sur les MPOs réels) en fonction de l'énergie (Willingale et al. (2017), communication interne).

des MPOs ont également lieu. Même si on essaie de prendre en compte ces effets dans les outils de simulation, il est très difficile de modéliser fidèlement une telle optique avec l'ensemble des défauts.

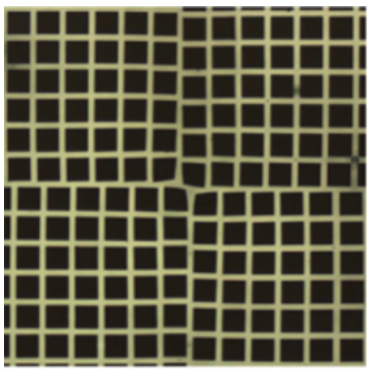


FIGURE 3.13 – Agrandissement des MPOs sur un mauvais raccordement de pores.

Nous sommes aussi limités par la technologie de production. Par exemple, des erreurs géométriques peuvent être induites dans la phase du passage d'un MPO plat à un MPO sphérique. En effet, lorsque les plaques de micropores sont créées, ils faut ensuite les incurver pour leur donner la forme finale sphérique. Cependant, ceci nécessite d'imposer une pression et une température élevée sur le verre plombé ce qui induit donc des déformations du matériau visible sous la forme d'étirement et de compression.

Ces défauts peuvent avoir des conséquences sur la forme de la PSF de l'instrument comme nous avons pu le voir en section 3.3.

D'autres effets sont également représentés en figure 3.14, dûs à un mauvais aligne-

ment des MPOs. Le décalage dans un des bras montre bien que la PSF sera plus étalée que dans le cas idéal.

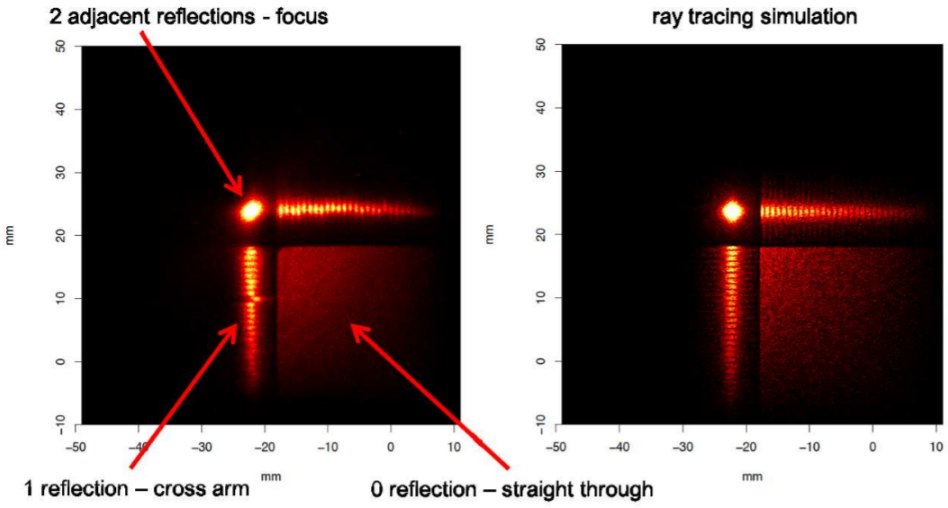


FIGURE 3.14 – À gauche, image obtenue à 1,49 keV d'une seule plaque dans le cas d'une optique dégradée, à droite, simulation obtenue par les méthodes de ray-tracing (Willingale et al. 2016).

3.5 Comparaison entre XRT et MXT

Les instruments XRT (Burrows et al. 2005) de la mission spatiale Swift (Gehrels et al. 2004) et MXT que nous développons en vue de la mission spatiale SVOM ont des objectifs similaires : ils sont tous deux destinés à l'observation des émissions rémanentes des sursauts gamma et d'autres sources transitoires dans la gamme des rayons X mous. Je décris ici leurs différences et ce qu'elles induisent comme avantages et inconvénients. Les principales caractéristiques de chaque instrument sont représentées dans le tableau 3.5.

Caractéristiques	**XRT**	**MXT**
Distance focale	3,5 m	1,15 m
Champ de vue	23,6' × 23,6'	57' × 57'
Détecteur	600 × 602 pixels	256 × 256 pixels
Taille des pixels	2,36"	13,5"
Energie	0.2 - 10 keV	0.2 - 10 keV
Masse	198,1 kg	35 kg
Surface efficace	165 cm^2 à 1,5 keV	22 cm^2 à 1 keV 59 cm^2 avec les bras de la PSF
PSF	18" à 1,5 keV	6,5' à 1,5 keV

TABLE 3.1 – Comparaison des caractéristiques des instruments XRT et MXT.

L'instrument MXT est six fois plus léger que l'instrument XRT, ce qui est un avantage important pour le spatial. En revanche, la distance focale plus courte et l'optique plus compacte de MXT impliquent que sa surface efficace sera plus petite, comme on

peut le voir sur la figure 3.15. Par ailleurs, la surface efficace de MXT devient plus petite au-delà de 2 keV alors que celle de XRT reste très efficace jusqu'à 7 keV, ce qui donne des résultats moins précis pour MXT que ceux de XRT (les rapports des surfaces efficaces entre XRT et MXT sont de 2,8 pour 1,5 keV et 9,1 pour 7 keV ce qui est dû à la différence d'optique et de focale utilisée).

Nous constatons également que le champ de vue de l'instrument MXT est plus grand que celui de XRT malgré le fait que MXT soit plus petit. Ceci nous montre bien l'intérêt de l'utilisation de l'optique basée sur le principe des yeux de langouste dans ce type de mission.

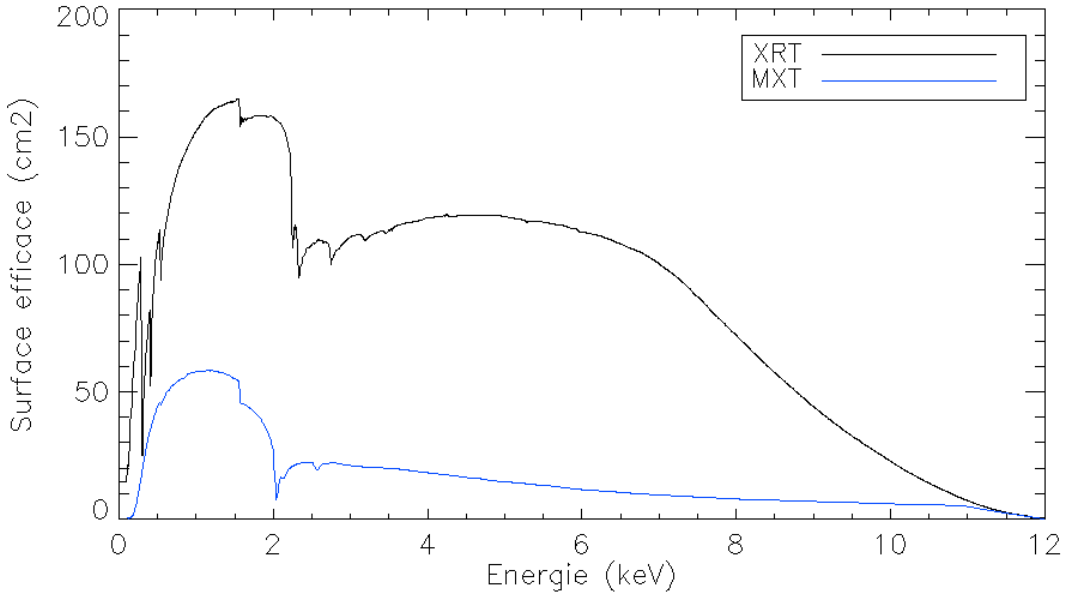


FIGURE 3.15 – Surfaces efficaces de l'instrument MXT (bleu), correspondant à la PSF (21 MPOs, distance focale 1,15 mm, basée sur les MPOs mesurés), et de l'instrument XRT (noir).

Enfin, nous pouvons voir que la PSF de MXT est presque 20 fois plus large que celle de XRT, et en conséquence, nous pouvons nous attendre à de moins bonnes performances de localisation. Cependant, les spécifications demandent que MXT soit capable d'effectuer la localisation des sources avec une précision meilleure que 120", de façon à fournir une position que l'instrument VT et les instruments au sol pourront exploiter pour leurs observations. Ainsi, les méthodes de localisation que je développe (voir chapitre 5) doivent être capables de respecter cette spécification, malgré le fait que la largeur de la PSF est de 390".

Deuxième partie

Évaluation des performances de l'instrument MXT

Chapitre 4

Simulateur numérique de l'instrument MXT

Sommaire

4.1 Présentation du simulateur 57
4.1.1 Description du simulateur 57
4.1.2 Modélisation de la PSF 58
4.1.3 Effet de vignettage 59
4.1.4 Conversion du flux de la source en nombre de coups détectés . 59
4.1.5 Temps d'arrivée des photons 61
4.1.6 Bruit de fond attendu 63
4.2 Résultats 63
4.3 Effets étudiés grâce au simulateur 65
4.3.1 Empilement de photons 65
4.3.2 Partage de charges 66
4.4 Conclusion 67

Un des objectifs de mon travail de thèse a consisté à développer un simulateur numérique de l'instrument MXT afin d'évaluer les performances de l'instrument. Ceci est une étape fondamentale avant le lancement du télescope dans l'espace dont l'optique en "œil de langouste" (voir section 3.2) sera mise en place pour la première fois dans le cadre de télescopes X, nécessitant donc la compréhension de la réponse de cette optique. Je vais détailler le fonctionnement de ce simulateur dans ce chapitre, ainsi que les résultats des études que j'ai réalisées, permettant de prédire la réponse de l'instrument (spectres, images) lors de l'observation d'une rémanence de sursaut gamma.

4.1 Présentation du simulateur

4.1.1 Description du simulateur

L'algorithme que j'ai développé a pour but de simuler la détection de photons par MXT à partir de la modélisation de la source à observer et de l'instrument grâce aux

paramètres suivants : la position de la source dans le champ de vue du détecteur, ses caractéristiques spectrales, son flux, la durée de l'observation, la surface efficace du détecteur, la PSF utilisée et le niveau de bruit.

Pour réaliser ce simulateur, les étapes importantes sont : la modélisation de la PSF (section 4.1.2), la conversion du flux de la source en nombre de coups détectés par MXT (section 4.1.4), l'attribution d'un temps d'arrivée à chaque photon (section 4.1.5) et l'estimation du bruit de fond attendu (section 4.1.6). Le simulateur renvoie alors la liste des photons détectés avec leurs positions sur le détecteur, leurs temps d'arrivée et les énergies déposées. Ce sont ces informations qui seront disponibles pour l'instrument MXT lors des observations réelles de sources.

À travers mon simulateur, j'ai effectué d'autres études, qui ne seront pas disponibles dans les fichiers d'observation de sources réelles mais, qui indiquent les proportions d'apparitions de ces événements en fonction de la source considérée. De ce fait, mon simulateur renvoie aussi l'origine du photon (provenant de la source ou du bruit), la distribution de l'énergie sur plusieurs pixels pour un photon donné et l'information sur l'empilement des photons, si deux photons sont détectés dans un même pixel pendant une même fenêtre d'intégration.

Un fichier au format FITS (Harten et al. 1988) regroupe toutes les informations de chaque événement, ce qui permet d'analyser si les sources peuvent ou non être détectées par MXT. Lorsque la détection est effectuée, il est ensuite possible d'étudier la courbe de lumière, l'image et le spectre de la source considérée.

L'idée de ce simulateur est de permettre une utilisation simple pour que la communauté MXT puisse l'utiliser, sans pré-requis. J'ai transmis ce simulateur, développé sous le langage de programmation IDL (Interactive Data Language), à la communauté MXT afin que chaque utilisateur puisse effectuer des simulations et produire des spectres et des images pour les sources qu'il souhaite étudier.

4.1.2 Modélisation de la PSF

Afin de caractériser la réponse de l'instrument, j'ai utilisé les modèles de PSF fournis par le laboratoire de l'Université de Leicester (voir section 3.3). Ces modèles sont représentés sur 512 × 512 pixels, soit deux fois la taille du détecteur de MXT (les tailles des pixels de la PSF modélisée et du détecteur de MXT étant identiques (13,6")). Ceci permet de positionner la PSF à l'endroit associé à la position de la source dans le champ de vue de MXT, en centrant le modèle aux coordonnées correspondantes sur le détecteur et en tronquant l'image de 512 × 512 pixels à 256 × 256 pixels. Ceci me permet de pouvoir utiliser les différents modèles de la PSF et de la déplacer dans le champ de vue de MXT. Je normalise ensuite la PSF obtenue pour que son intégrale, correspondant à la somme totale des intensités sur l'ensemble des pixels, soit égale à 1.

Ainsi, la PSF positionnée aux coordonnées (Y_s, Z_s) donne pour chaque pixel (Y, Z) la probabilité qu'un photon provenant d'une source située aux coordonnées (Y_s, Z_s) soit détecté dans ce pixel (Y, Z).

4.1.3 Effet de vignettage

J'implémente ensuite l'effet optique de vignettage qui contribue à une perte d'une partie du signal. Cet effet correspond au phénomène suivant : le photon n'est pas focalisé de la même manière s'il arrive via le centre de l'optique ou au niveau des bords. Dans ce second cas, il y a davantage de pertes de photons car l'angle d'incidence ne permet pas toujours une bonne focalisation. Cet effet est présent sur chaque type d'optique (par exemple l'objectif d'un appareil photo). Cependant, dans le cas d'une optique en œil de langouste, le vignettage est beaucoup plus faible que pour une optique standard (lentille) (Angel 1979). En effet, 100% des photons passant par le centre de l'optique atteignent le détecteur, quel que soit le type d'optique. En revanche, lorsque les photons proviennent du bord de l'optique, la part de ceux qui arrivent sur le détecteur est plus faible.

Dans le cas de l'optique de MXT, pour une source hors axe et une distance du centre de l'optique de 30' (correspondant au demi-champ de vue de MXT, section 3.2), 90% des photons arrivent sur le détecteur (estimation effectuée par ray-tracing par l'Université de Leicester). En comparaison, dans le cas de l'instrument Swift/XRT, pour une source hors axe et une énergie de 1,5 keV, ce pourcentage est de 50% pour une distance du centre de l'optique de 12' (Romano et al. 2005).

Mon simulateur prend donc en compte cet effet et donne accès à la fraction des photons, pour chaque pixel, qui ne sera pas affectée par le vignettage. Pour modéliser cet effet suivant les valeurs mesurées par l'Université de Leicester, je considère un vignettage linéaire entre le centre et les bords. J'ai modélisé cet effet de manière linéaire, mais une connaissance plus fine pourra être prise en compte par la suite lors de la caractérisation de l'instrument suite à sa conception. Je calcule la fraction des photons qui ne sera pas perdue par cet effet pour chaque pixel (Y, Z) par l'équation (4.1) :

$$V(Y, Z) = 1 - 0.1 \times \frac{d(Y, Z)}{0.5 \times a} \tag{4.1}$$

où V est la fraction des photons qui ne sont pas affectés par le vignettage, d est la distance entre le pixel (Y, Z) et le centre du détecteur et a est la largeur totale du détecteur.

4.1.4 Conversion du flux de la source en nombre de coups détectés

Afin de convertir le flux de chaque source en unités physiques en coups sur le détecteur [1], j'ai utilisé le logiciel XSPEC (Arnaud 1996). Pour un flux et un modèle spectral choisi, et en utilisant la surface efficace de MXT (voir section 3.3), on peut estimer le nombre de coups pour chaque source considérée. J'obtiens ainsi le nombre de coups total de la source (N_{tot}) ainsi qu'un spectre simulé en nombre de coups par bin i d'énergie ($S(E_i) = N_i$) sur le détecteur. Un exemple de spectre obtenu par XSPEC est représenté à la figure 4.1.

1. Dans ce manuscrit, on désignera par "coup" un événement enregistré sur le détecteur

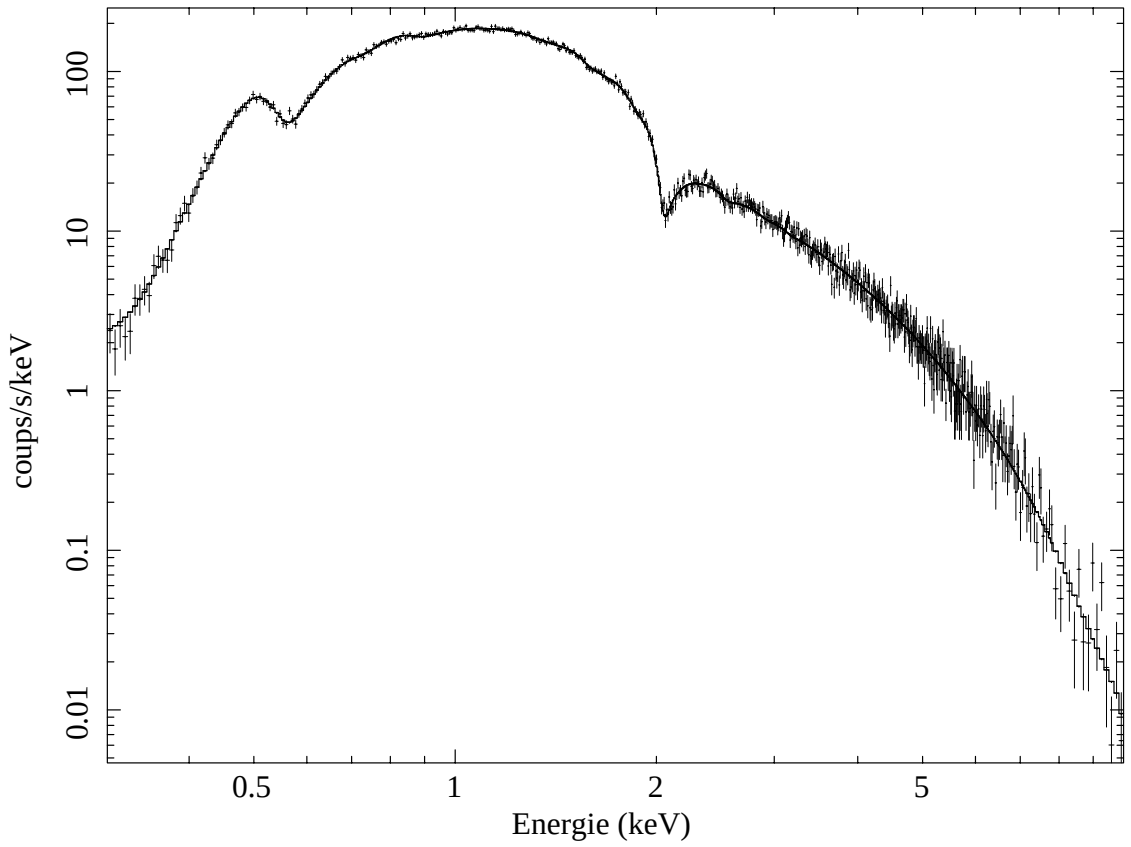


FIGURE 4.1 – Spectre obtenu en utilisant XSPEC représentant le flux (en coups/s/keV) en fonction de l'énergie pour la gamme d'énergie de MXT (entre 0,2 et 10 keV). Les paramètres utilisés sont : une pente de loi de puissance en énergie de 2,1, une densité de surface de l'absorbeur en équivalent hydrogène (N_H) de 0,345 $\times$ 10^{22} cm^{-2}, une normalisation à 1 keV de 9 $\times$ 10^{-12} photons/keV/cm^2 et un temps d'exposition de 1000 s.

En tirant aléatoirement l'énergie des photons suivant le spectre fourni par XSPEC, j'attribue une énergie à chaque photon de la liste.

4.1.5 Temps d'arrivée des photons

Afin de pouvoir étudier les courbes de lumière associées aux sources observées, il est important de caractériser le temps d'arrivée de chaque photon. Le temps d'intégration de MXT est de 100 ms. Le nombre de photons détectés sur chaque fenêtre d'intégration est tiré aléatoirement à partir du nombre total de photons attendus N_{tot}. Pour ce faire, j'ai appliqué une loi de Poisson dont l'équation ainsi que les différents paramètres utilisés pour une fenêtre temporelle j s'écrit :

$$P(N_j = n_j) = \exp(-\lambda_j)\frac{\lambda^{n_j}}{n_j!} \tag{4.2}$$

où λ_j représente le nombre moyen de coups attendu pendant la fenêtre temporelle j et P la probabilité que n_j coups soient enregistrés dans cette fenêtre.

À titre d'exemple, les résultats des nombres de coups tirés sur plusieurs fenêtres temporelles pendant 100 s sont représentés en figure 4.2, pour différents types de sources donnant différentes évolutions de λ_j :

- une source de flux constant (représentatif du bruit attendu) ;
- une source en loi de puissance (décroissante en fonction du temps telle que présenterait une rémanence de sursaut gamma) ;
- une source ayant une variation sinusoïdale du flux représentatif d'une source périodique (comme pour un pulsar isolé par exemple).

D'autres types de sources peuvent être simulées en connaissant l'évolution de λ_j.

Les coups modélisés pour chaque fenêtre temporelle sont ensuite multipliés par la PSF normalisée et positionnée aux coordonnées de la source observée notée PSF_s. Elle est multipliée par la part V de photons non affectés par le vignettage (voir section 4.1.3) pour chaque pixel afin de prendre en compte cet effet. Ensuite un tirage aléatoire de ces coups sur le détecteur est effectué selon une loi de Poisson :

Pour un pixel donné (Y, Z) :

$$P(N_{(Y,Z),j} = n_{(Y,Z),j}) = \exp(-\lambda_j)\frac{\lambda^{n_{(Y,Z),j}}}{n_{(Y,Z),j}!} \tag{4.3}$$

où λ_j représente le nombre moyen de coups attendu sur le pixel pendant une fenêtre temporelle ($\lambda_j = PSF_s(Y, Z) \times N_j \times V(Y, Z)$) et P la probabilité que le pixel reçoive $n_{(Y,Z),j}$ coups sur la variable aléatoire $N_{(Y,Z),j}$, correspondant au nombre de coups dans le pixel (Y, Z) pendant la fenêtre temporelle j.

Connaissant le nombre de photons attendus pour chaque pixel dans chaque fenêtre temporelle, j'en déduis une liste des événements détectés avec la position et l'instant de détection.

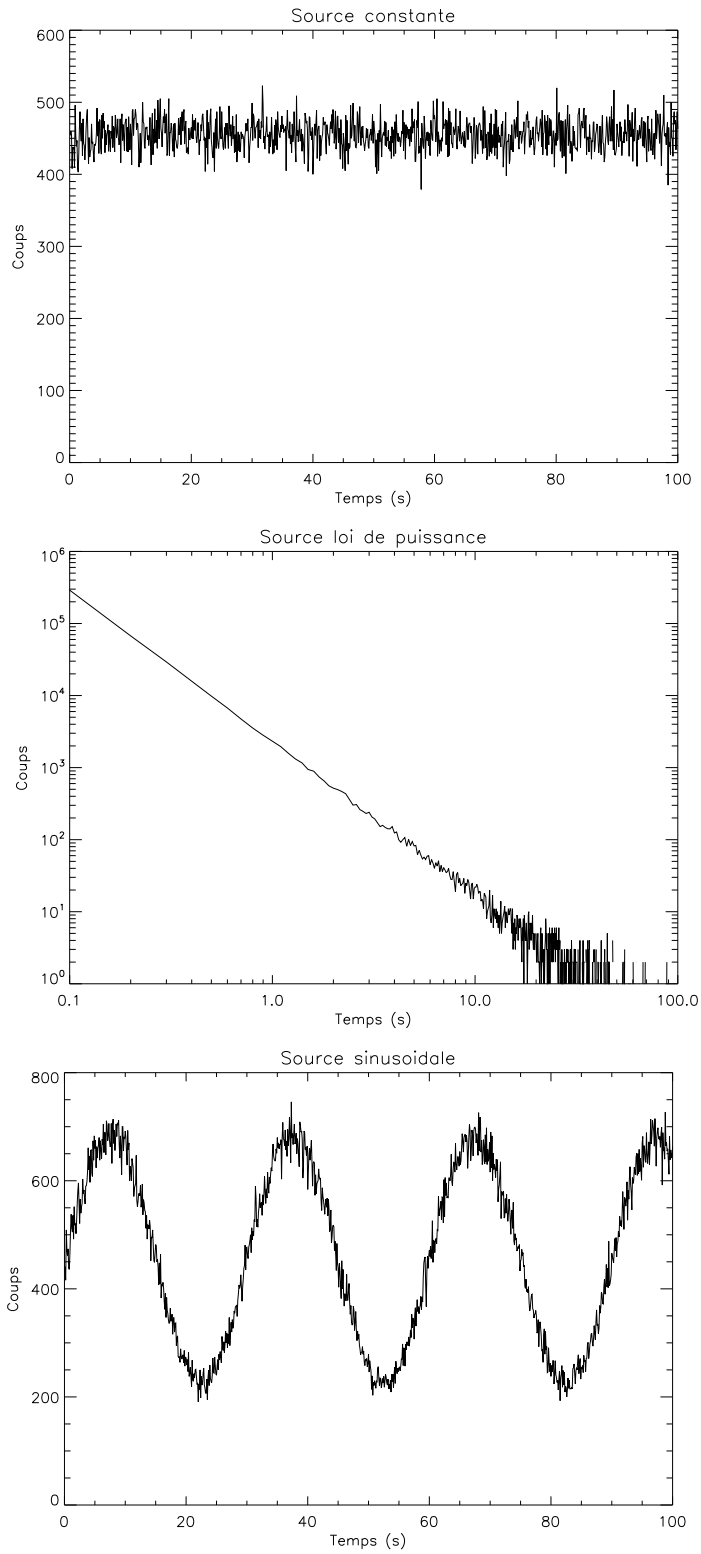


FIGURE 4.2 – Exemples de courbes de lumière simulées, représentant la distribution temporelle du flux de photons, de haut en bas, pour une source constante, une source suivant une loi de puissance et une source sinusoïdale.

4.1.6 Bruit de fond attendu

Afin de rendre le simulateur le plus réaliste possible, une estimation du bruit de fond attendu sur le détecteur dans la bande 0,2 – 10 keV a été calculée (Götz et al. 2014). Deux composantes principales contribuent au bruit sur le détecteur : celle due au fond diffus X cosmologique (CXB, pour Cosmic X-ray Background) correspondant à un signal parasite systématique et celle due au bruit de fond dit *interne* lié à l'interaction des rayons cosmiques avec le détecteur et la chaine de lecture électronique.

La première composante a été estimée par simulation par l'équipe de Leicester en convoluant le modèle de CXB mesuré par Swift (Moretti et al. 2009) avec la réponse attendue par l'optique en incluant un effet de vignettage en bord de champ. On obtient ainsi un bruit de fond attendu, uniforme sur le détecteur, de $\sim 1{,}5\times10^{-5}$ coups/s/pixel, soit 0,98 coup/s sur la totalité du détecteur de 256 × 256 pixels.

Le bruit de fond interne a été estimé d'abord en considérant celui mesuré par Swift / XRT (qui évolue sur une orbite avec la même altitude que SVOM, mais avec une inclinaison de 20° alors que celle de SVOM est de 30°, voir section 2.3) puis, renormalisé en tenant compte de la différence de taille entre les deux détecteurs. Ce premier calcul donne un bruit de fond attendu, uniforme sur le détecteur, de $5{,}6\times10^{-7}$ coups/s/pixel. Cette estimation a été comparée avec des simulations MonteCarlo conduites par l'équipe du Département d'Astrophysique du CEA de Saclay, qui a simulé, avec l'outil Geant 4, l'interaction des rayons cosmiques et du CXB avec le détecteur et son environnement proche, notamment en incluant le blindage, la roue à filtres et l'infrastructure mécanique de la caméra. Le résultat des simulations (qui n'incluent pas les passages dans l'anomalie sud Atlantique pour le moment) donnent un bruit attendu constant plus élevé de $10{,}8\pm0{,}2\times10^{-7}$ coups/s/pixel [2]. Il faut souligner que ce résultat est une estimation haute du bruit attendu sur le détecteur. En effet, une partie de ces événements sera reconnue et rejetée par les algorithmes de reconnaissance de forme du dépôt de la charge, si le signal enregistré ne correspond pas à celui attendu par un rayon X venant du champ de vue (voir section 4.3.2). Ces événements ne seront donc pas attribués à la source observée et le bruit réel contenu dans les données, après traitement, sera donc plus faible. Dans tous les cas, cette composante du bruit est négligeable devant celle du CXB.

En résumé, la composante du CXB domine. J'utiliserai par la suite la valeur de 1 coup/s, correspondant à la composante du CXB intégrée sur tout le détecteur, comme référence de bruit de fond que je distribuerai suivant une loi aléatoire uniforme sur l'ensemble des pixels du détecteur.

4.2 Résultats

Un schéma du simulateur regroupant l'ensemble des modélisations présentées dans ce chapitre est représenté en figure 4.3.

Le simulateur numérique de l'instrument MXT que j'ai développé me permet d'obtenir la liste des événements détectés ainsi que leur position. Une carte de coups en fonction de la source observée peut ainsi être générée. Ces cartes de coups seront utilisées comme

2. https ://forge.in2p3.fr/dmsf/files/6294

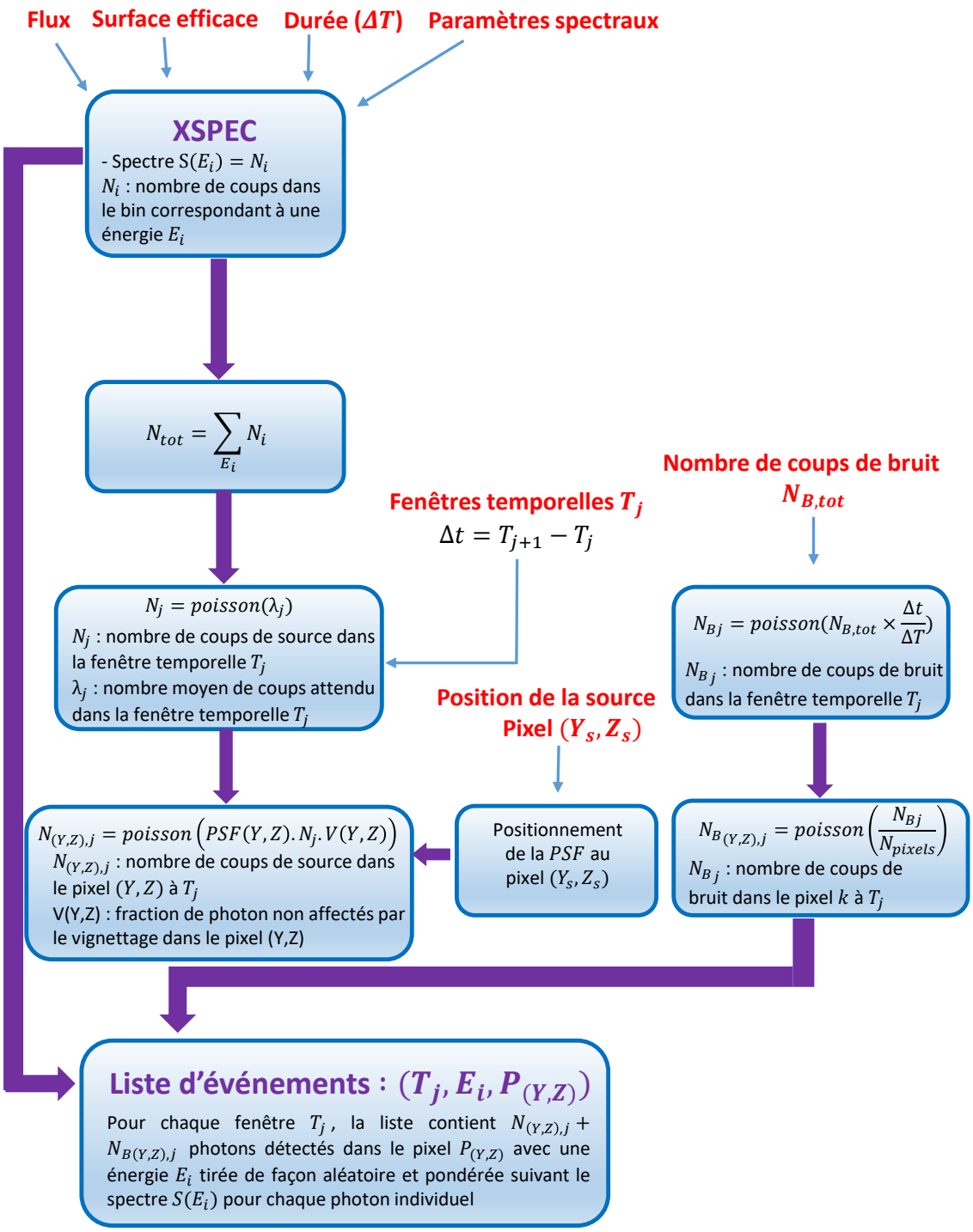


FIGURE 4.3 – Schéma décrivant le simulateur numérique de l'instrument MXT.

entrées des algorithmes de localisation présentés en chapitre 5. Je présente un résultat de ces images en figure 4.4 où j'ai représenté les coups arrivant sur le détecteur pour une source centrée en (Y=92, Z=147) pour 412 et 4458 coups sur un temps de mesure de 200 s.

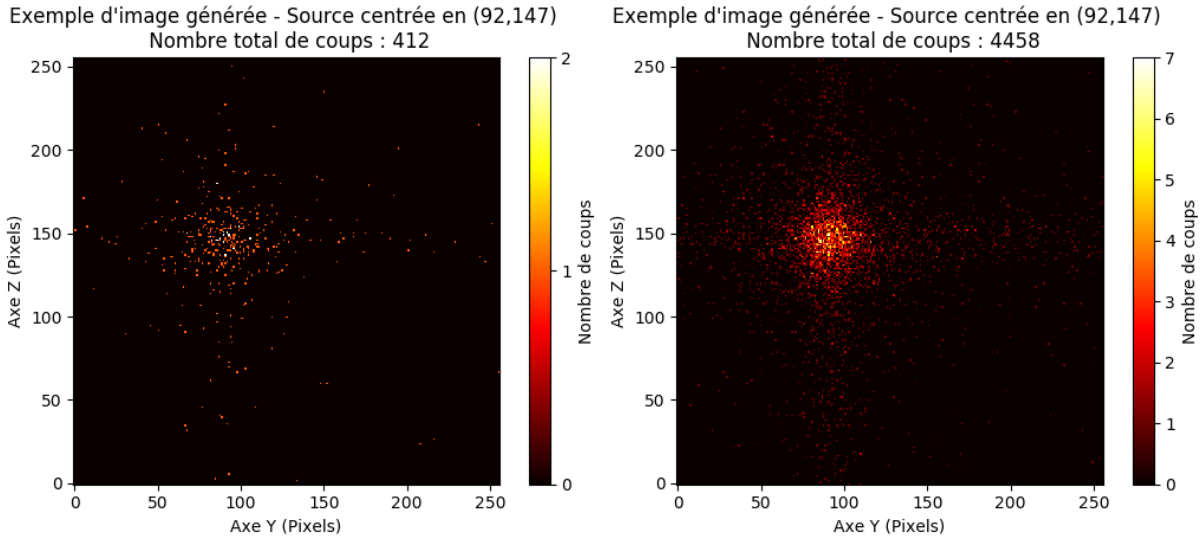


FIGURE 4.4 – Images obtenues en sortie du simulateur de MXT pour une source de 412 coups (à gauche) et une source de 4458 coups (à droite) pour des sources centrées au pixel (92,147). (La PSF utilisée est celle d'avril 2017).

4.3 Effets étudiés grâce au simulateur

4.3.1 Empilement de photons

L'effet d'empilement (appelé "pile-up" en anglais) correspond au cas où plusieurs photons arrivent sur le même pixel durant le même temps d'intégration de 100 ms pour MXT. Lorsque cela se produit, un seul événement est enregistré sur cette fenêtre d'intégration à une énergie correspondant à la somme des énergies de tous les photons qui ont interagi dans le même pixel. Cela induit donc une erreur sur le spectre enregistré, pour lequel seule la somme des énergies déposées sera connue. De même, on ne compte alors qu'un seul événement dans le pixel touché pour plusieurs photons, ce qui peut nuire aux performances en termes d'imagerie, d'où l'intérêt de prendre en compte cet effet dans le simulateur. Mes simulations permettent d'avoir une estimation de la fraction de photons empilés et du biais induit sur les énergies mesurées par cet effet en fonction du flux incident de la source.

J'ai effectué une étude, sur tout le détecteur, de l'effet de l'empilement de photons représenté dans le tableau 4.1 dans le cas des différentes versions simulées de PSF.

Cette étude a été faite pour le temps d'intégration nominal de MXT de 100 ms et également pour un temps d'intégration double de 200 ms afin d'évaluer l'impact sur l'empilement d'une lecture plus lente du détecteur. En effet, pour des raisons de restriction dans le choix des composants électroniques, dues aux limitations d'exportation de matériel

	Temps d'intégration	1 Crabe	2 Crabes	5 Crabes	10 Crabes
PSF gaussienne	100 ms	0.46%	0.98%	2.47%	4.61%
	200 ms	0.99%	2.10%	4.70%	9.07%
PSF 1000 mm optimal	100 ms	0.46%	0.95%	2.33%	4.49%
	200 ms	0.89%	1.85%	4.50%	8.31%
PSF 1150 mm optimal	100 ms	0.42%	0.78%	1.93%	3.72%
	200 ms	0.77%	1.55%	3.82%	7.08%
PSF 1000 mm mesuré	100 ms	0.20%	0.41%	0.97%	1.90%
	200 ms	0.43%	0.77%	1.95%	3.73%
PSF 1150 mm mesuré	100 ms	0.15%	0.36%	0.88%	1.81%
	200 ms	0.42%	0.68%	1.80%	3.56%

TABLE 4.1 – Pourcentage des photons subissant un empilement en fonction des différentes PSF de l'instrument MXT et pour des sources d'intensités différentes.

en provenance des U.S.A. vers la Chine, il se pourrait que l'électronique de lecture du détecteur ne soit pas en mesure de fonctionner à la vitesse nominale de 100 ms.

En utilisant XSPEC afin d'évaluer cet effet, j'ai choisi une source temporelle dont les caractéristiques correspondent aux données spectrales de la nébuleuse du Crabe qui est une source intense de référence dans la gamme des rayons X et gamma (Kirsch et al. 2005) : un indice spectral de 2,1 (soit N(E) proportionnel à $E^{-2,1}$), une densité de surface de l'absorbeur en équivalent hydrogène de 0,345 $\times$ 10^{22} atomes/cm^2 et une normalisation de 9.10^{-12} photons/keV/cm^2 à 1 keV. J'ai effectué cette étude pour différents flux de 1 à 10 Crabes, où 1 Crabe est une unité de référence pour les astronomes correspondant à un flux constant de 2,9 $\times$ 10^{-8} erg/s/cm^2 dans la bande 0,2 - 10 keV. D'après mes simulations, 1 Crabe représente environ 220 coups/s dans l'instrument MXT. J'ai choisi, pour cette étude, un temps d'exposition de 200 s.

L'effet d'empilement de photons est d'autant plus élevé que le flux est grand. Quel que soit le temps d'intégration étudié, le pourcentage d'empilement de photons calculé reste faible et inférieur à 1% pour des rémanences avec un flux de 1 Crabe, et donc a fortiori pour des flux inférieurs à 1 Crabe. En analysant la base de données de Swift/XRT, sur près de 900 rémanences observées, 42 ont un flux supérieur au Crabe dans les 1000 premières secondes après la détection de l'instrument BAT. Dans le cas d'un flux de 10 Crabes, le taux d'empilement augmente entre 4,6% et 9% suivant le temps d'intégration choisi mais un tel flux n'a été détecté que 3 fois par la mission Swift en 13 ans.

D'après les estimations précédentes, et compte-tenu de la population observée par Swift, nous pouvons conclure que, durant la mission, l'effet de l'empilement de photons sera négligeable pour les rémanences émises entre 0,2 et 10 keV.

4.3.2 Partage de charges

Lorsqu'un photon arrive sur le détecteur, le nuage d'électrons produit lors de l'interaction du photon avec le détecteur peut s'étaler sur plusieurs pixels, typiquement, sur 1 à 4 pixels voisins. Dans ce cas, l'énergie incidente est répartie et enregistrée sur les différents

pixels concernés. J'ai représenté les différentes configurations d'interaction sur la figure 4.5.

Afin d'estimer les proportions d'événements multiples pour les configurations de la figure 4.5, j'ai utilisé les résultats des tests effectués sur la camera TRoPIC2 [3] (la camera TRoPIC2 utilise le même pnCCD que celui utilisé pour MXT), installée sur la ligne de calibration du laboratoire d'essais de rayons X de PANTER [4] située près de Munich, en Allemagne, pour une énergie de 1,49 keV. J'ai représenté les proportions d'impact d'événements simples à quadruples issues de cette étude sur le diagramme de la figure 4.6.

On peut noter que l'énergie de l'étude, 1,49 keV, se situe dans le domaine où la surface efficace de MXT est maximale. En complément, j'ai utilisé mon simulateur de MXT afin d'estimer les proportions de photons dans différentes gammes d'énergie et obtenu les résultats suivants : 86% des photons détectés ont une énergie comprise entre 0,2 et 2 keV, soit dans une gamme correspondant à l'énergie de référence de l'étude avec la camera TRoPIC2, 11% entre 2 et 5 keV et 3% pour le reste des hautes énergies. Pour ces 14% de photons au-delà de 2 keV, on peut s'attendre à une plus grande part d'événements multiples, mais sans résultat précis sur ces proportions, j'ai choisi de conserver uniquement les résultats issus de la caméra TRoPIC2 pour mon simulateur.

Dans mon simulateur, pour chaque photon, j'ai tiré aléatoirement la multiplicité de l'événement associé suivant les proportions représentées en figure 4.6. La configuration d'impact de chaque cas est aussi tirée aléatoirement. Par exemple, lors d'un événement double, je tire l'orientation des pixels affectés de manière équiprobable entre les quatre orientations possibles (voir figure 4.5). Il en est de même pour les autres multiplicités. Dans le cadre de la mission, il sera donc nécessaire d'implémenter un algorithme de reconnaissance de la forme des pixels impactés lors de l'interaction des photons avec le détecteur en effectuant une comparaison avec les formes présentées en figure 4.5 car, comme nous avons pu le constater, les événements multiples représentent 70% des cas à 1,49 keV, et donc cette part sera même a priori plus importante en considérant les photons de plus haute énergie.

Grâce à cette méthode, il est également possible de distinguer les photons des particules car ils tracent des formes différentes sur le détecteur lors du dépôt de leurs énergies : les particules peuvent générer une "trainée" s'étalant sur plusieurs pixels alignés. En ce qui concerne la répartition de l'énergie lorsque le photon incident impacte plusieurs pixels, nous n'avons pas de proportions précises à disposition. Cette énergie dépend de l'impact du photon sur les pixels du détecteur. J'ai donc codé le simulateur pour que l'énergie soit répartie selon un tirage uniforme sur les différents pixels impactés.

4.4 Conclusion

Le simulateur que j'ai développé permet donc de simuler la réponse instrumentale de MXT et le rayonnement de différentes sources astrophysiques qui seront observées. Ce simulateur peut être utilisé par n'importe quel utilisateur souhaitant analyser la réponse de

3. Document interne : Dennerl K. (2012) eRO-MPE-TN-55-05 1
4. http://www.mpe.mpg.de/heg/panter

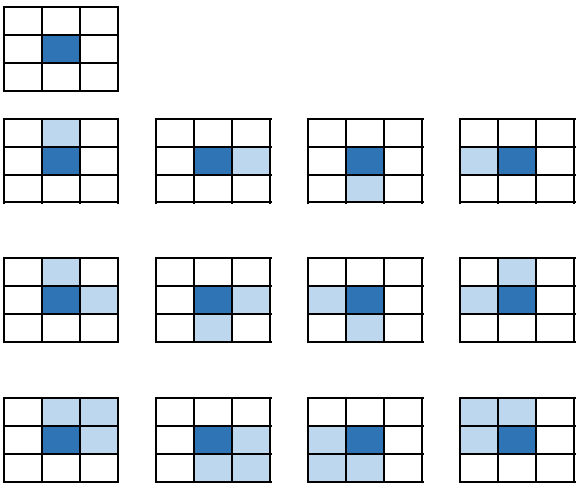


FIGURE 4.5 – Schéma de la répartition spatiale d'un photon impactant les pixels du détecteur. Les pixels bleus foncés correspondent aux pixels dans lesquels l'interaction a lieu et, les pixels bleus clairs, représentent le partage de charge.

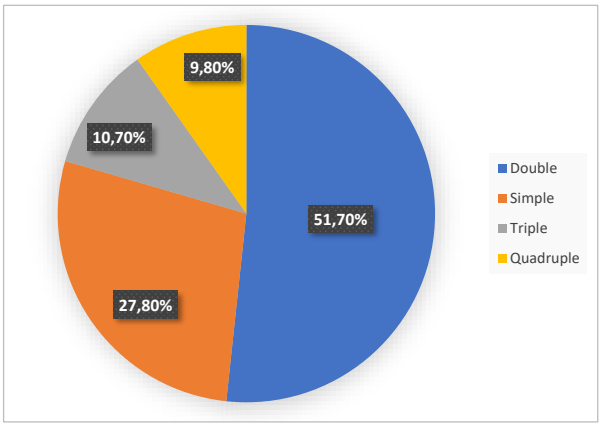


FIGURE 4.6 – Répartition de la distribution spatiale de l'impact d'un photon sur un détecteur composé de pixels : caméra TRoPIC2. À 1,49 keV, correspondant à la raie aluminium - Kα, les valeurs obtenues sont 27,8% d'événements simples, 51,7% d'événements doubles, 10,7% d'événements triples et 9,8% d'événements quadruples. (Document interne : Dennerl K. (2012) eRO-MPE-TN-55-05).

l'instrument face à une source dont il aura défini les caractéristiques. Un fichier événement est disponible à la fin de chaque simulation donnant accès à l'image et au spectre de la source permettant ainsi à l'utilisateur d'effectuer des analyses de la réponse mesurée par l'instrument MXT pour cette source. J'ai également caractérisé les influences, sur les performances scientifiques de MXT, de différents effets qui pourront se produire durant la mission tels que les empilements de photons ou les événements multiples.

Ce modèle numérique de l'instrument MXT me permet ainsi de générer des données afin d'évaluer les performances des algorithmes de localisation de sources que j'ai développés et que je présente dans le chapitre 5.

Chapitre 5

Méthodes de localisation

Sommaire

5.1 Introduction **71**
5.2 Algorithmes de localisation en absence de bruit de fond . . . **74**
5.2.1 Algorithmes "simples" 74
5.2.2 Algorithmes basés sur la forme de la PSF 75
5.2.3 Algorithmes indépendants de la forme de la PSF 76
5.2.4 Résultats 79
5.3 Algorithmes de localisation en présence de bruit de fond . . **81**
5.3.1 Traitement d'image préalable 81
5.3.2 Étude du couplage des traitements d'image avec les méthodes de localisation 86
5.4 Conclusions sur les différentes méthodes de localisation . . . **92**

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, je vais exposer mon travail concernant le développement d'algorithmes de localisation des rémanences de sursauts gamma. L'objectif est de localiser, à partir de cartes de coups sur le détecteur, la position de la source dans le champ de vue du détecteur. Ces algorithmes doivent être rapides de manière à être utilisés en temps réel. En effet, une fois cette localisation de la source effectuée, l'instrument MXT transmettra la position obtenue aux instruments situés sur Terre, qui pourront également effectuer des observations de la source à la position transmise.

Afin de réaliser ce travail, j'ai utilisé le simulateur que j'ai développé et décrit dans le chapitre 4 en me focalisant sur la bande d'énergie 0,3 - 2 keV. Ceci me permet d'avoir des données modélisées de sources observées par MXT en entrée des algorithmes de ce chapitre afin d'en évaluer les performances. Ces algorithmes doivent obtenir une localisation précise de la source observée en ne nécessitant que peu de puissance de calcul car ils seront implémentés pour le traitement des données à bord du satellite. Les caractéristiques du calculateur de bord ne sont pas connues à l'heure actuelle, j'évaluerai donc les performances relatives de chaque algorithme que je développe sur un ordinateur de bureau,

mais cette étude devra être confirmée dans des conditions correspondant au calculateur de bord.

Une contrainte forte de ce travail est donc que ces algorithmes doivent à la fois satisfaire un compromis entre précision de localisation de la source d'une part, et tenir compte des performances de calcul, d'autre part. En effet, dans la gamme des rayons X, les rémanences des sursauts gamma décroissent très rapidement, en loi de puissance, et peuvent s'estomper de plusieurs ordres de grandeur en moins de quelques centaines voire dizaines de secondes (voir section 1.2.4.1). Afin de pouvoir obtenir des informations précises nécessaires à la compréhension des sursauts gamma, il est indispensable que l'on soit en mesure de les observer rapidement. Par la suite, des algorithmes plus précis de la localisation de la rémanence du sursaut gamma pourront être effectués, au sol, avec des calculateurs plus puissants.

Un facteur à prendre en compte dans ce travail est que le modèle de PSF que j'ai utilisé a évolué au cours de la thèse (voir section 3.3). Ce modèle est basé sur des mesures et des simulations effectuées par l'équipe de l'Université de Leicester, qui en a la charge dans le projet MXT. La forme de la PSF a évolué au cours du temps du fait des connaissances de plus en plus précises des MPOs et de la capacité de l'équipe de Leicester à en simuler les défauts de fabrication. Certaines études de performances ont été effectuées dans ce chapitre en utilisant le simulateur avec des modèles de PSF plus anciens. Je prends cela en considération notamment dans le développement d'algorithmes se fondant sur une connaissance du modèle analytique de la PSF.

Contexte des simulations

Afin de comparer les différentes méthodes de localisation, j'ai étudié pour chacune d'elles la quantité R_{90} en fonction du nombre de coups de la source. La quantité R_{90}, exprimée en secondes d'arc, est définie comme le rayon d'un cercle autour de la position localisée tel que la probabilité que la source se situe réellement à l'intérieur de ce cercle est de 90%. On peut alors calculer la quantité R_{90} en fonction du nombre de coups de la source pour chaque algorithme de localisation de la manière suivante : je simule une carte de coups pour une source d'un nombre de coups donné dont la position est aléatoire dans le champ de vue de MXT et cela a été répété entre 200 et 1000 fois pour chaque flux afin d'effectuer une étude statistique. J'ai choisi de limiter les positions de la source simulée à un champ de vue "efficace" de l'instrument qui est défini entre les pixels 70 et 185 sur les axes Y et Z du détecteur. Ce choix est dicté d'un côté par la taille de la boîte d'erreur attendue par ECLAIRs (section 2.4.1) qui, dans 90% des observations, a un rayon inférieur à 12' (Wei et al. 2016) (cela correspond à environ 106 pixels de MXT, la taille d'un pixel étant de 13,6"). L'étude de l'efficacité des algorithmes de localisation en dehors de ce champ de vue efficace, correspondant à une PSF incomplète, est importante et reste à effectuer. Elle concernera surtout les observations pour lesquelles la recherche de sources sera effectuée au sol.

Pour chaque carte des coups simulées, j'applique l'algorithme de localisation à étudier et je regarde l'erreur sur la position donnée par l'algorithme par rapport à la position réelle de la source. La quantité R_{90} peut alors être calculée comme l'erreur en-dessous de laquelle se situent 90% des erreurs faites par l'algorithme. Elle peut être définie par la formule suivante :

$$R_{90} = min\{d \in \mathbb{R} \ / \ \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} 1|_{d_i \leq d} = 0,9\} \tag{5.1}$$

où d_i correspondent aux distances séparant la valeur obtenue par mes algorithmes de localisation et la position réelle de la source d et $1|_{d_i \leq d}$ est la fonction indicatrice égale à 1 lorsque la condition est satisfaite et 0 sinon.

À titre illustratif, j'ai représenté sur la figure 5.1 les différences entre les positions injectées et les positions localisées pour 1000 simulations dans le champ de vue efficace. Le cercle en bleu représente le R_{90} associé à cette simulation et donc 90 % des valeurs localisées sont contenues dans ce cercle.

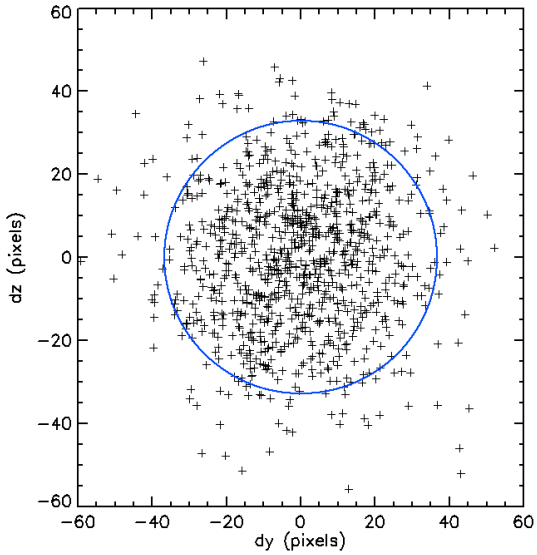


FIGURE 5.1 – Différences entre les positions injectées et les positions trouvées pour une source de 500 coups. 1000 simulations ont été effectuées dans le champ de vue efficace de l'instrument MXT. Le cercle en bleu représente le R_{90}.

Dans la suite de ce chapitre, je présente et compare dans un premier temps la précision des méthodes de localisation pour des simulations sans bruit de fond. Ces cas sont représentatifs des sources réelles où le signal domine le bruit de fond (∼1 coup/s) (section 5.2) ce qui correspond à 77% des observations effectuées par Swift / XRT entre 2004 et fin 2017 (voir chapitre 6).

Dans un second temps je présente l'étude dans laquelle j'ai inclus le bruit de fond, qui sera représentatif des rémanences les plus faibles, ce qui représente 23% des cas de la base de données XRT. Cela peut aussi représenter des cas où le dépointage du satellite sera tardif pour des raisons orbitales. En effet, dans les premiers instants après le dépointage du satellite, le signal moyen de la base de données XRT (∼ 26 coups/s) domine largement le bruit de fond (∼1 coup/s), et donc, si le dépointage est tardif, le niveau de bruit au moment de l'observation pourra dominer le signal de la source. Il sera alors nécessaire d'effectuer un traitement sur les images, que je vais présenter en section 5.3, avant d'appliquer les méthodes de localisation afin d'obtenir une localisation suffisamment précise. Ces deux approches permettront une exploitation maximale de la sensibilité de l'instrument MXT et finalement de localiser la fraction la plus large possible des sursauts détectés par SVOM

/ ECLAIRs avec une précision de localisation de la source inférieure à 120" en moins de 10 min, pour répondre aux spécifications de la mission (document interne : SV-SY-STB-49-JPO).

5.2 Algorithmes de localisation en absence de bruit de fond

Dans cette section, je présente les algorithmes de localisation que j'ai développés pour des cas de sursauts gamma où le rapport signal sur bruit [1] sera élevé (SNR $\gg 1$). Je distingue trois catégories d'algorithmes : les algorithmes simples qui ne demandent que peu d'opérations mathématiques, les algorithmes tenant compte de la forme de la PSF (dans cette étude, la PSF étudiée est celle de 2015 dont la forme s'apparentait à une gaussienne en deux dimensions [2]) et les algorithmes indépendants de la forme de cette PSF.

5.2.1 Algorithmes "simples"

Un critère important lors de l'étude des rémanences de sursauts gamma est la rapidité de l'algorithme de localisation à implémenter à bord du satellite. En effet, comme observé sur les courbes de lumière de la figure 1.15, le flux de la source peut décroitre de plusieurs ordres de grandeurs en quelques dizaines de secondes.

Je présente dans cette section les algorithmes les plus rapides qui peuvent être implémentés à bord du satellite : ils demandent en effet très peu de calculs, d'où la dénomination d'algorithmes "simples". Cependant, comme nous le verrons aussi en section 5.2.4, ce sont aussi les algorithmes les moins précis.

5.2.1.1 Barycentre

La première méthode que j'ai utilisée consiste à calculer le barycentre de la carte des coups, que nous associons alors à la position de la source. Nous calculons le barycentre grâce à la formule suivante :

$$y_{bar} = \frac{\sum_i a_i \times y_i}{\sum_i a_i} \qquad et \qquad z_{bar} = \frac{\sum_j b_j \times z_j}{\sum_j b_j} \tag{5.2}$$

où a_i et b_j correspondent au nombre de coups dans les pixels i et j et y_i et z_j sont les coordonnées en y et z des pixels i et j.

Cette méthode est en réalité valable lorsque la PSF de l'instrument est totalement symétrique, ce qui est donc discutable pour des sources situées sur les bords de la caméra,

1. Le rapport signal sur bruit a été calculé comme $S/\sqrt{(S+B)}$, où S est le flux de la source intégré sur la plage d'observation et B est le bruit correspondant.
2. https://forge.in2p3.fr/projects/mxt-it/dmsf?folder_id=90

notamment du fait de la présence des "bras" de la PSF. Néanmoins, pour les sources dans le champ de vue efficace de MXT, donc proches du centre du détecteur, l'asymétrie dûe aux bras de la PSF a un poids moins important.

5.2.1.2 Maximum

La méthode du maximum consiste à trouver les coordonnées en pixels de la valeur maximale de l'image. Ces coordonnées correspondent au pixel qui contient le plus de coups. Cette méthode est motivée par le fait que le maximum de la PSF de l'instrument correspond à la position de la source sur le détecteur.

La précision de cette est méthode peut être limitée par un sur-échantillonage de la PSF de MXT (le choix de la taille du pixel détecté a été imposé par la réutilisation du détecteur DUO (voir chapitre 3)) associé à la forme de l'optique de MXT. Cela peut présenter un inconvénient en particulier pour les sources faibles avec peu de coups, pour lesquels les coups seront distribués sur le détecteur sans faire apparaître un maximum net.

5.2.2 Algorithmes basés sur la forme de la PSF

Parmi les algorithmes que j'ai étudiés, je me suis intéressée à des méthodes qui cherchent à ajuster une forme analytique connue de la PSF à la carte des coups.

Pour cette étude, j'utilise le premier modèle de PSF fourni par l'Université de Leicester 3.3. Cette PSF a une forme pouvant s'apparenter à une surface gaussienne en deux dimensions. Les méthodes de cette section sont donc basées sur des ajustements gaussiens afin de représenter cette PSF, mais elles peuvent aussi s'appliquer à d'autres modèles de PSF, sous condition qu'on connaisse une forme analytique que nous puissions assimiler à ce modèle. Nous utilisons par exemple cette méthode sur un autre modèle de PSF en section 5.3.2.

5.2.2.1 Ajustement gaussien en deux dimensions

Pour cette méthode, j'applique un ajustement gaussien sur tout le détecteur. Cette méthode consiste à trouver les paramètres de l'équation gaussienne elliptique (5.3) qui permettent d'ajuster la fonction obtenue à la carte des coups, grâce à un ajustement non linéaire de la méthode des moindres carrés. J'appellerai cette méthode en "*deux dimensions*" ou "*2D*" car je l'applique à une fonction en deux dimensions directement sur la carte des coups.

$$Gauss2D(y,z) = A_0 + A_1 \times exp(-\frac{(\frac{y'}{a})^2 + (\frac{z'}{b})^2}{2}) \tag{5.3}$$

A_0 étant un terme constant et A_1 un facteur d'échelle. Les paramètres de cette ellipse sont : la largeur à mi-hauteur en y et en z correspondant à $2a$ et $2b$, son centre de coordonnées (h,k) et sa rotation θ en radians.

Les coordonnées x$'$ et y$'$ étant définies par les équations suivantes :

$$y' = (y-h)cos\theta - (z-k)sin\theta \qquad et \qquad z' = (y-h)sin\theta - (z-k)cos\theta \tag{5.4}$$

Dans cette méthode, tous les paramètres sont libres de varier. La position de source alors estimée correspond aux coordonnées du centre de la gaussienne en 2D : (h, k).

5.2.2.2 Projections en une dimension et ajustement gaussien

Dans cette méthode, j'effectue, dans un premier temps la somme des valeurs de chaque axe. J'appellerai cette opération "*méthode par projection*" ou "*1D*". En effet, le fait de projeter l'image simulée sur ses deux axes permet de maximiser la statistique, notamment pour mieux faire apparaître la contribution des bras de la PSF. Dans un second temps, j'effectue un ajustement gaussien en une dimension à cette projection. Les paramètres sont évalués grâce à un ajustement non linéaire de la méthode des moindres carrés, en laissant tous les paramètres libres de varier. La fonction d'ajustement *Gauss1D* utilisée est décrite par les équations suivantes :

$$Gauss1D(y) = A_{0y} \times exp(-(\frac{y - A_{1y}}{A_{2y}})^2 \times \frac{1}{2}) + A_{3y} \tag{5.5}$$

$$Gauss1D(z) = A_{0z} \times exp(-(\frac{z - A_{1y}}{A_{2z}})^2 \times \frac{1}{2}) + A_{3z} \tag{5.6}$$

où y et z correspondent à la coordonnée de l'axe de projection, A_{0y} et A_{0z} sont les hauteurs des gaussiennes, A_{1y} et A_{1z} représentent leurs centres, A_{2y} et A_{2z} correspondent à leurs largeurs et A_{3y} et A_{3z} sont des termes constants, utilisés pour tenir compte de la projection des bras de la PSF. Dans ce cas la position estimée de la source correspond aux coordonnées (A_{1y}, A_{1z}).

Cette méthode est illustrée sur la figure 5.2 où, j'ai représenté en bleu l'ajustement gaussien sur la projection dans les deux dimensions.

5.2.3 Algorithmes indépendants de la forme de la PSF

Les méthodes d'ajustement de la PSF ont l'avantage d'avoir de bonnes performances de localisation comme nous le verrons dans les résultats en section 5.2.4. Cependant, elles présentent comme inconvénient de devoir connaître finement la forme de la PSF et d'en avoir un modèle fixe. Or, le travail effectué par l'Université de Leicester a conduit à prendre en compte plusieurs évolutions de ce modèle.

Les deux méthodes du barycentre et du maximum (section 5.2.1) ont l'avantage de ne pas dépendre de la forme de la PSF et de ne nécessiter que peu de calculs mathématiques et pourront donc être implémentées à bord du satellite sans contraintes. Cependant, l'erreur sur la précision de localisation obtenue par ces méthodes est supérieure à 100" quel que soit le nombre de coups incidents de la source, comme nous le constaterons par la suite sur la figure 5.5.

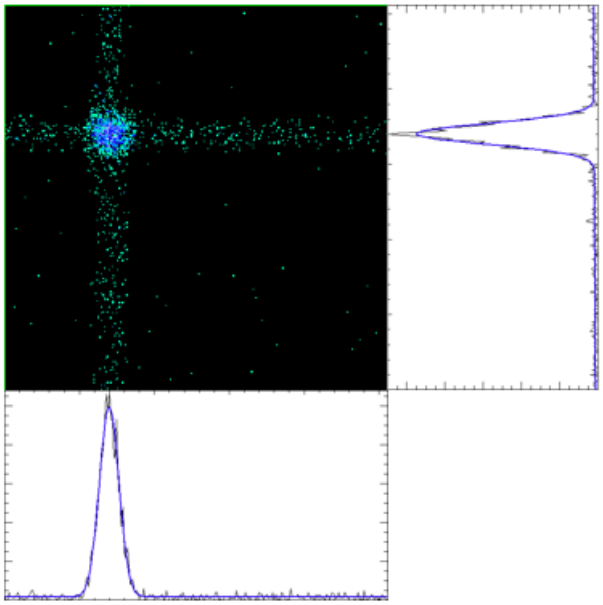


FIGURE 5.2 – Représentation de l'image simulée ainsi que de la méthode de projection en une dimension couplé à l'ajustement gaussien (en bleu).

J'ai choisi de coupler ces deux méthodes pour développer deux nouveaux algorithmes hybrides qui présenteront toujours l'avantage d'être indépendants du modèle de PSF tout en nécessitant peu d'opérations mathématiques.

5.2.3.1 Maximum en deux dimensions couplé au barycentre (M2DB)

La première méthode s'applique directement à l'image de la carte des coups. Le principe est le suivant : j'applique, dans un premier temps, la méthode du maximum pour trouver les coordonnées du maximum de l'image puis j'isole une fenêtre centrée sur ces coordonnées. Ce fenêtrage permet de faire une recherche de barycentre plus robuste, seulement sur les pixels les plus pertinents, autour du pic central, zone au niveau de laquelle la PSF est effectivement symétrique. Après ceci, j'applique la méthode du barycentre (section 5.2.1.1) sur cette nouvelle fenêtre du détecteur. On associe alors le barycentre calculé aux coordonnées de la position de la source.

La taille des fenêtres de recherche du barycentre a été optimisée de façon à avoir les meilleures performances en termes de localisation. Cette optimisation est détaillée dans le paragraphe 5.2.3.2.

5.2.3.2 Maximum en une dimension couplé au barycentre (M1DB)

Cette méthode consiste à rechercher le maximum de l'image, après projections en une dimension sur les axes Y et Z de l'image simulée, c'est-à-dire, en calculant la somme des coups sur chaque axe. Cette projection permet d'obtenir un histogramme en une dimension dans lequel le nombre de coups par bin est plus grand que dans le cas d'une image en deux dimensions. Une fois ces premières coordonnées obtenues, j'utilise la fenêtre (dont l'optimisation est décrite dans le paragraphe suivant) centrée sur le couple de coordonnées

trouvé, et j'applique la méthode du barycentre (section 5.2.1.1). La méthode est analogue à l'algorithme M2DB (section 5.2.3.1) à la différence que, dans ce cas, la recherche du maximum est appliquée séparément, sur la projection de l'axe Y et celle de l'axe Z.

J'ai représenté un descriptif visuel de cette méthode sur la figure 5.3. Les photons de la source observée sont représentés sur le détecteur et nous pouvons bien retrouver la forme de la PSF de l'instrument MXT à travers l'observation de cette source. Les projections de ces coups dans chaque dimension sont également représentées indiquant ainsi une première localisation approximative du maximum de la PSF. Le carré représenté en bleu autour du pic central de la PSF correspond à la fenêtre que j'ai choisie afin d'appliquer ensuite la méthode du barycentre.

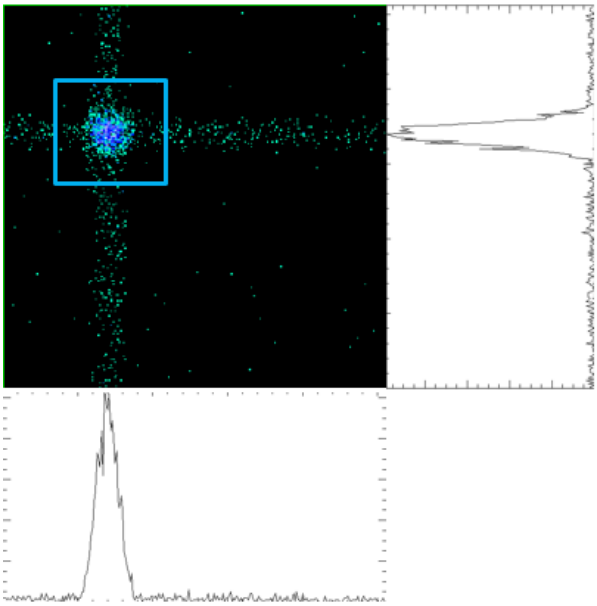


FIGURE 5.3 – Représentation de l'image simulée ainsi que de la méthode du maximum en une dimension couplé au barycentre (M1DB). Le carré bleu correspond à la fenêtre utilisée pour effectuer le barycentre.

Optimisation de la fenêtre

Pour les méthodes M1DB et M2DB, j'ai étudié l'influence de la taille de la fenêtre que j'applique pour calculer le barycentre sur la précision de la localisation de la source.

J'ai représenté, sur la figure 5.4, l'évolution de la précision de localisation de la source, en R_{90}, pour la méthode M1DB, en fonction du nombre de coups détectés de la source, pour différentes tailles de fenêtre. Pour chaque valeur de coups considérée, j'ai effectué 200 simulations et j'ai positionné aléatoirement la source dans le champ de vue efficace du détecteur pour chacune de ces simulations. Nous pouvons constater, en particulier, qu'une fenêtre de 140 pixels de côté ($\pm$70 pixels), implique la meilleure localisation, inférieure à 20" au-delà de 3000 coups de source. Ceci s'explique par le fait qu'il s'agit de l'ordre de grandeur de la taille de la partie centrale de la PSF.

Il faut noter que les fenêtres choisies autour de cette valeur, telles que $\pm$40 et $\pm$85 pixels, renvoient également des résultats similaires en terme de précision de localisation

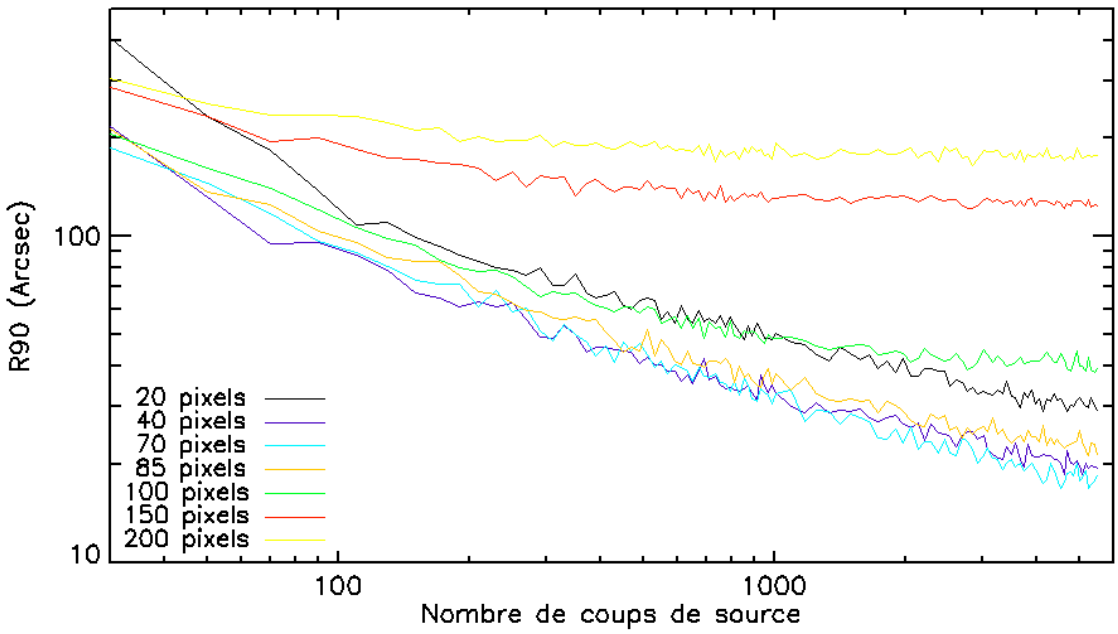


FIGURE 5.4 – Influence de la taille des fenêtres appliquées à l'algorithme M1DB sur l'erreur de localisation de la source étudiée. La légende correspond à la taille de la demi-fenêtre appliquée.

et un choix de taille de fenêtre compris dans cette plage peut rester acceptable en vue d'éventuelles évolutions modérées de la largeur de la PSF. À l'inverse, une fenêtre trop petite, telle que celle de ±20 pixels, commence à induire une erreur non négligeable sur la précision de la localisation, au moins deux fois plus grande que pour les fenêtres optimales, du fait que des photons d'intérêt pour la localisation ne sont pas utilisés. Des fenêtres de tailles supérieures à ±100 pixels induisent une erreur de plus en plus élevée quel que soit le nombre de coups enregistrés car on prend en compte trop de zones ayant peu d'importance pour la localisation.

Pour la suite de ce manuscrit, j'utiliserai la taille de fenêtre de ±70 pixels, qui fait partie des fenêtres donnant les meilleurs précisions de localisation et qui est celle donnant les résultats les plus précis avec un grand nombre de coups détectés.

En utilisant l'algorithme de localisation M1DB, j'ai effectué une étude complémentaire, présentée en annexe A, sur l'influence du pourcentage de pixels morts, sur le détecteur de MXT, sur la précision de localisation. J'ai également comparé ces résultats au pourcentage de pixels morts de l'instrument XRT, actuellement en vol depuis 2004.

5.2.4 Résultats

Afin de pouvoir juger les performances statistiques des méthodes présentées dans la section 5.2, j'ai représenté, sur le graphe 5.5, la précision sur la localisation obtenue pour chacune des méthodes, en R_{90}, en fonction du nombre de coups de la source incidente, sans bruit de fond.

Nous constatons que les méthodes du maximum et du barycentre ne sont pas très

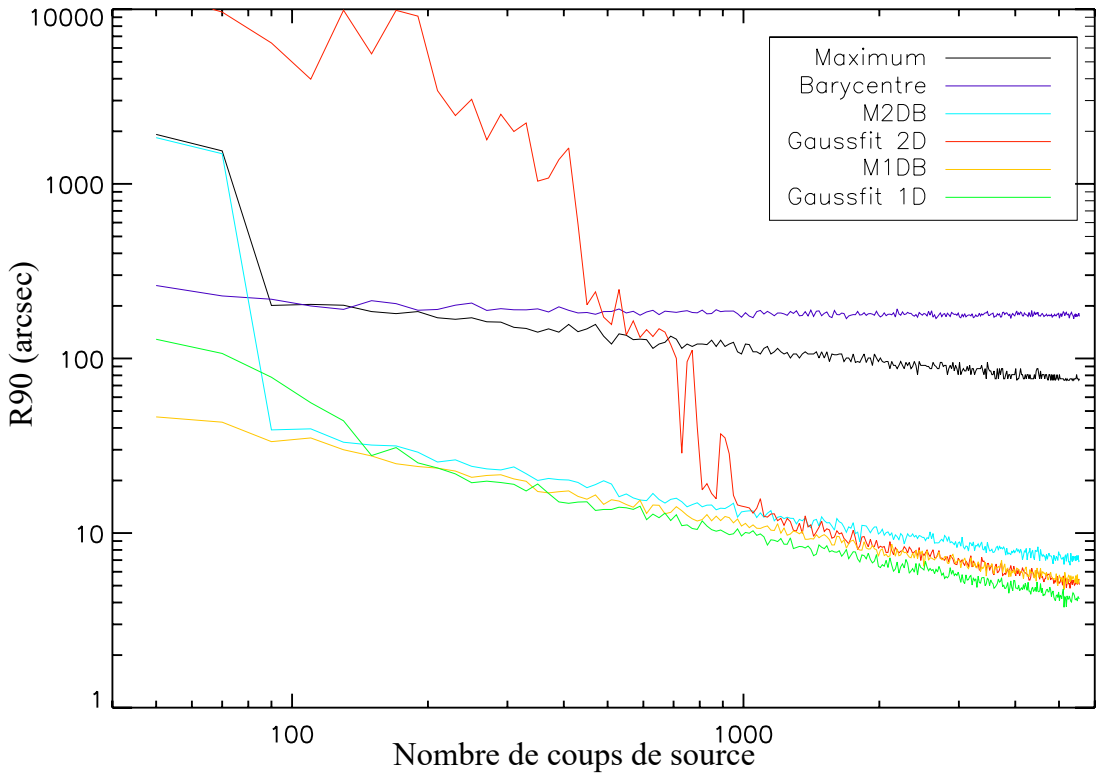


FIGURE 5.5 – Précision de localisation (en termes de rayon à 90% R_{90}) en fonction du nombre de coups de la source pour les algorithmes étudiés.

précises. En effet, la méthode du barycentre représente une erreur de plus de 200", quel que soit le nombre de coups de la source, ce qui est très loin des performances des autres méthodes *1D* qui sont inférieures à 40" pour plus de 200 coups de source détectés. La méthode de l'ajustement gaussien en deux dimensions est performante, mais uniquement lorsque le nombre de coups est élevé, au-delà de 1000 coups, lorsque le nombre de photons détectés par pixel commence à être suffisant pour bien définir une forme gaussienne. La précision de la méthode du maximum en deux dimensions couplée au barycentre (M2DB) est performante mais son efficacité est réduite réduite en-dessous de 70 coups, quand le nombre d'événements par pixel devient trop faible, ce qui empêche une localisation précise du maximum initial, comme pour la méthode du maximum simple.

À l'inverse les méthodes fonctionnant en une dimension comme celle du maximum en une dimension couplé au barycentre (M1DB) s'avèrent être à la fois efficaces dans les cas de sources fortes et faibles.

En conclusion de cette partie, nous pouvons noter que les méthodes par projection sont plus robustes au niveau de la précision de localisation, la somme sur les axes Y et Z permettant d'obtenir une statistique plus importante. Des sources plus faibles qui ne cumulent que quelques dizaines de coups sur l'ensemble du détecteur peuvent ainsi être détectées.

Pour la suite de mes analyses, je ne m'intéresserai plus aux algorithmes du barycentre et du maximum, ni aux méthodes en deux dimensions. Je me concentrerai donc principalement sur la méthode M1DB, qui a l'avantage d'être indépendante de la forme de la PSF et qui est précise quelle que soit l'intensité de la source, ainsi que sur les mé-

thodes d'ajustement de la PSF en une dimension qui présentent également de bonnes performances, mais que je dois adapter en fonction du modèle de PSF utilisé.

5.3 Algorithmes de localisation en présence de bruit de fond

Les algorithmes présentés dans la section 5.2 ont été évalués sur des simulations ne tenant pas compte du bruit de fond. Dans cette section, je vais maintenant m'intéresser à la simulation de sources en présence de bruit. Ce cas de figure est particulièrement important quand le flux de la source et la valeur du bruit de fond sont comparables. Comme expliqué dans la section 5.1, ce type de cas correspond à 23% des rémanences de sursauts gamma de la base de données Swift/XRT. Il est donc essentiel de les étudier et cela s'avère particulièrement important dans le cas de sursauts gamma courts, qui présentent des rémanences X avec un flux jusqu'à deux ordres de grandeur plus faibles par rapport à ceux de rémanences de sursauts gamma longs (Berger 2014). Pour cela, j'ai utilisé l'estimation du bruit de fond de ~ 1 coup/s attendue sur l'ensemble du détecteur (voir section 4.1.6) et j'ai choisi de me restreindre à la gamme d'énergie 0,3 - 2 keV, dans laquelle 98,8% du bruit de fond est attendu.

Plus précisément, lorsque le nombre coups de la source est faible par rapport au bruit (en-dessous de 100 coups de source pour 600 coups de bruit par exemple), l'erreur sur la précision de localisation est de plusieurs centaines de secondes d'arc (comme nous le verrons en section 5.3.2). Pour cette raison, j'ai proposé de traiter les données brutes reçues par le détecteur à l'aide de différents procédés que je vais exposer dans cette section, avant l'application des algorithmes de localisation (section 5.2). J'évalue ensuite le gain de performance dû à ces différents traitements associés aux algorithmes de localisation.

5.3.1 Traitement d'image préalable

5.3.1.1 Traitement par la corrélation

Une des transformations que j'ai appliquée aux données brutes consiste à effectuer une corrélation entre la réponse de l'instrument MXT (PSF) et la carte des coups observée.

Pour des coordonnées de l'image i et j, on calcule la valeur de la corrélation *Corr* à ces coordonnées grâce à la formule 5.7 :

$$Corr(i,j) = \sum_{k,l \in [-\frac{w}{2},\frac{w}{2}]} PSF(k+i, l+j) \times Image(k,l) \tag{5.7}$$

où :

- *PSF(y,z)* est le modèle de PSF aux coordonnées y et z ;
- *Image(y,z)* est le nombre de coups enregistré par le pixel (y,z) ;
- w est la taille du détecteur.

Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite un temps de calcul beaucoup plus long par rapport à l'application des algorithmes de localisation sur les données brutes, que j'ai quantifié plus précisément en section 5.3.2.4. Ceci peut donc ne pas être optimisé pour une analyse des données rapide en temps réel, ce qui va dépendre des performances du calculateur de bord du satellite qui seront à évaluer. En revanche, il est tout à fait possible de l'utiliser pour un traitement de données effectué au sol ou de l'utiliser dans un second temps à bord si l'on s'autorise à prendre un peu plus de ressources de calcul afin d'augmenter la précision de localisation.

J'ai représenté sur la figure 5.6 un exemple de comparaison entre les images du détecteur dans le cas des données brutes, reçues directement par le détecteur, sans traitement, et les images obtenues après corrélation avec la PSF de l'instrument MXT. La PSF utilisée ici pour la corrélation est le modèle le plus récent (avril 2017), calculé par l'Université de Leicester, en forme de diamant. J'ai effectué ce traitement pour une source forte, que j'ai modélisée par 500 coups de source contre un bruit faible de 50 coups, située au pixel (127,127) correspondant au centre du détecteur puis, pour une source faible de 50 coups de source avec un bruit largement dominant de 500 coups, de même située au pixel (127,127).

Application de la méthode M1DB après traitement par corrélation

Après le traitement par corrélation, j'applique l'algorithme M1DB pour tester les performances de localisation. J'ai réalisé des simulations pour un nombre de coups de source détectés variant entre 10 et 5000 coups et un bruit variant de 30 à 5000 coups (correspondant de 30 s à 5000 s d'intégration des données), avec 1000 simulations pour chaque cas. J'ai ensuite calculé la précision de localisation en R_{90} pour la méthode M1DB appliquée à ces simulations aux données après corrélation ainsi qu'aux données brutes à titre de comparaison.

J'ai représenté sur la figure 5.7 la différence relative entre la précision de localisation en termes de R_{90} obtenue avec l'algorithme M1DB appliqué aux données corrélées et aux données non traitées en fonction du nombre de coups de la source pour différents niveaux de bruit. Nous pouvons constater que, dans tous les cas de figure, la corrélation permet d'avoir un gain en précision. Ce gain est au minimum de 4 %, dans le cas d'un grand nombre de coups détectés, de l'ordre de 5000, et d'un faible bruit, de l'ordre de quelques dizaines de coups. Par ailleurs, on remarque un apport considérable du traitement par corrélation dans le cas d'un nombre de coups détectés plus faibles, où le gain est d'au moins 10 % en-dessous de 1000 coups de source détectés, quel que soit le bruit, et cela peut augmenter jusqu'à 90 % pour certains flux cumulés. Ces résultats illustrent donc l'intérêt de la corrélation face à l'utilisation de données non traitées.

En annexe B, les courbes de précision en R_{90} ont été représentées dans le cas des données traitées par corrélation et non traitées. L'analyse de ces courbes permet d'expliquer la forme de celle obtenue en figure 5.7. En effet, la précision de localisation est très mauvaise avec un faible nombre de coups : on observe un palier, en particulier sur les données brutes, qui correspond à des positions qui ne sont pas associées à celle de la source simulée, mais qui proviennent d'une position aléatoire sur le détecteur renvoyée par l'algorithme. Puis, le maximum de gain dû à la corrélation correspond à une zone dans laquelle le nombre de coups est suffisant pour améliorer la précision de l'algorithme ap-

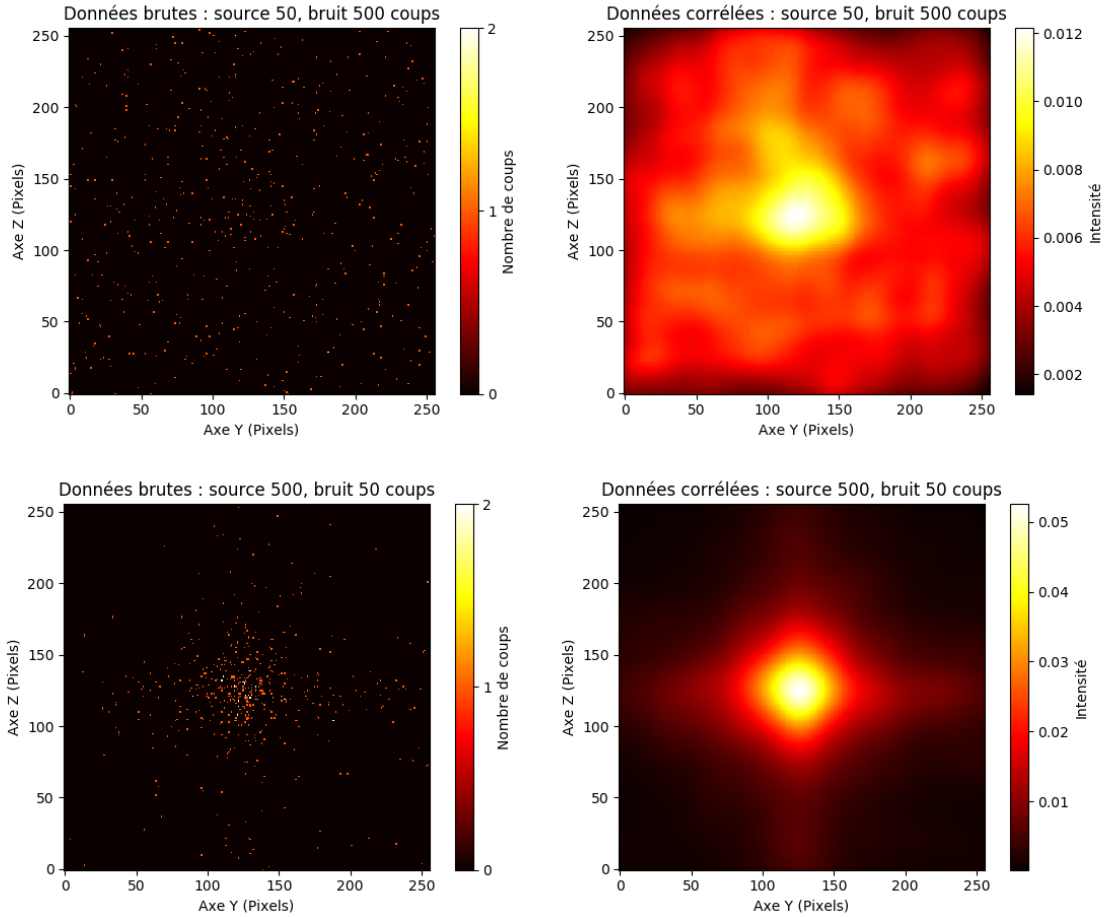


FIGURE 5.6 – Comparaison des données brutes (à gauche) et des données corrélées (à droite) avec la PSF de l'instrument MXT pour une source de 50 coups et un bruit total de l'image de 500 coups (en haut) et pour une source de 500 coups et un bruit de 50 coups (en bas). La position réelle de la source est centrée sur le détecteur aux coordonnées (127,127) pixels.

pliqué aux données non traitées, mais insuffisant pour l'améliorer dans le cas des données brutes. Enfin, pour un nombre de coups assez élevé, la précision obtenue avec l'utilisation des données brutes devient meilleure et la différence avec la précision obtenue par l'utilisation des données corrélées est alors moins importante.

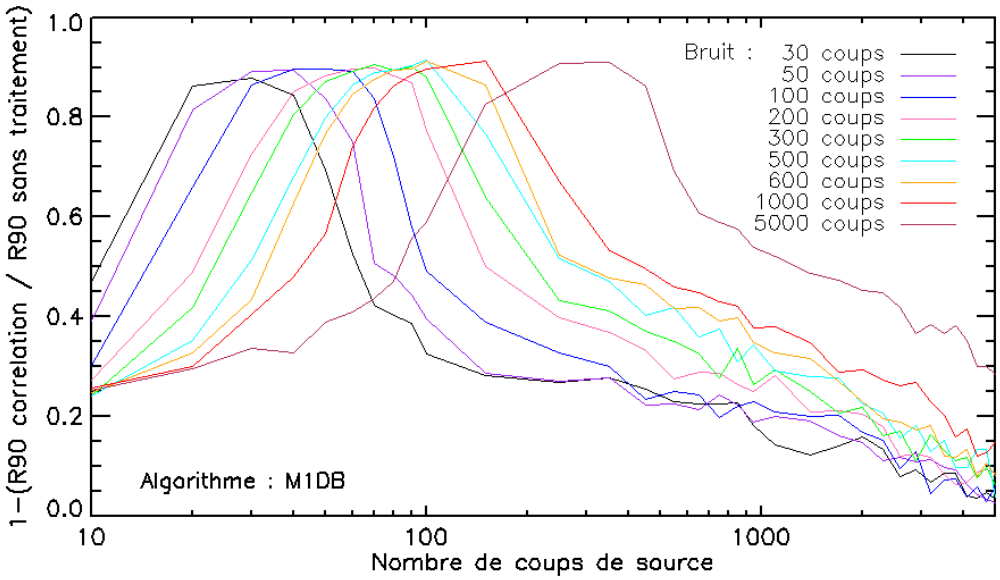


FIGURE 5.7 – Différence relative entre la précision de localisation en termes de R_{90} obtenue avec l'algorithme M1DB appliqué aux données corrélées et aux données non traitées en fonction du nombre de coups de la source pour différents niveaux de bruit variant entre 30 et 5000 coups. Chaque R_{90} a été obtenu grâce à 1000 simulations.

En conclusion, la corrélation est une méthode de traitement de l'image robuste permettant d'obtenir une localisation précise dans le cas de rapports signal sur bruit faibles, tout en améliorant aussi la localisation pour des sources fortes. Elle pourra s'avérer également précieuse dans des cas de sources multiples dans le champ de vue de MXT comme présenté en annexe C.

5.3.1.2 Traitement par lissage

Une autre méthode que j'ai implémentée, afin de traiter les images, est celle du lissage, l'objectif étant de trouver une alternative à la corrélation dans le cas où cette dernière ne pourrait pas être implémentée à bord de MXT. Ce traitement consiste à lisser l'image initiale, en deux dimensions, sur une fenêtre de pixels donnée et dont l'optimisation est présentée dans la suite de cette section, puis à appliquer un des algorithmes (section 5.2) pour la localisation. Le résultat d'un lissage est donné par :

$$Lissage(i,j) = \frac{\sum_{k,l\in[-\frac{w}{2},\frac{w}{2}]} Pixel(i+k,j+l)}{w^2} \tag{5.8}$$

où i et j correspondent à la position du pixel, *Lissage* est le résultat du lissage en i, j, w est la taille de la fenêtre de lissage autour du pixel(i, j) et *Pixel* le nombre de coups dans le pixel(i, j).

J'ai également appliqué la méthode du lissage après projection sur les axes de manière à observer si, comme pour les algorithmes présentés dans la section 5.2, ceci permettrait d'améliorer la localisation.

Optimisation de la fenêtre de lissage

Je présente dans cette section une comparaison entre différentes tailles de fenêtres de lissage m'ayant permis d'évaluer la fenêtre à utiliser pour ce traitement des données.

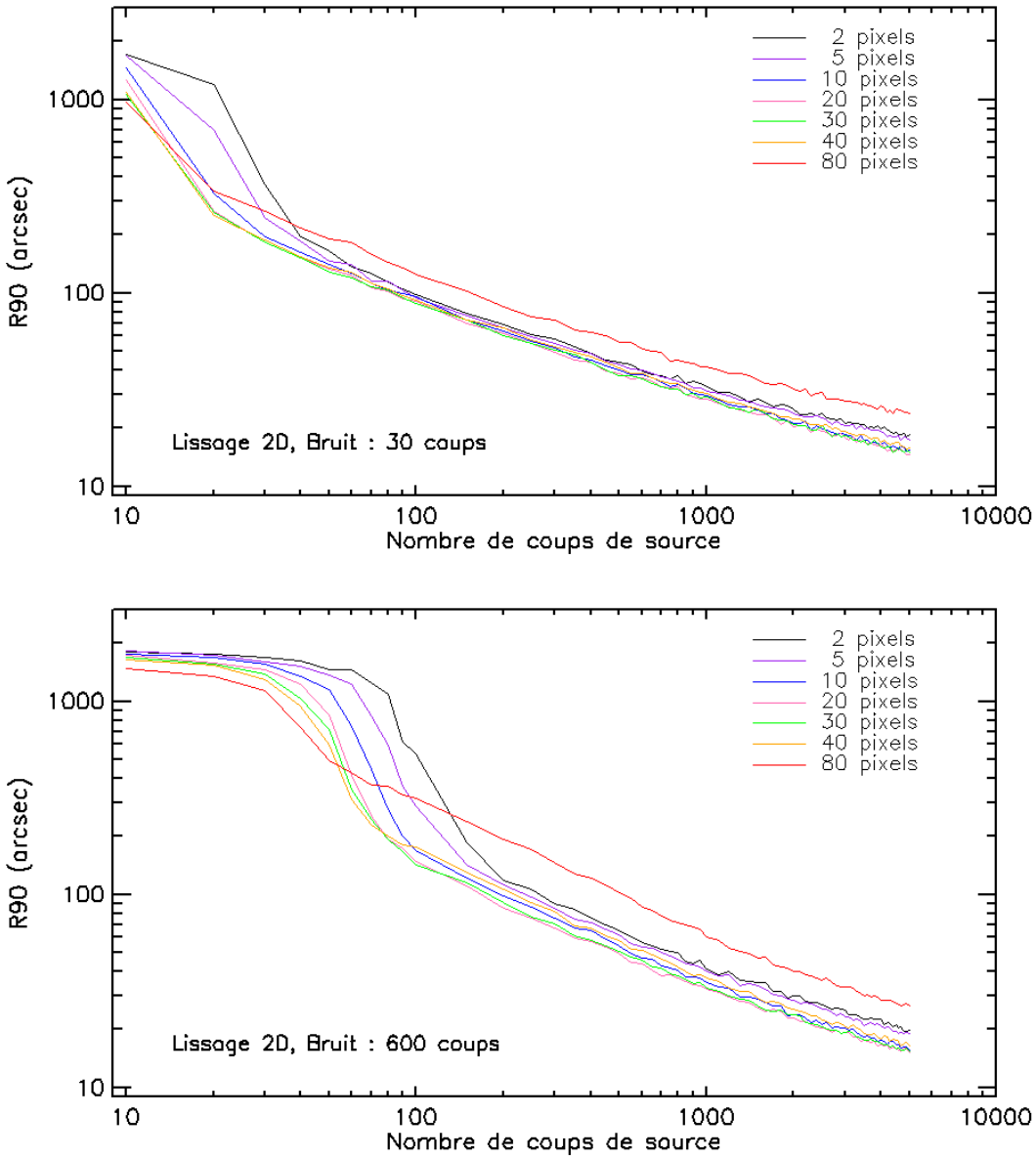


FIGURE 5.8 – Précision de localisation en fonction du nombre de coups de la source dans le cas d'un traitement préalable de l'image par lissage en deux dimensions pour des fenêtres de 2, 5, 10, 20, 30, 40 et 80 pixels et d'une intégration sur 30s (en haut) et 600s (en bas) (correspondant respectivement à 30 et à 600 coups de bruits). L'algorithme M1DB a ensuite été appliqué.

Sur la figure 5.8 j'ai représenté la précision de localisation en termes de R_{90} en fonction du nombre de coups de la source pour un traitement par lissage en deux dimensions pour différentes tailles de fenêtre et application de l'algorithme M1DB pour la localisation. Chaque R_{90} a été calculé pour 1000 simulations effectuées pour un nombre de coups donné et le centre de la source observée a été positionné aléatoirement dans le champ de vue efficace de MXT. Nous pouvons constater que des fenêtres de 20 et 30 pixels sont les plus précises quel que soit le nombre de coups de source ou le niveau de bruit. L'utilisation une fenêtre plus petite donne des performances un peu moins bonnes. En revanche, un traitement sur un nombre de pixels élevé, comme représenté pour 80 pixels impliquera une erreur sur la localisation au moins deux fois plus grande.

Plus précisément, le lissage sur 20 ou 30 pixels est efficace même pour les sources les plus faibles, pour un bruit de 30 coups (correspondant à une intégration de l'image sur 30s) : 20 coups de source seulement sont suffisants pour obtenir une précision de localisation inférieure à 200". Dans le cas d'un bruit plus élevé, de 600 coups, il faudra détecter 100 événements afin d'obtenir cette même précision. La même étude pour un lissage en une dimension a été effectuée et donne les mêmes gammes de valeur de 20 à 30 pixels pour une taille de fenêtre optimale.

Par la suite, j'ai choisi de travailler avec une fenêtre de lissage de 20 pixels.

5.3.2 Étude du couplage des traitements d'image avec les méthodes de localisation

Dans la section 5.2 de ce manuscrit, j'ai introduit différentes méthodes de localisation dans le cas d'une source en l'absence de bruit de fond. Les deux méthodes avec la meilleure précision de localisation étaient le M1DB et les méthodes d'ajustement d'un modèle analytique de la PSF.

J'ai présenté les méthodes d'ajustement en utilisant une fonction gaussienne comme modèle de la PSF. Cette forme était effectivement valable pour les premières études de PSF fournies par l'Université de Leicester. Le dernier modèle, en forme de diamant, est plus étalé et peut en fait être assimilé à une lorentzienne. J'utiliserai donc les méthodes d'ajustement avec ce type de modèle :

$$f(y) = \frac{A_0}{(\frac{y-A_1}{A_2})^2 + 1} \tag{5.9}$$

Dans l'équation (5.9), A_0 représente la hauteur de la lorentzienne, A_1 son centre (et donc la position de la source) et A_2 sa demi-largeur à mi-hauteur.

Je conserve aussi l'ajustement gaussien à titre de comparaison des performances, notamment pour étudier l'influence de la dépendance des méthodes d'ajustement au modèle de PSF.

Par ailleurs, la présence d'un bruit de fond ajoute une composante particulière sur les données, même après traitement, ce qui peut modifier le modèle que l'on cherche à ajuster par les méthodes d'ajustement. Ce problème concerne principalement les zones éloignées du pic central, et donc, afin de pouvoir appliquer ces méthodes, je chercherai à

effectuer l'ajustement dans une fenêtre autour du pic central d'intensité maximale, de la même manière que pour la méthode M1DB.

J'ai donc choisi ici de comparer la méthode M1DB et les ajustements gaussien et lorentzien avant et après traitement d'image. L'objectif de cette étude est d'évaluer l'apport de ces traitements d'image préalables sur la précision de localisation par rapport à l'application directe des algorithmes sur les données brutes. Pour cela, j'ai comparé les courbes R_{90} calculées pour chaque algorithme en fonction du bruit et du nombre de coups provenant de la source. Chaque valeur R_{90} est calculée à partir de l'application des algorithmes sur 1000 simulations avec des positions aléatoires dans le champ de vue efficace.

5.3.2.1 Méthode du barycentre M1DB en fonction du traitement d'image

La figure 5.9 illustre la comparaison des différents traitements d'image pour la méthode M1DB pour un niveau de bruit faible de 30 coups et un niveau de bruit élevé de 600 coups. J'y ai représenté l'erreur sur la localisation de la source en fonction d'un nombre de coups incident variant entre 10 et 5000 coups. Nous constatons que, quel que soit le niveau de bruit, la méthode M1DB appliquée aux données brutes est la moins précise. Pour moins de 1000 coups de source détectés, la méthode de la corrélation reste légèrement plus efficace que les autres traitements avec une erreur plus faible, de 10 % en moyenne et jusqu'à 50 % pour quelques dizaines de coups de source dans le cas d'un bruit élevé de 600 coups. En revanche, les lissages en une et deux dimensions ont des performances très proches, avec des différences en R_{90} inférieures à 2 %, et sont légèrement plus efficaces que la corrélation pour des sources fortes, avec un nombre de coups supérieur à 1000.

J'ai calculé les erreurs associées aux valeurs de R_{90} obtenues par les différentes méthodes afin de vérifier statistiquement les différences de performance des algorithmes considérés. Pour ceci, j'ai utilisé les échantillons de 1000 erreurs obtenues pour chaque simulation ayant permis les calculs des R_{90} pour chaque nombre de coups de source. Pour un nombre de coup de source donné, j'ai effectué un tirage de 1000 valeurs avec remise parmi l'échantillon correspondant de 1000 erreurs. Pour ce nouvel échantillon, j'ai calculé la valeur R_{90} correspondante et j'ai répété cette opération 2000 fois. Ainsi, j'ai obtenu un échantillon de 2000 valeurs de R_{90} pour chaque nombre de coups de source, ce qui m'a permis d'en calculer la moyenne et la déviation standard associée. Dans le tableau 5.1, je présente un exemple de ces calculs pour un bruit de 600 coups et deux sources : l'une faible de 100 coups et l'autre forte de 4000 coups. Les barres d'erreur associées aux différentes données traitées sont de l'ordre de 2 à 3%. On peut donc considérer que les courbes présentées en figure 5.9 sont statistiquement distinctes entre les données corrélées, brutes et lissées, mais que les performances des traitements de lissage 1D et 2D sont équivalentes.

Pour caractériser les performances de mes méthodes en fonction du niveau de bruit, j'ai effectué un travail similaire pour de nombreuses autres valeurs de bruits. Les résultats sont reportés en annexe B en figure B.1. Nous remarquons que, quel que soit le niveau de bruit, utiliser une corrélation ou un lissage reste un réel avantage, comparé à l'application des algorithmes aux données brutes seules, dans chaque cas de figure. Par ailleurs, plus le bruit est élevé et plus le palier observé à bas coups sera présent jusqu'à un nombre de coups plus important.

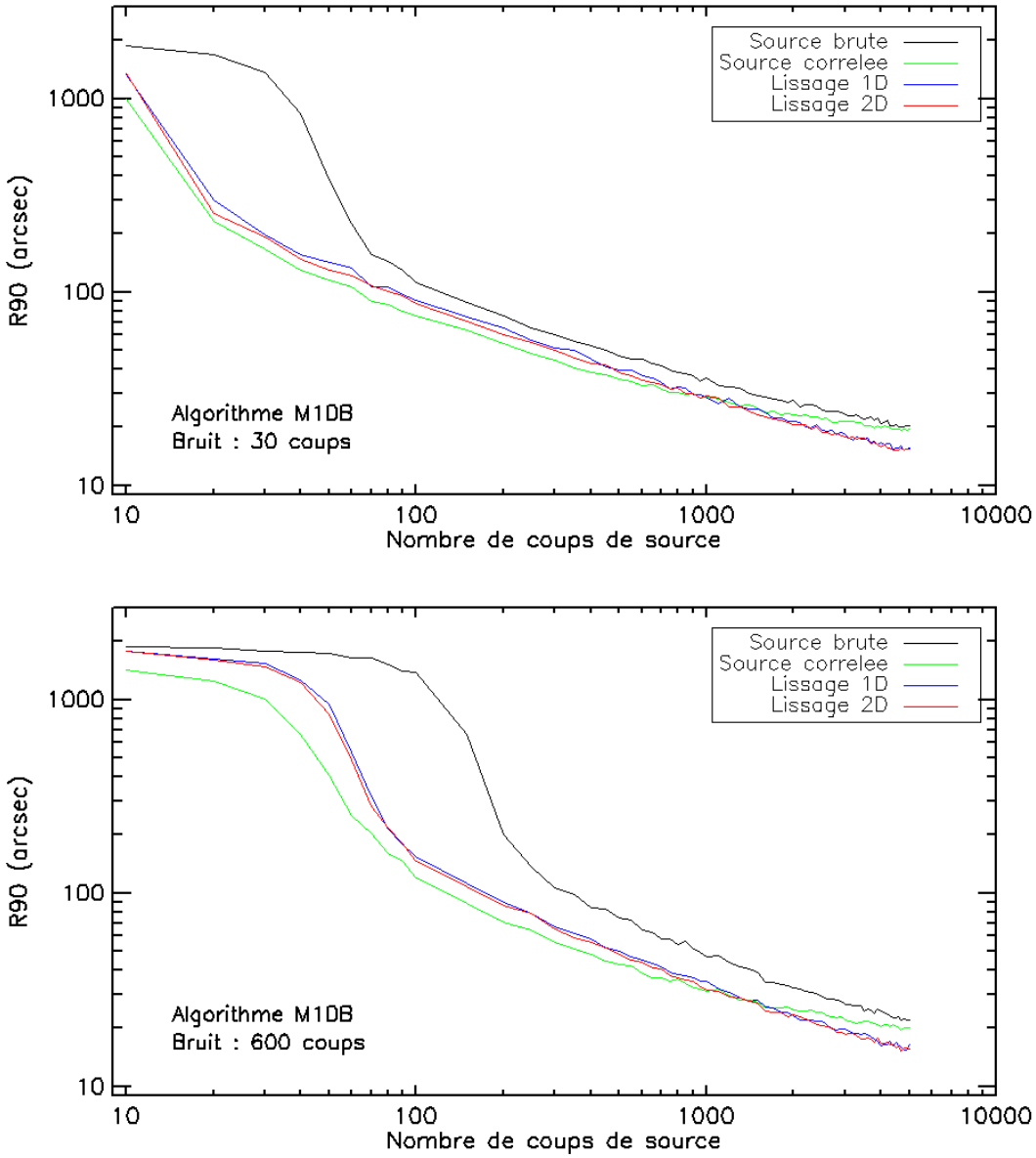


FIGURE 5.9 – R90 en fonction du nombre de coups de la source pour des sources variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 30 coups, en haut et 600 coups, en bas. La localisation est réalisée avec la méthode M1DB pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge).

	Source	$R_{90}moyen$ (arcsec)	Barre d'erreur sur R_{90} (ΔR_{90}) (arcsec)
Données brutes	100 coups	–	–
	4000 coups	22,0	0,4
Données corrélées	100 coups	121	4
	4000 coups	20,5	0,4
Données lissées 2D	100 coups	150	4
	4000 coups	16,3	0,3

TABLE 5.1 – Comparaison des valeurs moyennes R_{90} et des barres d'erreur associées pour les données corrélées, brutes et lissées dans le cas d'un bruit de 600 coups et de sources de 100 et de 4000 coups. L'absence de valeur dans le tableau correspond à une non détection de la source.

5.3.2.2 Méthode de l'ajustement gaussien *1D* en fonction du traitement d'image

Comme pour la méthode M1DB, nous pouvons comparer les résultats de l'ajustement Gaussien appliqué aux différentes méthodes de traitement de l'image sur la figure 5.10. Pour cette méthode, la corrélation et le lissage en deux dimensions, restent les algorithmes les plus précis pour moins de 300 coups de source détectés et un bruit faible de 30 coups. Le couplage avec la corrélation devient ensuite moins précis avec un nombre de coups plus élevé, avec une erreur de quelques secondes d'arc. Les algorithmes basés sur le traitement du lissage en une dimension et, appliqué à la source brute, divergent pour un nombre de coups plus faible mais deviennent aussi précis que ceux du lissage en deux dimensions, respectivement pour des sources de 80 et de 600 coups dans le cas d'un niveau de bruit faible.

En appliquant maintenant un bruit plus élevé, de 600 coups, nous observons la même tendance pour les différentes courbes. En dessous de 300 coups de source, l'influence du bruit domine et les positions trouvées ne sont pas fiables et sont considérées comme mal associées, l'algorithme n'ayant pas convergé efficacement.

Nous constatons notamment que la corrélation couplée à un ajustement gaussien diverge pour un faible nombre de coups, dans le cas d'un bruit élevé. Cette divergence n'est présente que pour les données corrélées. Elle peut être expliquée par la forme de la projection des images corrélées en présence de bruit de fond élevé. Une solution pour améliorer la précision de la méthode pourrait être de restreindre l'ajustement gaussien à une plage proche du pic trouvé. L'efficacité de cette idée reste à évaluer par une étude dédiée.

Enfin, nous notons que les performances des méthodes de lissage 1D et 2D ne sont plus équivalentes ici : le lissage 1D est globalement bien moins performant que le lissage 2D. Cela peut s'expliquer par le fait que, sur une fenêtre de n pixels, le lissage en deux dimensions lisse les données sur n^2 pixels alors qu'en une dimension, cette opération ne s'effectue que sur n pixels. Le lissage est donc plus fort en deux dimensions, ce qui permet un meilleur ajustement des modèles analytiques de PSF.

J'ai représenté d'autres graphiques similaires, illustrant les différents niveaux de bruit en figure B.2 dans l'annexe B afin de montrer le comportement de l'algorithme gaussien appliqué aux données brutes, lissées et corrélées, dans une large gamme de ni-

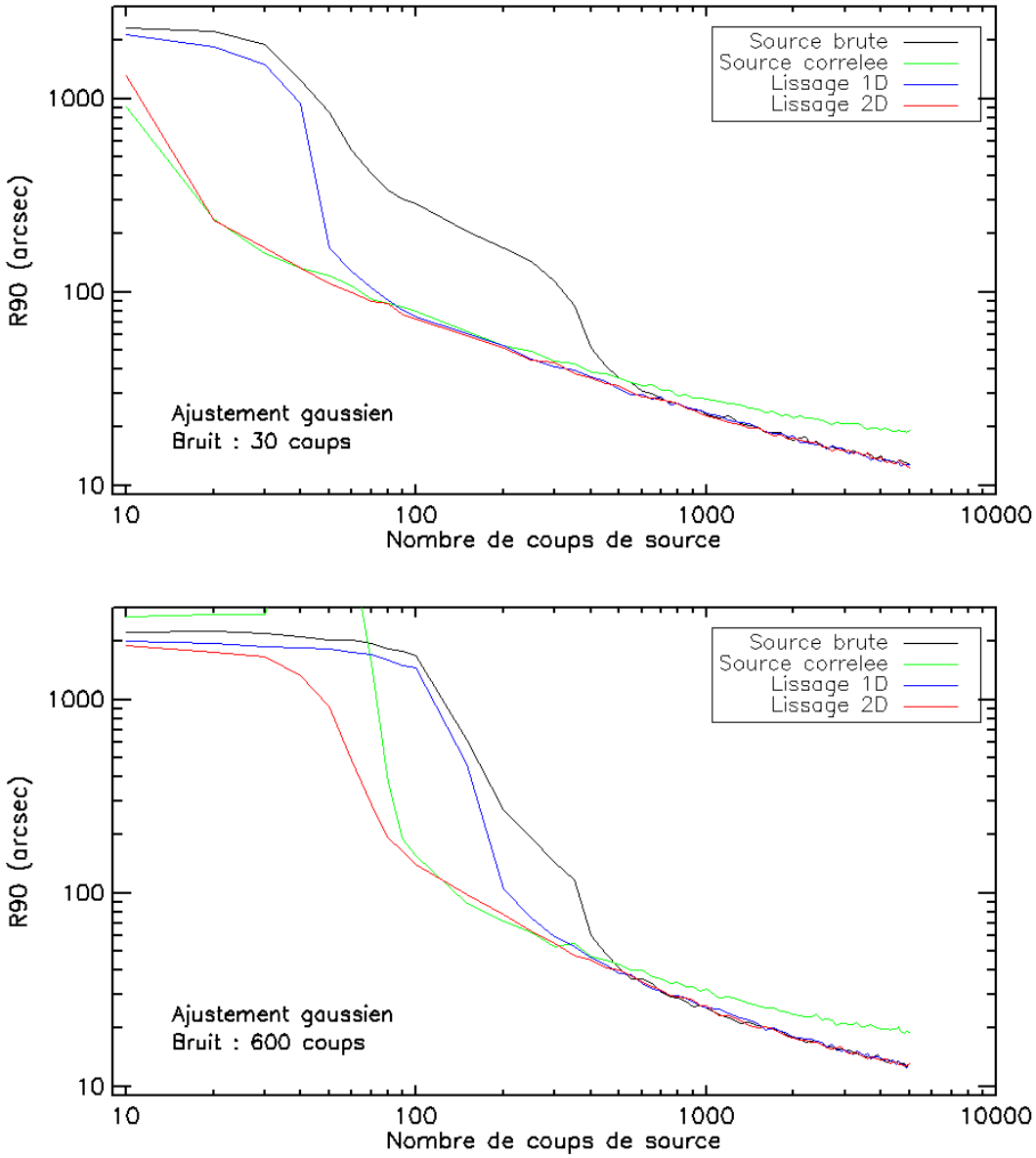


FIGURE 5.10 – R_{90} en fonction du nombre de coups de la source pour des sources variant entre 10 et 5000 coups et bruit de 30 coups, en haut et 600 coups, en bas. La localisation est réalisée avec la méthode de l'ajustement gaussien pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge).

veaux de bruit.

5.3.2.3 Méthode de l'ajustement lorentzien en fonction du traitement d'image

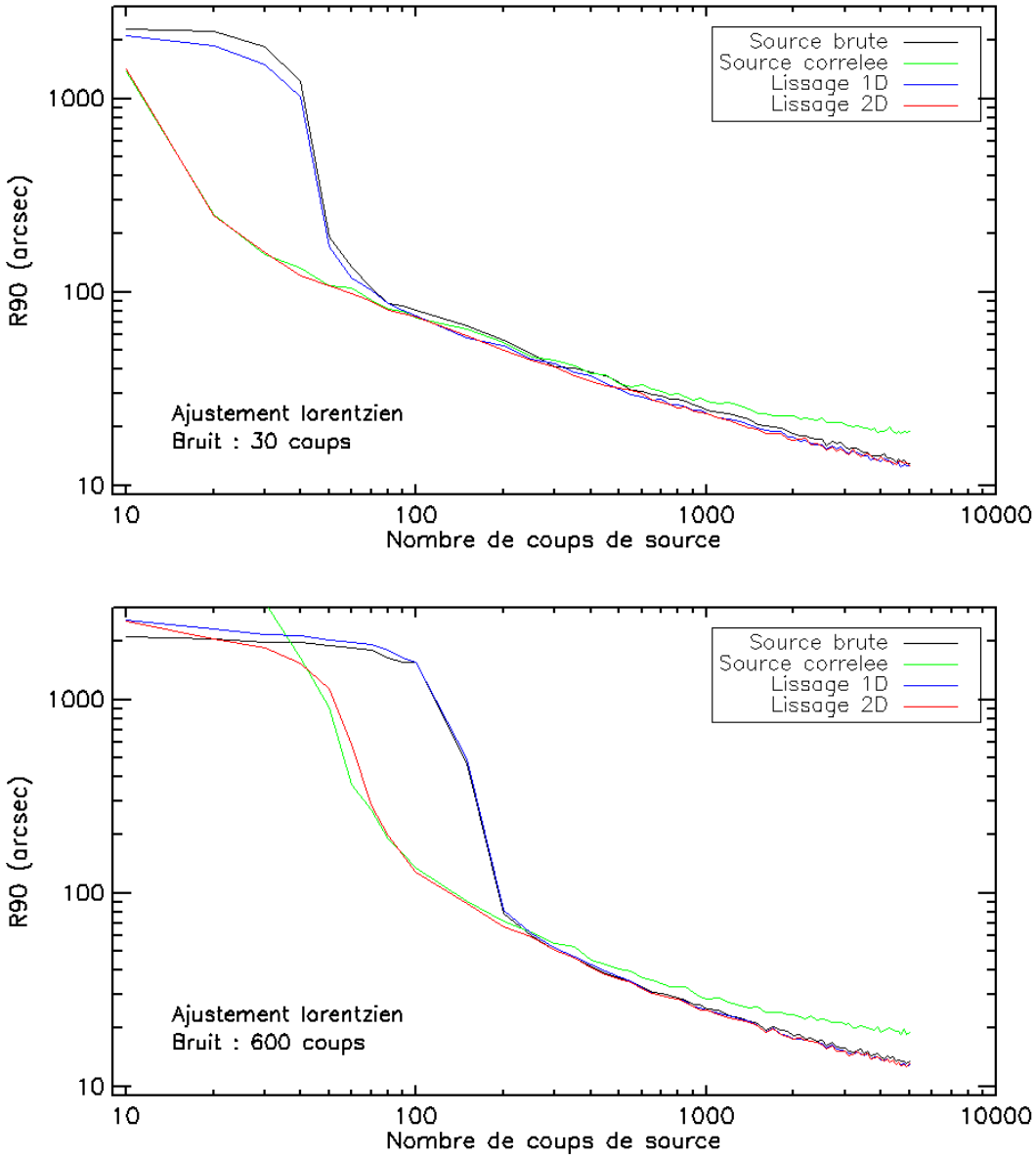


FIGURE 5.11 – R_{90} en fonction du nombre de coups de la source pour des sources variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 30 coups, en haut et 600 coups, en bas. La localisation est réalisée avec la méthode de l'ajustement lorentzien pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge).

La dernière comparaison que j'ai étudiée est celle de l'ajustement lorentzien que j'ai représenté sur le graphe 5.11. Une fois encore, nous pouvons remarquer que l'algorithme de lissage en deux dimensions est globalement le plus précis et ceci quel que soit le niveau de bruit.

L'étude de l'influence du niveau de bruit est, comme pour les autres tests, reportée en annexe B en figure B.3.

5.3.2.4 Temps de calcul et impact sur le choix d'algorithme

Afin de pouvoir finaliser le choix du meilleur algorithme de localisation, il faut prendre en compte également le temps de calcul nécessaire pour chacun des traitements. J'ai donc choisi d'effectuer une estimation du temps de calcul, afin de trouver le meilleur compromis entre précision de localisation et temps de calcul puisque ces algorithmes doivent fonctionner en temps réel. Cette comparaison a été effectuée sur un ordinateur de bureau, puisqu'un modèle numérique du calculateur de bord de MXT n'est pas disponible à ce jour. Malgré cela, nous pouvons effectuer des comparaisons relatives entre les différents algorithmes.

Type de données	Temps pour 1000 localisations
Données brutes	37 s
Données corrélées	329 s
Données lissées 2D	38 s
Données lissées 1D	38 s

Table 5.2 – Temps de calcul nécessaire au calcul de 1000 localisations dans le cas des données brutes, corrélées et lissées avec application de l'algorithme M1DB.

Les résultats sont présentés dans le tableau 5.2. L'utilisation d'un traitement par corrélation multiplie par 8,6 le temps de calcul nécessaire à la localisation par rapport à l'application de l'algorithme M1DB sans traitement. En revanche, l'utilisation d'un traitement par lissage ne modifie pas de manière significative le temps de calcul par rapport à l'absence de traitement. La corrélation est donc la méthode la moins adaptée en ne considérant que l'aspect temporel du traitement. J'ai effectué les mêmes simulations afin d'évaluer le temps de calcul pour les ajustements gaussien et lorentzien et j'obtiens les mêmes ordres de grandeur au niveau des temps de calcul. Le traitement préalable de l'image est donc l'étape influençant fortement le temps de calcul.

5.4 Conclusions sur les différentes méthodes de localisation

Afin de localiser les sources à partir des cartes de coups sur le détecteur, j'ai développé différents algorithmes de localisation, que je peux aussi associer à un traitement préalable de la carte des coups, qui améliore la précision de localisation, en particulier dans le cas où la source est faible par rapport au bruit de fond. Trois algorithmes se distinguent en termes de performance de localisation : l'algorithme M1DB et les méthodes d'ajustement gaussien et lorentzien.

Le tableau 5.3 récapitule les performances de ces trois algorithmes associés aux différents traitements. Je présente dans ce tableau le nombre minimal de coups de la source nécessaire afin d'obtenir une précision R_{90} sur la localisation de 60, 120, 180 et 200 secondes d'arc.

	Bruit / Précision	60”	120”	180”	200”
M1DB	30 coups	306 ± 6	95 ± 2	66 ± 2	64 ± 1
données brutes	600 coups	680 ± 17	278 ± 8	216 ± 4	200 ± 4
M1DB	30 coups	168 ± 3	47 ± 1	28 ± 1	25 ± 1
données corrélées	600 coups	277 ± 7	100 ± 2	75 ± 1	71 ± 2
M1DB	30 coups	230 ± 6	65 ± 2	34 ± 1	30 ± 1
données lissées 1D	600 coups	375 ± 10	141 ± 3	90 ± 2	84 ± 2
M1DB	30 coups	203 ± 5	61 ± 1	33 ± 1	29 ± 1
données lissées 2D	600 coups	342 ± 9	134 ± 3	90 ± 3	85 ± 2
Gauss	30 coups	387 ± 8	291 ± 7	185 ± 5	157 ± 4
données brutes	600 coups	401 ± 9	345 ± 7	263 ± 5	245 ± 5
Gauss	30 coups	163 ± 4	51 ± 1	27 ± 1	25 ± 1
données corrélées	600 coups	265 ± 6	127 ± 4	93 ± 2	89 ± 2
Gauss	30 coups	156 ± 4	63 ± 2	50 ± 1	50 ± 1
données lissées 1D	600 coups	299 ± 8	198 ± 4	189 ± 3	187 ± 4
Gauss	30 coups	149 ± 3	46± 1	28 ± 1	25 ± 1
données lissées 2D	600 coups	273 ± 5	124 ± 3	85 ± 2	79 ± 2
Lorentz	30 coups	183 ± 4	65 ± 2	52 ± 2	50 ± 1
données brutes	600 coups	253 ± 6	195 ± 5	187 ± 5	184 ± 3
Lorentz	30 coups	172 ± 4	45 ± 1	28 ± 1	25 ± 1
données corrélées	600 coups	268 ± 7	117 ± 3	83± 2	79 ± 1
Lorentz	30 coups	145 ± 3	60 ± 2	50 ± 1	50 ± 1
données lissées 1D	600 coups	261 ± 5	195 ± 5	188 ± 6	186 ± 6
Lorentz	30 coups	149 ± 3	41 ± 1	28 ± 1	26 ± 1
données lissées 2D	600 coups	249 ± 5	111 ± 3	84 ± 2	80 ± 2

TABLE 5.3 – Nombre de coups minimal nécessaire afin d'obtenir une localisation (R_{90}) avec une précision de 60, 120, 180 et 200 secondes d'arc pour chaque algorithme et prétraitement associé avec un niveau de bruit de 30 et de 600 coups.

A la suite de ces études, je peux conclure que :

- L'utilisation de données corrélées ou lissées est nécessaire à l'amélioration de la précision de localisation surtout en présence de données bruitées. Pour des données corrélées (ou lissées en deux dimensions), au plus 65 coups détectés de source sont suffisants pour obtenir une précision de 120" s'il y a peu de bruit. Avec un niveau de bruit élevé de 600 coups, il faut attendre d'avoir cumulé entre 100 et 130 coups pour obtenir cette précision. Ce résultat est important car il montre que ces méthodes permettent d'atteindre les spécifications de MXT de 120" pour un grand nombre de rémanences de sursauts gamma (voir chapitre 6).

- Afin d'obtenir une précision de localisation minimale de l'ordre de 120", les trois méthodes du M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien sont toutes aussi efficaces lorsqu'elles sont appliquées aux données lissées et corrélées. On note cependant que la méthode M1DB a l'avantage d'être robuste et indépendante de la forme de la PSF, qui n'est pas connue dans le détail en ce moment et qui pourrait évoluer au cours de la mission.

- Pour une limite de 60", correspondant à des rapports signal sur bruit plus élevés, l'algorithme lorentzien est celui nécessitant le moins de coups de la source incidente, quel que soit le traitement d'image utilisé. Cependant, il ne faut pas oublier qu'un tel ajustement prend en considération la forme intrinsèque de la PSF.

Pour les raisons exposées ci-dessus et compte-tenu des requêtes et des contraintes scientifiques inhérentes au sursauts gamma, notamment leur diminution rapide de flux de quelques ordres de grandeur en une centaine de secondes (telle qu'illustré en section 1.2.4.1), il semble plus judicieux de s'orienter vers une implémentation de traitement d'image préalable (par corrélation ou lissage) couplée à la méthode M1DB. Elle a l'avantage d'être simple et robuste et indépendante de la forme de la PSF. Cependant le couplage du traitement d'image avec la méthode de l'ajustement lorentzien fournit des résultats meilleurs en-deçà de la limite de 60". Ce type de méthode pourra être implémenté si le temps dédié à l'étalonnage de la PSF est suffisant afin de la décrire analytiquement.

Il faut finalement souligner que le fait d'appliquer les algorithmes de localisation aux données lissées en deux dimensions donne en général des résultats aussi précis que la corrélation, même si la corrélation reste plus précise pour un faible nombre de coups dans le cas du couplage avec M1DB. Mais si la corrélation ne peut être implémentée directement à bord du satellite pour des raisons de temps de calcul, le lissage en deux dimensions le pourra et donnera des résultats tout à fait comparables dans une très grande majorité des cas.

Perspectives

Plusieurs hypothèses et résultats devront être approfondis avant le lancement de la mission. En voici quelques exemples :

- J'ai testé les algorithmes présentés dans ce chapitre à l'intérieur d'un champ de vue efficace de l'instrument MXT. L'étude de l'efficacité des algorithmes de

localisation en dehors de ce champ de vue efficace, correspondant à une partie centrale incomplète de la PSF, est importante et reste à effectuer, mais elle concernera surtout les observations du programme général et l'observation de champs où plusieurs sources seront vues (en plus de la cible principale de l'observation, impliquant que certaines de ces sources soient en dehors de l'axe). Dans le cas de sources connues, cette imprécision sera cependant moins problématique car les contreparties n'auront alors pas besoin d'être identifiées. Dans le cas de sources nouvelles à identifier dans le cadre du programme général en dehors des sursauts gamma, le raffinement pourra être fait au sol, d'autant plus que ces sources transitoires varient moins rapidement que les sursauts gamma, et que nous serons donc capables d'identifier leurs contreparties plus facilement avec des suivis ultérieurs.

– J'ai effectué les études des algorithmes présentés dans ce chapitre sur un ordinateur de bureau. Une étude des performances réelles des algorithmes implémentés sur un ordinateur représentatif de celui de bord pourra nous aiguiller sur le choix optimal parmi les différentes options présentées dans ce manuscrit, notamment entre corrélation et lissage, et également nous donner des indications sur la possibilité d'en implémenter éventuellement plusieurs en parallèle si nécessaire.

– L'idée de la méthode de soustraction itérative des sources dans le cas de plusieurs sources dans le champ de vue de MXT reste à tester. Ce cas de figure ne se présentera que rarement dans le cadre du core programme, où la rémanence sera la seule source dans le champ de vue, spécialement en vue de la stratégie de pointage de SVOM (section 2.3), qui a été conçue afin d'éviter le plan Galactique dans lequel les sources X les plus brillantes sont concentrées. En revanche, dans le cadre du programme général, la possibilité d'avoir plusieurs sources dans le champ de vue est non négligeable et donc il faudra étudier son implémentation et les performances associées.

– La forme de la PSF de MXT a été caractérisée pour une énergie de 1,5 keV. La largeur de la PSF n'évolue pas entre 0,2 et 2 keV (voir section 3.3), mais sa largeur augmente au-delà de ces énergies. Une fois cette dépendance de l'énergie bien mesurée pendant les essais prévus au laboratoire d'essais de rayons X PANTER[3], il faudra évaluer l'influence de ces variations sur les algorithmes de localisation.

3. http ://www.mpe.mpg.de/heg/panter

Chapitre 6

Évaluation des performances des méthodes de localisation sur des bases de données réelles

Sommaire

6.1 Conversion des flux XRT (Swift) en flux MXT (SVOM) . . . 98

6.1.1 Influence des paramètres physiques sur le rapport des coups XRT / MXT . . . 98

6.1.2 Deux exemples de rémanences: GRB 090426 et GRB 110205 . 100

6.2 Application à la base de données de Swift/XRT 103

6.2.1 Critères de sélection: détection des sursauts gamma par ECLAIRs 105

6.2.2 Détection et localisation des rémanences par MXT 107

6.3 Conclusions 112

Dans le chapitre précédent, j'ai présenté différents algorithmes de localisation dont j'ai caractérisé les performances en fonction du nombre de coups de la source d'intérêt et du bruit de fond afin de déterminer, quel couple algorithme - traitement d'image est le plus efficace (en termes de précision de localisation et de temps de traitement), dans des conditions données.

J'utilise maintenant les études de précision de mes algorithmes de localisation afin de déterminer leurs performances dans des conditions réalistes issues de la base données de rémanences de sursauts gamma observées par la mission spatiale Swift (section 1.2.4) entre le début de la mission et fin 2017. Ceci correspond à un échantillon de 1046 sursauts gamma (détectés par BAT) pour lesquels 895 rémanences ont été détectées par XRT.

J'ai choisi d'étudier les sursauts gamma observés par cette mission, car ils représentent l'ensemble homogène le plus grand disponible à ce jour (avec plus de 1000 sursauts observés sur plus de 13 ans dont les rémanences sont caractérisées pour près de 900 sursauts gamma).

6.1 Conversion des flux XRT (Swift) en flux MXT (SVOM)

L'objectif de cette partie est, à partir de la base de données de l'instrument XRT [1] (Evans et al. 2009), embarqué à bord de la mission Swift, d'estimer le nombre de coups que MXT aurait détecté en observant le même sursaut. Dans cette base de données, les rémanences sont modélisées spectralement (le spectre est moyenné sur l'ensemble de l'observation) par une loi de puissance absorbée selon l'équation 6.1 :

$$N(E) = K \exp\left(-N_H \sigma(E)\right) \times E^{-\Gamma} \tag{6.1}$$

où $N(E)$ est le densité de photons pour une énergie E, K est la normalisation de la loi de puissance exprimée en unités de 10^{-12} erg.cm^{-2}.s^{-1}, Γ la pente de la loi de puissance en énergie, N_H la densité de surface de l'absorbeur en équivalent hydrogène et $\sigma(E)$ la section efficace de l'effet photoélectrique calculée selon les abondances chimiques de Anders & Ebihara (1982).

Afin d'obtenir pour chaque courbe de lumière de XRT, la courbe correspondante pour MXT en coups par seconde dans la bande 0,3 - 10 keV, j'ai calculé un facteur de conversion entre les flux XRT (en coups/s) et les flux attendus par MXT en tenant compte des caractéristiques spectrales de chaque rémanence et des caractéristiques de chaque instrument.

Pour cela, j'ai utilisé le programme XSPEC (Arnaud 1996) qui permet de simuler des observations d'un instrument à partir d'un modèle spectral donné et la réponse des instruments en termes de surface efficace. La surface efficace de MXT utilisée ici est celle correspondant au dernier modèle de PSF en date (avril 2017 [2]) qui inclut la contribution du pic et des bras de la PSF. La surface efficace de XRT a évolué au cours du temps de la mission, et pour chaque rémanence de sursaut gamma, j'ai utilisé la surface efficace correspondant à la date du sursaut [3].

J'obtiens ainsi pour chaque rémanence le flux en coups par seconde attendu pour MXT ainsi que le nombre de coups total détecté pour la chaque rémanence. Sur la figure 6.1, j'ai représenté l'histogramme des rapports entre les nombres de coups des rémanences observées par XRT et ceux correspondant à MXT. Nous pouvons observer que 78% de ces rapports sont distribués entre 2 et 6, et la valeur médiane et de 3,1. Nous obtenons ainsi une estimation de la conversion des coups XRT en coups MXT.

6.1.1 Influence des paramètres physiques sur le rapport des coups XRT / MXT

Dans cette section, j'étudie l'influence des paramètres physiques N_H et Γ sur les rapports des coups XRT / MXT.

1. http://www.swift.ac.uk/xrt_products/index.php
2. https://forge.in2p3.fr/projects/mxt-it/dmsf?folder_id=90
3. http://www.swift.ac.uk/analysis/xrt/rmfarf.php

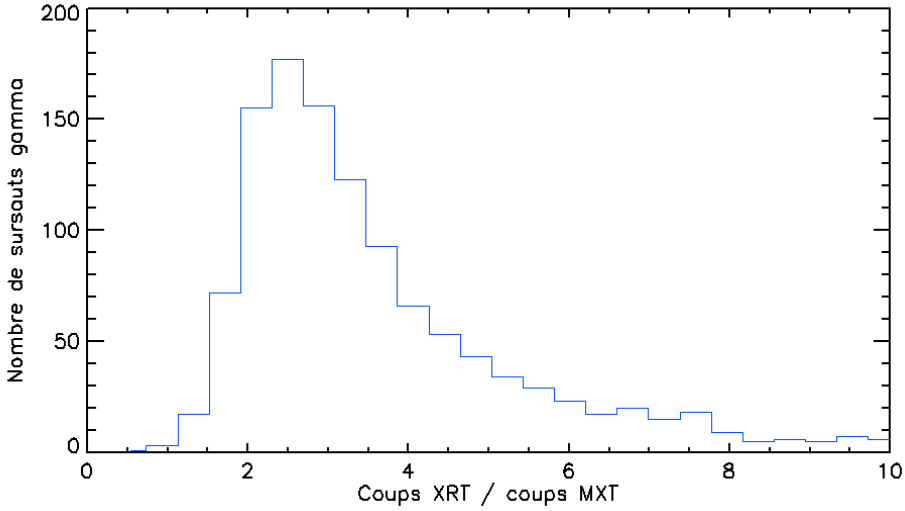


FIGURE 6.1 – Histogramme représentant la distribution des rapports entre les coups XRT et les coups MXT pour chaque rémanence de la base de données de Swift/XRT.

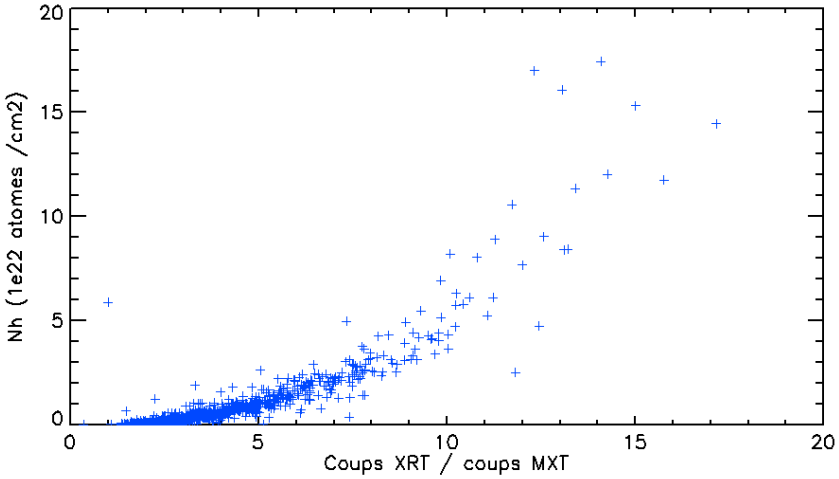


FIGURE 6.2 – Répartition des rapports de coups XRT/MXT en fonction de la densité de surface de l'absorbeur en équivalent hydrogène N_H pour les rémanences de sursauts gamma observées par la mission Swift entre 2004 et 2017.

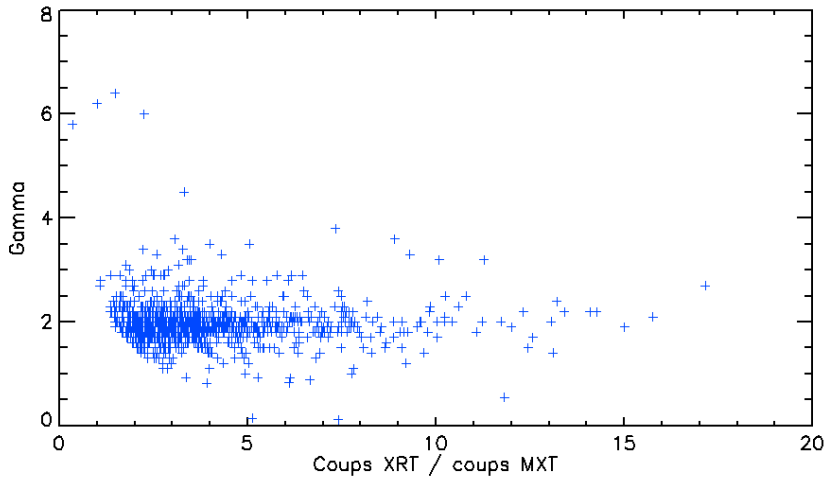


FIGURE 6.3 – Répartition des rapports de coups XRT/MXT en fonction de l'indice spectral pour les rémanences de sursauts gamma observées par la mission Swift entre 2004 et 2017.

Sur la figure 6.2, j'ai représenté la densité de surface de l'absorbeur en équivalent hydrogène (N_H) en fonction du rapport de flux entre XRT et MXT. Les rapports XRT/MXT les plus élevés sont expliqués par un N_H élevé. En effet, le fait qu'il y ait une absorption plus grande à basse énergie défavorise l'instrument MXT car il s'agit du domaine d'énergie dans lequel il est le plus sensible.

La figure 6.3 représente les indices spectraux des rémanences en fonction de rapports de coups XRT/MXT. Nous pouvons constater ici qu'il n'y a pas de corrélation entre les indices spectraux et les rapports des coups.

Le rapport des coups dépend donc principalement du paramètre N_H. Pour l'étude des futures rémanences de sursaut gamma, il sera donc possible d'effectuer des approximations de ce rapport en se basant sur le paramètre N_H en utilisant le graphique de la figure 6.2, sans appliquer la méthode décrite précédemment utilisant XSPEC. À l'inverse, connaissant le rapport, il sera également possible de faire une estimation du paramètre N_H.

6.1.2 Deux exemples de rémanences : GRB 090426 et GRB 110205

Dans cette section, je présente deux exemples de rémanences de sursauts gamma observées par l'instrument XRT. Grâce aux facteurs de conversion des coups XRT/MXT que j'ai calculés pour chaque rémanence, je peux estimer les courbes de lumière qu'aurait observé MXT à partir de celles observées par XRT.

La figure 6.4 montre deux exemples de courbes de lumières de sursauts gamma, observés par les instruments BAT et XRT et successivement par des instruments situés au sol, ayant été observés sur une grande partie des longueurs d'onde telle que celle qui sera couverte par les instruments de SVOM. Ces sursauts sont survenus le 26 avril 2009 (GRB 090426) (Antonelli et al. 2009) et le 5 février 2011 (GRB 110205A) (Cucchiara

et al. 2011; Gendre et al. 2012; Zheng et al. 2012).

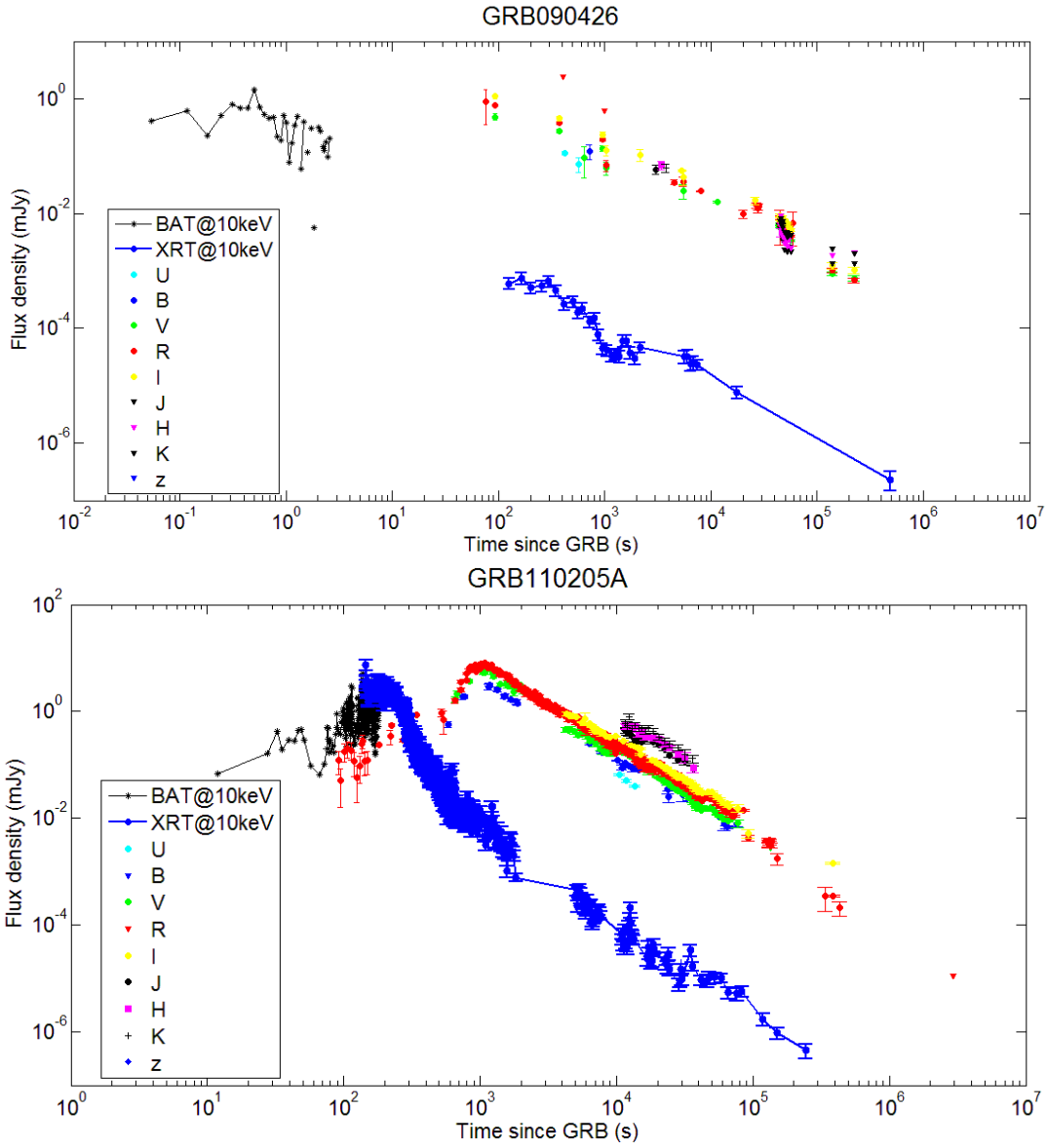


FIGURE 6.4 – Courbes de lumière de sursauts gamma ayant une contribution allant des domaines de l'infrarouge aux rayon gamma. En haut, pour le sursaut gamma GRB 090426 et en bas pour le sursaut gamma 110205A (D.Turpin, communication interne).

J'ai représenté, sur la figure 6.5, le cas de la rémanence du sursaut gamma GRB 110205A. La courbe de lumière est représentée pour l'instrument XRT et pour l'instrument MXT (pour un rapport signal sur bruit dont la détection est de significativité supérieure à 3σ). Le facteur de conversion entre les deux instruments est de 3,5 pour ce sursaut. Nous pouvons remarquer que, en quelques centaines de secondes, le flux de la rémanence est atténué de deux ordres de grandeur. L'importance d'une observation rapide est donc primordiale.

Associé à cette courbe de lumière, j'ai tracé, le nombre de coups cumulés observés par l'instrument MXT en fonction du temps, et l'erreur de localisation associée après application de l'algorithme de localisation M1DB (voir section 5.2.3.2) sur des données simulées à l'aide de cette courbe de lumière. Cette rémanence est intense dans la gamme

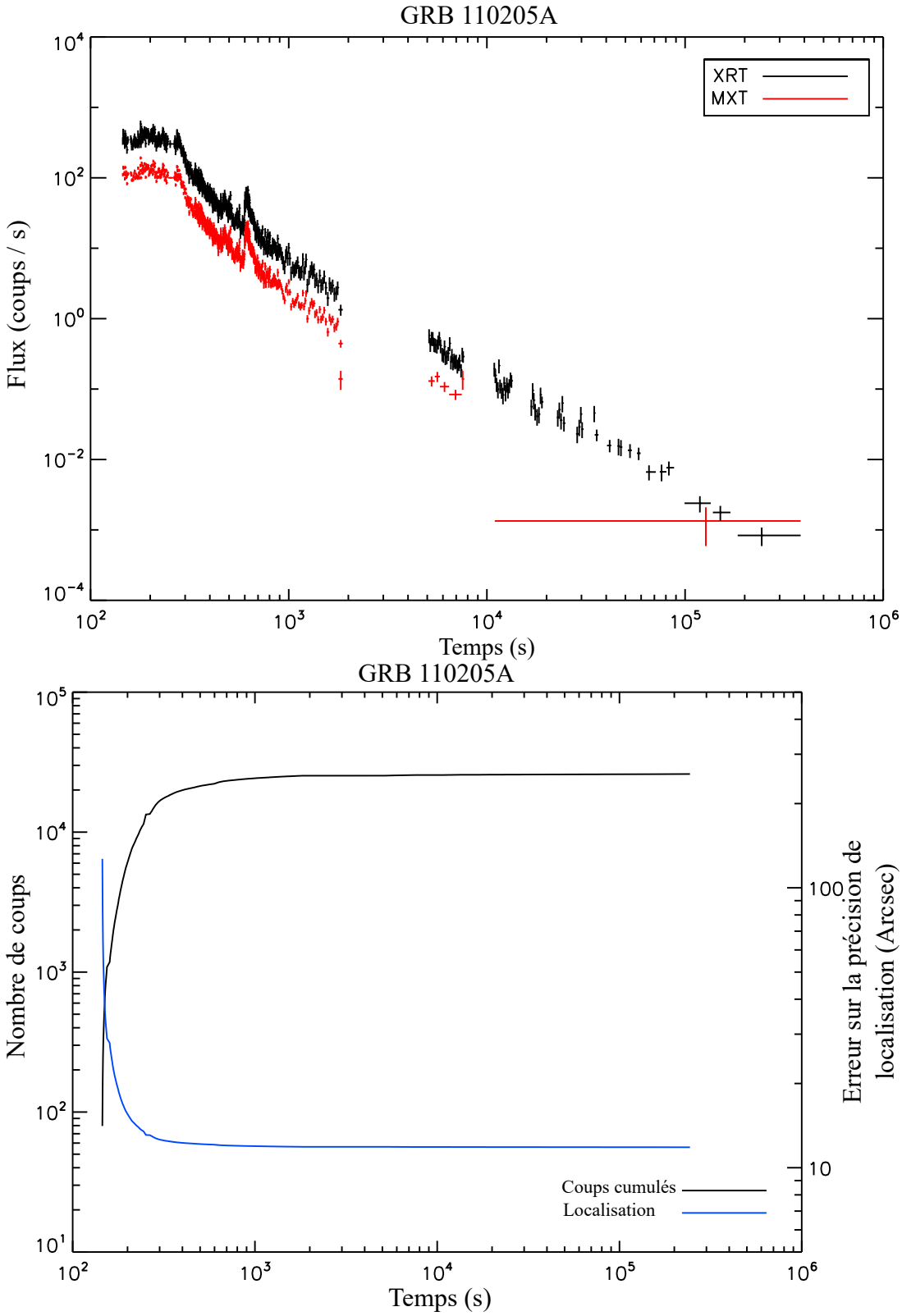


FIGURE 6.5 – En haut, représentation des courbes de lumière de la contrepartie X du sursaut gamma GRB 110205A de XRT (en noir) et de MXT (en rouge). En bas, nombre total de coups cumulés en fonction du temps pour la contrepartie X du sursaut gamma GRB 110205A observée par MXT (en noir) et la précision de localisation associée basée sur l'algorithme M1DB (en bleu).

des rayons X et environ 100 coups par seconde sont enregistrés dans MXT au début de son observation. Cela correspond à une rémanence plus brillante que 95% de celles contenues dans la base de données de Swift/XRT. J'ai effectué ces simulations dans un cas idéalisé, sans ajout de bruit, qui est de toute façon négligeable en intégrant l'ensemble des coups jusqu'à la fin de la première orbite, correspondant à la coupure observée à 2000 s. Si SVOM est capable de se réorienter aussi rapidement que Swift (autour de la centaine de secondes), le nombre de coups cumulés sera important, ici supérieur à 20 000, et l'erreur de localisation associée se situe autour de 15" en quelques centaines de secondes. En intégrant sur le temps d'observation maximal de MXT, soit jusqu'à la fin de la première orbite, et en tenant compte du bruit, correspondant sur cette durée à environ 2.10^3 coups de bruit, avec les performances de l'algorithme M1DB sur les données corrélées ou lissées (annexe B), la précision de localisation en R_{90} attendue est de l'ordre de 18". La position du sursaut sera donc transmise, en temps réel, aux instruments situés au sol pour effectuer à leur tour des observations de la rémanence.

Un autre exemple de rémanence de sursaut gamma est celle associée au GRB 090426 que j'ai représenté sur les figures 6.6. La rémanence est de plus faible intensité que la précédente mais reste plus brillante que 60% de celles contenues dans la base de données Swift/XRT. Le flux correspondant estimé pour MXT est inférieur à 1 coup/s à t = 100 s. En effectuant une intégration des coups sur 600 s soit, entre t = 100 s et t = 700 s, nous pouvons constater qu'environ 200 coups sont accumulés. L'erreur de localisation associée est de 90", calculée avec l'algorithme M1DB sans traitement sur des données simulées avec la courbe de lumière correspondante, ce qui est compatible avec les spécifications de la mission de 120". En se référant à la courbe de la précision de localisation théorique associée à cet algorithme pour un bruit de 600 coups (voir chapitre 5), nous pouvons constater que 200 coups de source permettent d'obtenir une précision de localisation en R_{90} de 75" après un traitement des données par corrélation. En revanche, si SVOM met trop de temps à se réorienter pour avoir la source dans le champ de vue de MXT, il deviendra difficile d'obtenir une localisation précise de la source observée du fait de sa faible intensité sur des temps plus longs. D'après les spécifications de la mission, le satellite doit être stabilisé pour un maximum de 300 s après le début de la réorientation dans 80% des observations (document interne : SV-SY-STB-49-JPO). J'ai effectué une étude de la limite temporelle de réorientation du satellite en fonction de la précision de localisation dans le chapitre 7.

6.2 Application à la base de données de Swift/XRT

Je vais maintenant m'intéresser à l'ensemble la base de donnée de XRT [4] pour caractériser mes méthodes de localisation sur un échantillon statistiquement représentatif de la réalité.

J'explique, dans un premier temps, la manière dont j'ai pris en compte les performances de détection de sursaut gamma d'ECLAIRs appliquée aux sursauts de la base de données de BAT [5] présentant une contrepartie X détectée par XRT. Puis, j'évalue en conséquence, sur la base de données XRT, les performances de mes algorithmes de

4. http://www.swift.ac.uk/xrt_products/index.php
5. https://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table/

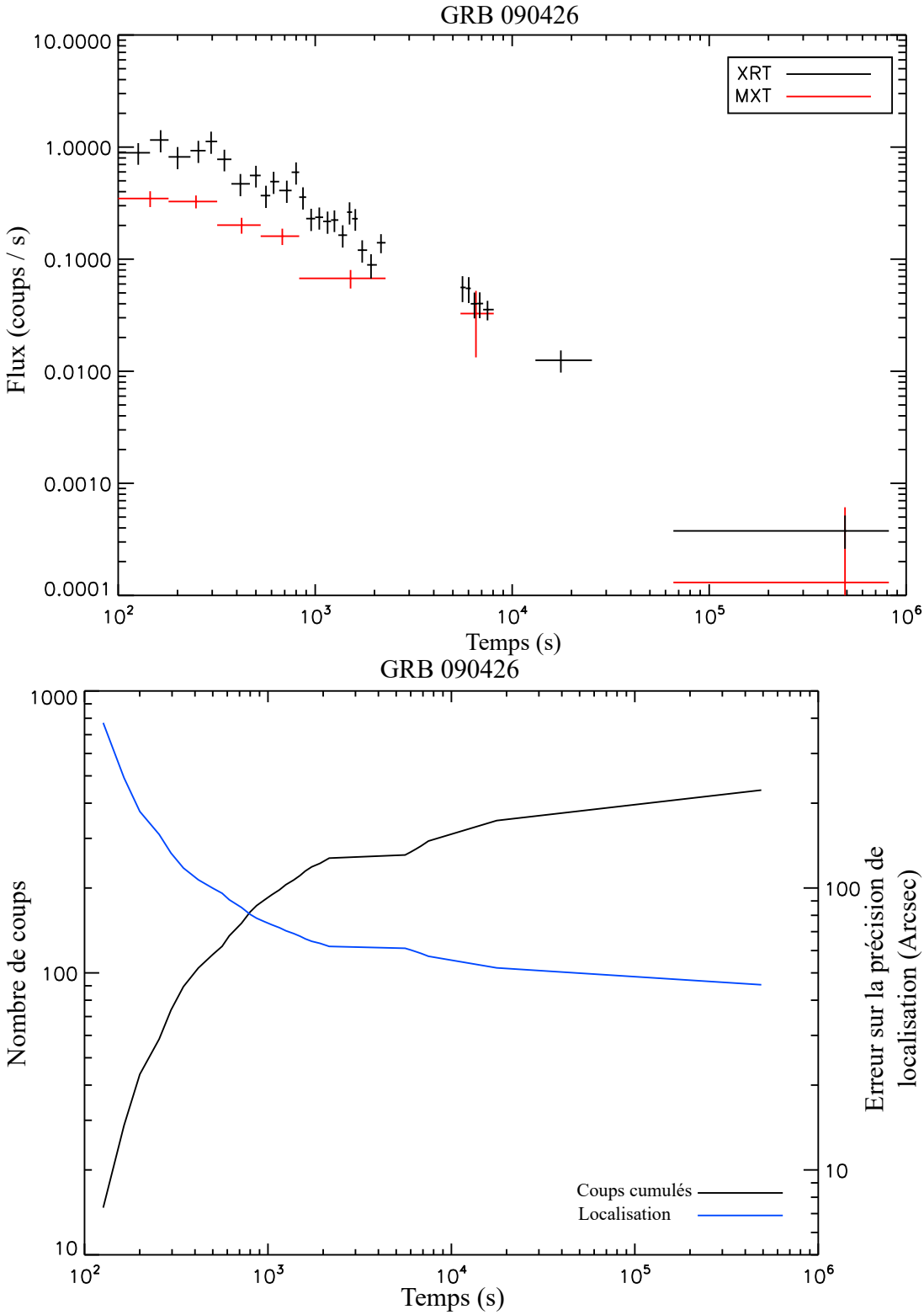


FIGURE 6.6 – En haut, représentation des courbes de lumière de la contrepartie X du sursaut gamma GRB 090426 pour XRT (en noir) et MXT (en rouge). En bas, coups cumulés en fonction du temps de la contrepartie X du sursaut gamma GRB 090426 observé par MXT (en noir) et localisation associée basée sur l'algorithme M1DB (en bleu).

localisation.

6.2.1 Critères de sélection : détection des sursauts gamma par ECLAIRs

La base de données de Swift comprend les informations de l'émission prompte mesurée par BAT (Barthelmy et al. 2005) et de l'émission rémanente mesurée par XRT. Afin d'obtenir une distribution statistique réaliste des sursauts que MXT sera susceptible d'observer, il s'agit d'abord d'estimer si l'instrument ECLAIRs, à bord de la mission SVOM aurait pu détecter les sursauts gamma de la base de données de BAT. En fait, ECLAIRs sera moins sensible que BAT, la surface efficace de BAT étant 5 fois plus grande que celle d'ECLAIRs (Godet et al. 2014). Il faut donc appliquer une première sélection à la base de données Swift en fonction du flux gamma des sursauts.

Une première étude en ce sens a été effectuée par Antier-Farfar (2016) visant à estimer la probabilité qu'un sursaut de la base de donnée BAT ait été détecté par l'instrument ECLAIRs, mais elle ne concernait qu'un échantillon de 386 observations, entre 2004 et 2009, et de nombreux sursauts gamma ont été observés depuis (1046 sursauts au total, fin 2017). Donc, afin d'étudier l'ensemble des sursauts disponibles, j'ai utilisé un outil développé par A. Gros, de l'équipe ECLAIRs, qui permet d'estimer la probabilité de détection d'un sursaut par ECLAIRs par imagerie à masque codé en fonction du nombre de coups attendus, à partir du rapport signal sur bruit (SNR) correspondant, et ce, sur la totalité du champ de vue d'ECLAIRs.

J'ai utilisé XSPEC pour simuler le nombre de coups attendus pour chaque sursaut gamma dans ECLAIRs pour une observation dans l'axe du télescope, à partir de la surface efficace d'ECLAIRs [6] et des paramètres spectraux de la base de données BAT obtenus dans la bande d'énergie de 15 - 150 keV appliqués à la bande d'énergie d'ECLAIRs (4 - 120 keV). Ces paramètres caractérisent des lois de puissance simples ou des lois de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie.

La probabilité de détection de chaque sursaut gamma de la base de données de BAT par ECLAIRs a ainsi été calculée comme étant la fraction de champ de vue d'ECLAIRs dans laquelle le SNR de la source, évalué par l'outil d'A. Gros à partir du nombre de coups détectés, est au-dessus d'un seuil de détection fixé. Dans le cas de détection d'une nouvelle source par ECLAIRs, le critère actuellement choisi est un SNR supérieur à 8 (document interne : SV-SY-STB-49-JPO) pour déclencher une ré-orientation automatique du satellite afin de ramener la source dans le champ de vue des instruments petit-champ. Ce seuil est un compromis entre l'efficacité d'observation des rémanences et la minimisation des fausses alertes.

Sur la figure 6.7, j'ai représenté la probabilité de détection par ECLAIRs des sursauts gamma contenus dans la base de données de l'instrument BAT. Pour cela, j'ai représenté le flux des différents sursauts gamma en fonction du temps T_{90} défini en section 1.2.1.1. Nous pouvons constater que cette probabilité dépend à la fois du flux incident et de la durée du sursaut : plus le flux et la durée du sursaut sont élevés, plus la probabilité de détection est élevée. Les valeurs numériques de ce graphe sont représentées dans le tableau 6.1.

6. https://forge.in2p3.fr/projects/svom/dmsf?folder_id=183

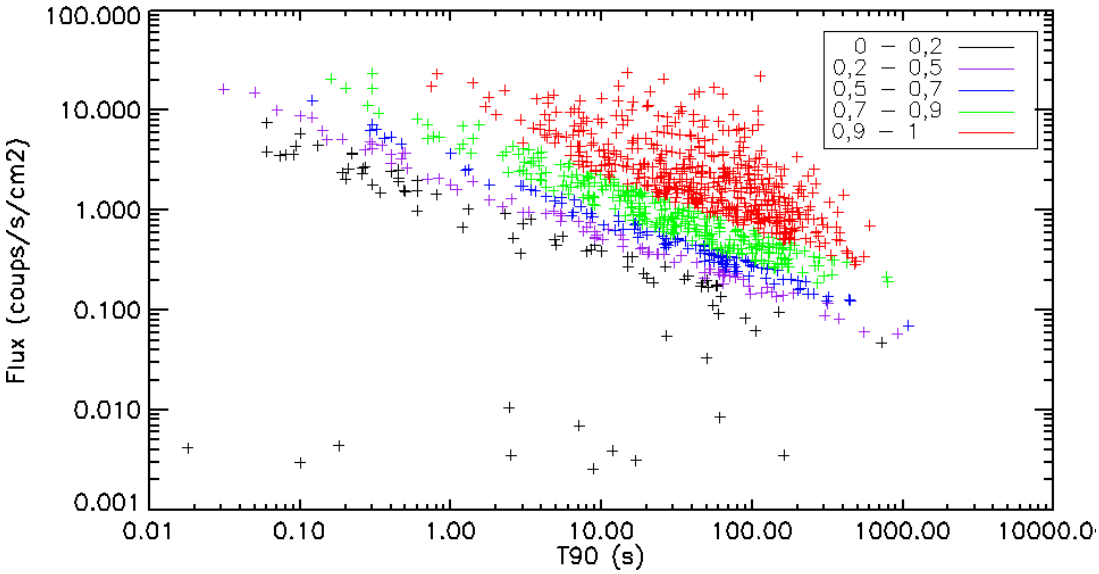


FIGURE 6.7 – Probabilités de détection de l'instrument ECLAIRs pour un seuil SNR de 8 : noir entre 0 et 0,2, violet entre 0,2 et 0,5, bleu entre 0,5 et 0,7, vert entre 0,7 et 0,9 et rouge entre 0,9 et 1, en fonction du flux et de la durée T_{90} du sursaut.

Probabilité de détection d'ECLAIRs	Nombre de sursauts détectés	Pourcentage de sursauts détectés
Entre 0 et 0,2	77	7%
Entre 0,2 et 0,5	89	9%
Entre 0,5 et 0,7	111	11%
Entre 0,7 et 0,9	287	27%
Entre 0,9 et 1	482	46%

TABLE 6.1 – Nombre et proportions de sursauts gamma de la base de données Swift/BAT en fonction de la probabilité de détection d'ECLAIRs.

6.2.2 Détection et localisation des rémanences par MXT

Parmi la base de données de Swift entre le début de la mission et fin 2017, comprenant 1046 sursauts gamma, j'ai sélectionné les sursauts gamma observés par l'instrument BAT pour lesquels il existe une détection de rémanence par XRT. J'obtiens ainsi un échantillon de 895 rémanences de sursauts gamma.

Pour chacune de ces rémanences, j'ai simulé la courbe de lumière attendue par l'instrument MXT, avec la méthode présentée en section 6.1, et j'ai calculé les flux cumulés attendus après 5 min et 10 min d'intégration. Pour ces temps d'intégration, nous nous attendons à environ 300 et 600 coups de bruit de fond respectivement (voir la section 4.1.6 du chapitre 4). Le temps d'intégration de 10 min est particulièrement important, puisque, d'après les spécifications de la mission, c'est à ce moment que les informations sur la localisation doivent parvenir au VT (voir figure 2.14), afin de définir la zone de recherche inférieure à 2' dans le domaine visible.

Après intégration des courbes de lumière de chaque rémanence, j'évalue la précision de mes algorithmes de localisation (M1DB et ajustements gaussien et lorentzien, avec et sans les traitements par corrélation et par lissage) en utilisant, pour chaque rémanence, les valeurs R_{90} étudiées dans le chapitre 5 correspondant aux nombres de coups estimés.

On peut noter que certains sursauts gamma ont une rémanence dont le nombre de coups (près de 55 000 coups pour une intégration de 10 min) dépasse les valeurs maximales que j'avais simulées (5000 coups). J'ai donc étendu ma plage de simulation en calculant les valeurs de R_{90} pour des sources allant jusqu'à 200 000 coups.

Sur la figure 6.8, sont tracées les courbes représentant la proportion cumulée de sursauts de la base de XRT, quelle que soit la probabilité de détection par ECLAIRs, en fonction de la précision de localisation R_{90} pour les différents algorithmes. Pour un temps d'intégration de 10 min, par exemple, pour les trois algorithmes de localisation appliquées sur les images lissées, nous pouvons constater qu'environ 75% des rémanences ont une erreur de localisation inférieure à 120". Les algorithmes de localisation appliqués aux données lissées en deux dimensions sont plus précis que ceux appliqués aux données brutes et représentent un réel avantage, confirmant les études effectuées dans la section 5.3.1.2 du chapitre 5. En effet, pour un temps d'intégration de 5 min, les algorithmes appliqués aux données lissées en 2D permettent une détection au moins de 70% des sursauts de la base de données à mieux que 120" contre 64% au maximum pour les données brutes (voir le tableau 6.2).

La figure 6.9 représente les mêmes quantités que la figure 6.8 mais en ne considérant que les sursauts de la base de XRT avec une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0,5 en haut et supérieure à 0,9 en bas, pour un temps d'intégration de 5 min. Nous constatons que les performances relatives des différents algorithmes de localisation sont similaires dans les deux cas. Pour une probabilité de détection par ECLAIRs supérieure à 0,5, environ 75% des rémanences de la base de données ont une précision de localisation R_{90} inférieure à 120" pour les trois algorithmes de localisation associés au traitement par lissage 2D. Pour une probabilité de détection supérieure à 0,9, cette proportion passe à 83%. Ainsi plus la probabilité de détection d'ECLAIRs est élevée plus les algorithmes de MXT obtiendront une localisation précise. Cette observation provient du fait qu'un sursaut gamma intense, donc avec une probabilité de détection par ECLAIRs élevée, engendre une rémanence X forte (phénomène mis en évidence par plusieurs auteurs

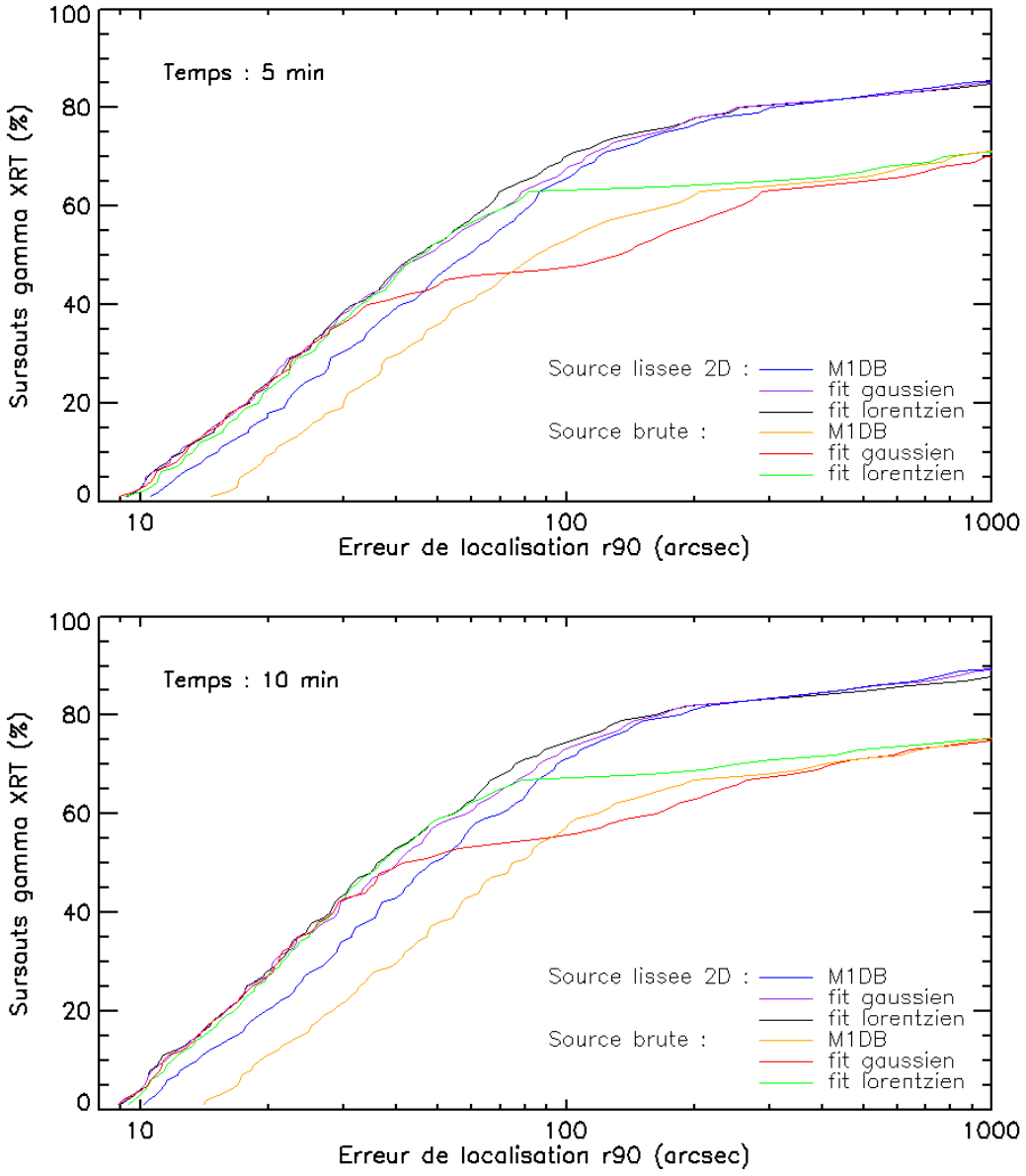


FIGURE 6.8 – Courbes cumulatives de sursauts gamma détectés par XRT simulées dans MXT (échantillon de 895 sursauts de la base de données de XRT entre 2004 et fin 2017), exprimées en pourcentage et analysées pour les méthodes de localisation M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien pour des intégration de 5 min (en haut) et de 10 min (en bas) dans le cas des algorithmes appliqués à la source lissée en deux dimensions et à la source brute.

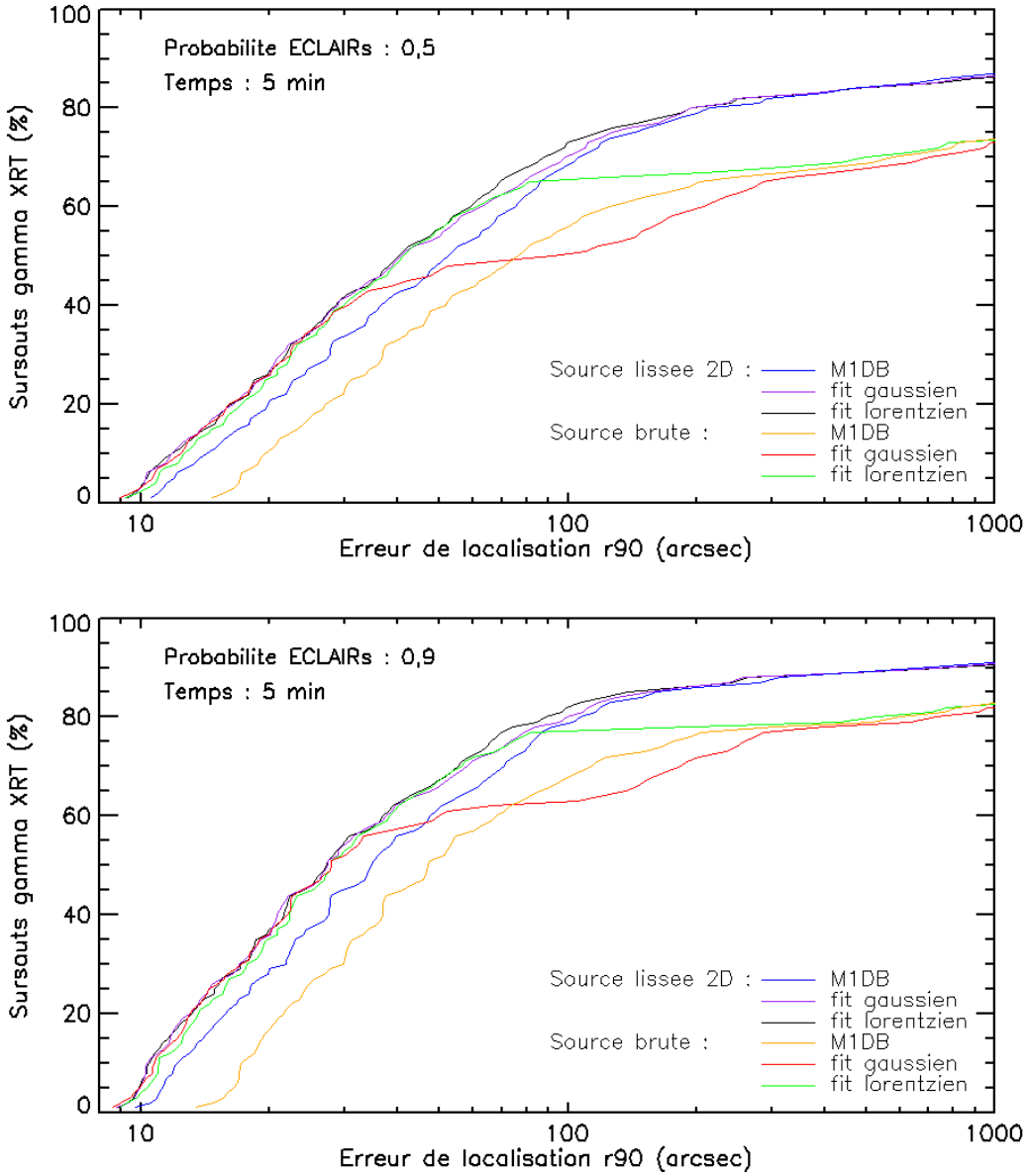


FIGURE 6.9 – Courbes cumulatives de sursauts gamma détectés par XRT simulées dans MXT (échantillon de 895 sursauts de la base de données de XRT entre 2004 et fin 2017), exprimées en pourcentage et analysées pour les méthodes de localisation du M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien appliqués à la source brute et la source lissée en deux dimensions pour une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0,5 (en haut) et supérieure à 0,9 (en bas) et un temps d'intégration de 5 min.

(D'Avanzo et al. 2012; Gehrels et al. 2008)), ce qui implique une localisation plus précise par mes algorithme.

Afin d'obtenir plus de précisions sur les performances des différents algorithmes et traitements des images, j'ai représenté, en annexe D ces courbes cumulatives pour d'autres traitements (lissage 1D et corrélation) et pour des temps d'intégration de 5 min et 10 min pour l'ensemble de la base de données XRT ainsi que sur les sursauts avec une probabilité de détection par ECLAIRs supérieure à 0,5 et supérieure 0,9.

Deux tableaux de synthèse, 6.2 et 6.3, représentent la fraction de rémanences de la base de données de XRT localisées à une précision meilleure que 120" pour des intégrations respectives de 5 et de 10 min. Les résultats obtenus avec les algorithmes de localisation du M1DB, des ajustements gaussien et lorentzien pour les données brutes, lissées et corrélées y sont reportés pour différentes probabilités de détection de l'instrument ECLAIRs.

Localisation \ Traitement	$\text{Proba}_{\textit{détection}}$ ECLAIRs	Données brutes	Données corrélées	Données lissées 1D	Données lissées 2D
M1DB	[0 ; 1]	56±2%	72±1%	68±2%	70±2%
	[0,1 ; 0,5]	40±5%	57±5%	53±5%	54±5%
	[0,5 ; 1]	59±2%	75±2%	71±2%	73±2%
	[0,9 ; 1]	71±2%	83±2%	80±2%	83±2%
Gauss	[0 ; 1]	49±2%	73±2%	63±2%	71±2%
	[0,1 ; 0,5]	34±5%	57±5%	48±5%	55±5%
	[0,5 ; 1]	52±2%	75±2%	65±2%	74±2%
	[0,9 ; 1]	64±2%	84±%	77±2%	83±2%
Lorentz	[0 ; 1]	63±2%	72±2%	63±2%	73±2%
	[0,1 ; 0,5]	48±5%	56±5%	48±5%	57±5%
	[0,5 ; 1]	66±2%	75±2%	66±2%	76±2%
	[0,9 ; 1]	77±2%	83±2%	77±2%	84±2%

Table 6.2 – Fraction de rémanences de la base de données Swift/XRT localisées par MXT avec une précision meilleure que 120" pour une intégration de 5 min. Les valeurs sont présentées en fonction de la probabilité de détection de l'instrument ECLAIRs pour les algorithmes de localisation et les traitements d'image considérés.

Afin d'évaluer plus précisément les performances attendues des différentes méthodes de localisation, j'ai effectué cette même étude sur la totalité de la base de données XRT en introduisant une pondération par la probabilité de détection par ECLAIRs dans le calcul de la fraction des rémanences localisées avec MXT. Dans cet objectif, j'ai repris la méthode de calcul de la valeur moyenne et de la variance associée, présentée dans la section 5.3.2.1, mais modifiée de la façon suivante : lorsqu'un échantillon de R_{90} est généré, je compare la probabilité $p_i \in [0, 1]$ de détection par ECLAIRs, associée à chaque rémanence i de l'échantillon, avec une valeur k_i, tirée aléatoirement de façon uniforme entre 0 et 1 pour chaque rémanence. Lorsque $k_i \leq p_i$, la rémanence est acceptée dans l'échantillon. Ainsi, j'obtiens un nouvel échantillon pour lequel je calcule la proportion des rémanences dont la précision de localisation attendue R_{90} est inférieure à 120". J'ai répété cette procédure 2000 fois pour chaque algorithme de localisation avec un traitement associé, ce qui me permet de calculer la valeur moyenne ainsi que la variance associée sur les 2000 valeurs obtenues. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.4.

Localisation \ Traitement	$\text{Proba}_{détection}$ ECLAIRs	Données brutes	Données corrélées	Données lissées 1D	Données lissées 2D
M1DB	[0 ; 1]	60±2%	79±2%	74±2%	74±2%
	[0,1 ; 0,5]	46±5%	65±5%	59±5%	59±5%
	[0,5 ; 1]	63±2%	81±2%	76±2%	77±2%
	[0,9 ; 1]	75±2%	89±2%	85±2%	86±2%
Gauss	[0 ; 1]	57±2%	75±2%	67±2%	76±2%
	[0,1 ; 0,5]	41±5%	60±5%	54±5%	59±5%
	[0,5 ; 1]	60±2%	78±2%	70±2%	78±2%
	[0,9 ; 1]	73±2%	87±2%	81±2%	87±2%
Lorentz	[0 ; 1]	68±2%	76±2%	67±2%	77±2%
	[0,1 ; 0,5]	54±5%	60±5%	54±5%	60±5%
	[0,5 ; 1]	70±2%	79±2%	70±2%	79±2%
	[0,9 ; 1]	81±2%	87±2%	81±2%	88±2%

Table 6.3 – Fraction de rémanences de la base de données Swift/XRT localisées par MXT avec une précision meilleure que 120" pour une intégration de 10 min. Les valeurs sont présentées en fonction de la probabilité de détection de l'instrument ECLAIRs pour les algorithmes de localisation et les traitements d'image considérés.

Méthode	Fraction (5 min) $R_{90} < 120"$	Fraction (10 min) $R_{90} < 120"$
Brute + M1DB	60,3±0,7	64,2±0,7
Brute + Gauss	52,7±0,7	60,9±0,7
Brute + Lorentz	66,5±0,7	71,1±0,7
Corrélation + M1DB	75,1±0,7	81,4±0,6
Corrélation + Gauss	75,7±0,7	78,5±0,7
Corrélation + Lorentz	74,9±0,7	78,9±0,7
Lissage 2D + M1DB	73,3±0,7	77,2±0,7
Lissage 2D + Gauss	74,2±0,7	78,6±0,7
Lissage 2D + Lorentz	75,7±0,7	79,4±0,7

Table 6.4 – Fraction de rémanences de la base de données Swift/XRT localisées par MXT avec une précision meilleure que 120" pour des intégrations de 5 min et de 10 min. Les valeurs présentées sont pondérées par la probabilité de détection de l'instrument ECLAIRs pour les algorithmes de localisation et le traitements d'image considérés.

6.3 Conclusions

L'étude des méthodes de localisation appliquées à la base de données Swift/XRT, présentée dans ce chapitre, permet de conclure que, par rapport à la spécification de MXT, qui concerne la localisation des rémanences avec une précision meilleure que 120" :

- Les traitements préalables d'image avant application des algorithmes de localisation permettent d'augmenter de façon significative la fraction de rémanences détectées. Pour une intégration de 10 min, un gain d'au moins 10% est constaté lors de l'application de la corrélation ou du lissage 2D, comparé aux données brutes.

- Les algorithmes M1DB et ajustements gaussien et lorentzien restent sensiblement équivalents en termes de précision de localisation pour les données corrélées et lissées en deux dimensions. Nous pouvons aussi noter que, dans l'échantillon des sources brillantes ($P_{ECLAIRs} > 0{,}9$), l'utilisation d'une forme plus adaptée de la PSF, lorentzienne ici, dans l'ajustement, permet une amélioration d'au moins 6% des performances de localisation dans le cas des données brutes, d'où l'importance de la connaissance de la PSF dans ce cas.

L'étude de la base de données Swift/XRT permet de confirmer les résultats présentés dans le chapitre 5. Dans les cas où la source est faible par rapport au bruit de fond, le traitement préalable de l'image permet de localiser ces rémanences avec la précision demandée par les spécifications de la mission.

Les algorithmes M1DB et l'ajustement lorentzien donnent des résultats comparables en termes de précision de localisation lorsqu'on les compare sur l'ensemble de la base de données pondérée de la probabilité de détection d'ECLAIRs.

En tenant compte des objectifs de la mission, qui demandent une localisation à mieux que 120" le plus rapidement possible (au maximum 10 min après le début de l'observation) et des contraintes liées à l'évolution de la PSF de l'instrument MXT, mes résultats me portent à préconiser l'implémentation de l'algorithme M1DB, indépendant de la forme de la PSF, ainsi que du lissage en deux dimensions, également indépendant de la forme de la PSF, et plus rapide que la corrélation pour des performances de localisation similaires.

Pour aller plus loin

Pour compléter ces conclusions, en annexe E, je présente une étude de la caractérisation des distributions des erreurs de localisation. Nous pouvons constater que les distributions des écarts de localisation sur les axes du détecteur Y et Z, dans le cas des méthodes de lissage 2D, sont centrées et de mêmes variances. Cette propriété, qui n'est pas retrouvée avec les autres méthodes, est importante car, elle indique que ces algorithmes ne sont pas biaisés et conservent la symétrie entre Y et Z.

De plus les écarts en Y et Z, issus des méthodes de lissage 2D, suivent une loi normale ce qui signifie que les erreurs de localisation décrivent une distribution de Rayleigh que

nous pouvons entièrement caractériser par un seul paramètre : le R_{90} associé au nombre de coups de source détectés. Par conséquent, nous pouvons donner un indice de confiance correspondant à la probabilité que la rémanence soit localisée avec une erreur inférieure à une valeur donnée. Cette valeur pourra, par exemple, correspondre au champ de vue d'un télescope au sol et nous serons ainsi capables de donner la probabilité que la rémanence soit effectivement localisée dans son champ de vue.

Chapitre 7

Réorientation du satellite SVOM lors de l'observation d'un sursaut gamma

Sommaire

7.1 Réorientation du satellite 116
7.2 Détermination de la stabilisation du satellite par MXT . . . 119
7.2.1 Méthode des fenêtres glissantes 119
7.2.2 Méthode basée sur l'attitude du satellite 120
7.2.3 Méthode du temps fixe 120
7.3 Application à des rémanences Swift/XRT 121
7.3.1 Cas du GRB 160607A 121
7.3.2 Cas du GRB 120305A 126
7.4 Conclusions 127

Lorsque l'instrument ECLAIRs détecte un sursaut gamma, il envoie une demande de réorientation au satellite qui va se positionner de manière à ce que le sursaut gamma entre dans les champs de vue des instruments MXT et VT, qui ont pour tâche de mesurer la position des contreparties dans les domaines des rayons X et du visible, le plus précisément possible. D'après les exigences de la mission, dans 80% des dépointages, le satellite doit être stabilisé en moins de 300 s après la détection.

À ce moment, le satellite ne doit pas subir des oscillations plus grande que 1,6", correspondant à la taille d'un pixel de l'instrument VT. Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre 6, une fraction (10 à 15%) des rémanences ne sera pas détectée par l'instrument MXT si on attend la stabilisation complète du satellite. C'est pourquoi ce serait un réel avantage que l'instrument MXT soit capable de déterminer, de façon autonome, ses propres conditions de stabilisation en temps réel, alors que le satellite est encore en phase de réorientation mais avec des oscillations de plus faibles amplitudes. En effet, la taille d'un pixel de MXT est de 13,6", bien plus large que le critère de stabilisation de l'instrument VT, et il n'est donc pas nécessaire d'attendre que la stabilisation atteigne ce critère pour que MXT effectue des observations.

J'ai donc étudié, dans ce chapitre, des méthodes de recherche de stabilisation dans le

repère de MXT au niveau de la fin de la phase de réorientation du satellite et j'y présente les résultats associés. Les différentes méthodes que j'ai étudiées sont les suivantes :

- La première méthode, présentée en section 7.2.1 est basée sur le principe des "fenêtres glissantes" et consiste à déterminer la stabilité du satellite, de manière intrinsèque à l'instrument MXT en utilisant uniquement les données observées de la rémanence, en temps réel, dans la gamme des rayons X.

- La deuxième méthode, présentée dans la section 7.2.2, consiste à utiliser les informations d'attitude du satellite en temps réel. En effet, selon les spécifications de la mission SVOM, l'information d'attitude du satellite sera livrée, à tous les instruments, avec une période d'une seconde. L'incertitude typique attendue sur cette information est de l'ordre de quelques dizaines de secondes d'arc (document interne : SV-SY-STB-49-JPO).

- Enfin, la troisième méthode, présentée dans la section 7.2.3, consiste à imposer un temps de démarrage, ce qui signifie commencer l'intégration des coups reçus à un temps donné par rapport au temps du début du dépointage, temps identique pour chaque rémanence et chaque cas de dépointage du satellite. Cela peut être utilisé lorsque les deux premières méthodes ne peuvent pas être appliquées.

7.1 Réorientation du satellite

Pour obtenir des données de référence de réorientation du satellite, j'ai utilisé des simulations numériques du dépointage du satellite en fonction du temps, qui ont été réalisées par l'institut SECM de Shanghai, responsable du développement de la plateforme de SVOM. Quatre cas de dépointage théoriques nous ont été fournis par cet institut, le comportement précis de la plateforme n'étant pas connu à ce jour. J'ai représenté l'évolution temporelle de l'ascension droite et de la déclinaison de ces réorientations sur les figures 7.1, 7.2, 7.3 et 7.4. Dans chaque cas de dépointage, nous pouvons observer des oscillations de plus en plus faibles, jusqu'à la stabilisation totale du satellite. Le premier cas de dépointage, représenté sur la figure 7.1, correspond à un dépointage de $\sim$110°. Ce cas de figure n'est pas applicable à une détection d'ECLAIRs et MXT puisque le champ de vue d'ECLAIRs est inférieur à $\sim$50°. Il peut cependant s'agir d'un dépointage lié au Programme Général ou au Programme ToO, l'instruction pouvant directement être envoyée au satellite afin d'observer une source donnée. Les cas 2 et 4 sont de l'ordre de 25° et correspondent à des cas de réorientation standard, dans lesquels la source à observer est contenue dans le champ de vue d'ECLAIRs. Le dernier cas de réorientation, représenté sur la figure 7.3, correspond à un dépointage plus important, de l'ordre de 39°, mais toujours dans le champ de vue d'ECLAIRs. Par la suite, je vais donc me concentrer sur ces trois derniers cas représentatifs des observations liées aux rémanences de sursauts gamma.

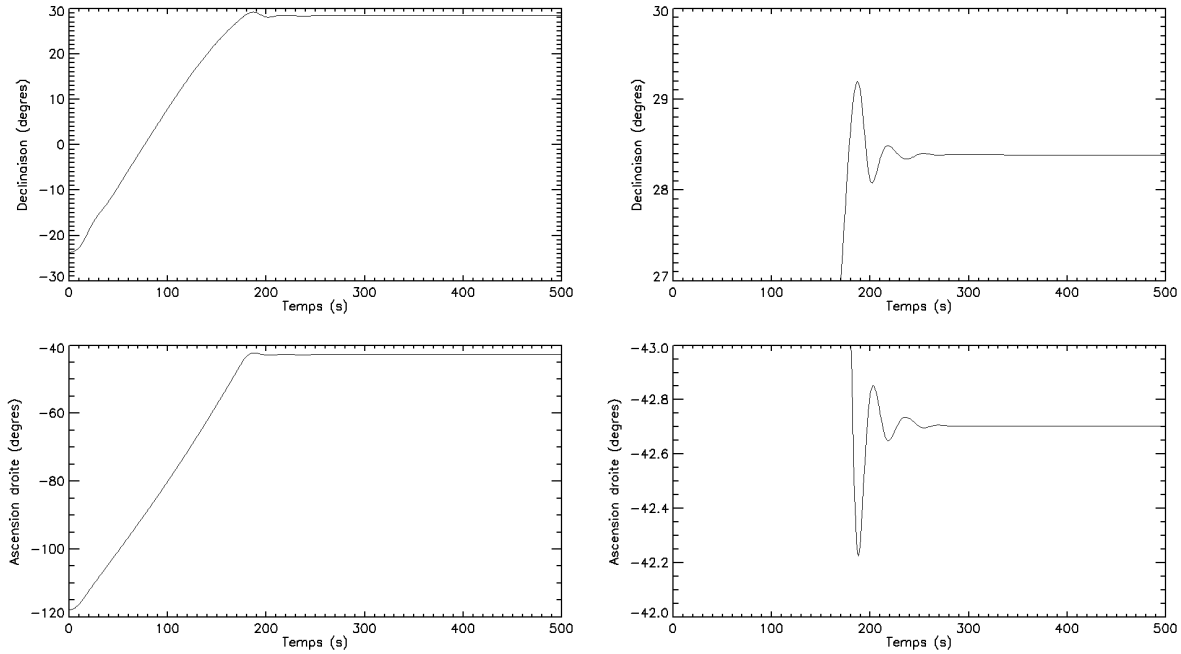


FIGURE 7.1 – Simulation du premier cas de dépointage du satellite : représentation de la déclinaison (en haut) et de l'ascension droite (en bas) en fonction du temps pour la totalité de la réorientation du satellite (à gauche) et pour un agrandissement de cette réorientation sur la partie des oscillations proches de la stabilisation finale (à droite). Ce cas de dépointage correspond à une réorientation de 110°.

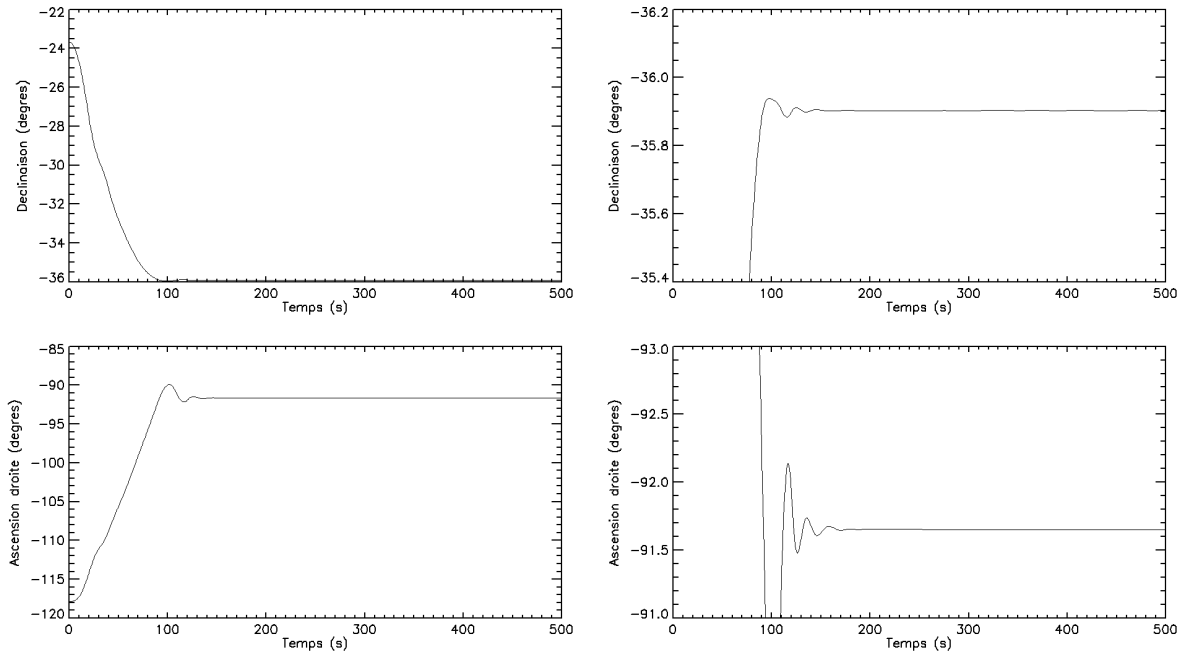


FIGURE 7.2 – Simulation du second cas de dépointage du satellite : représentation identique à la figure 7.1 pour une réorientation de 25°.

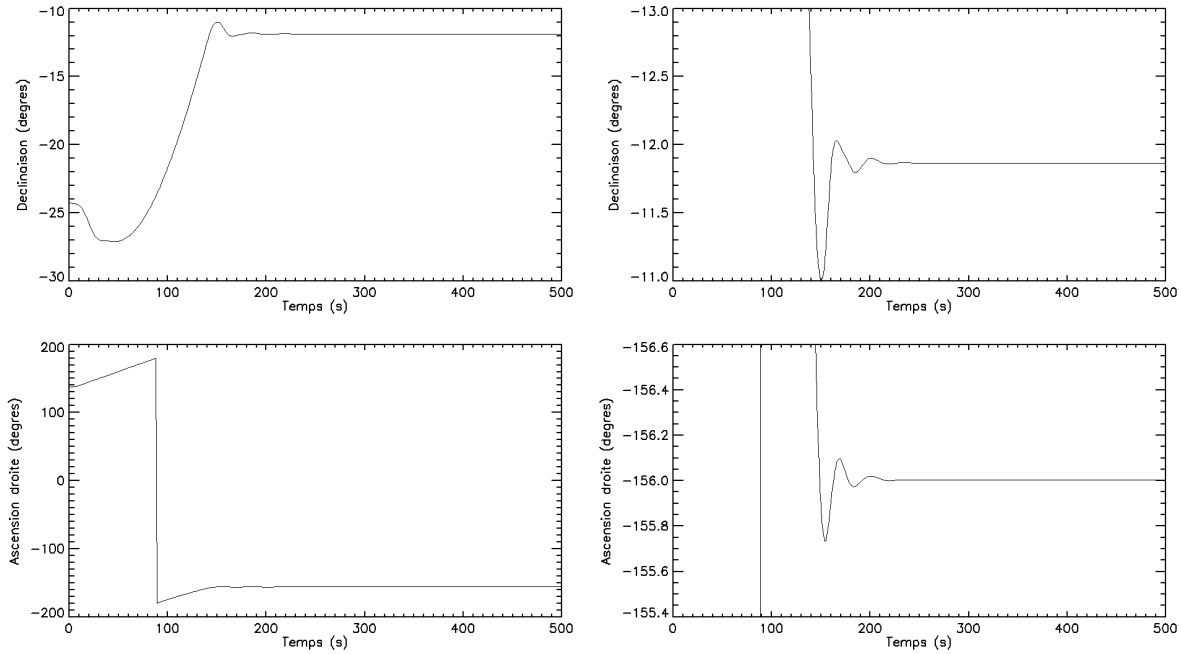


FIGURE 7.3 – Simulation du troisième cas de dépointage du satellite : représentation identique à la figure 7.1 pour une réorientation de 39°.

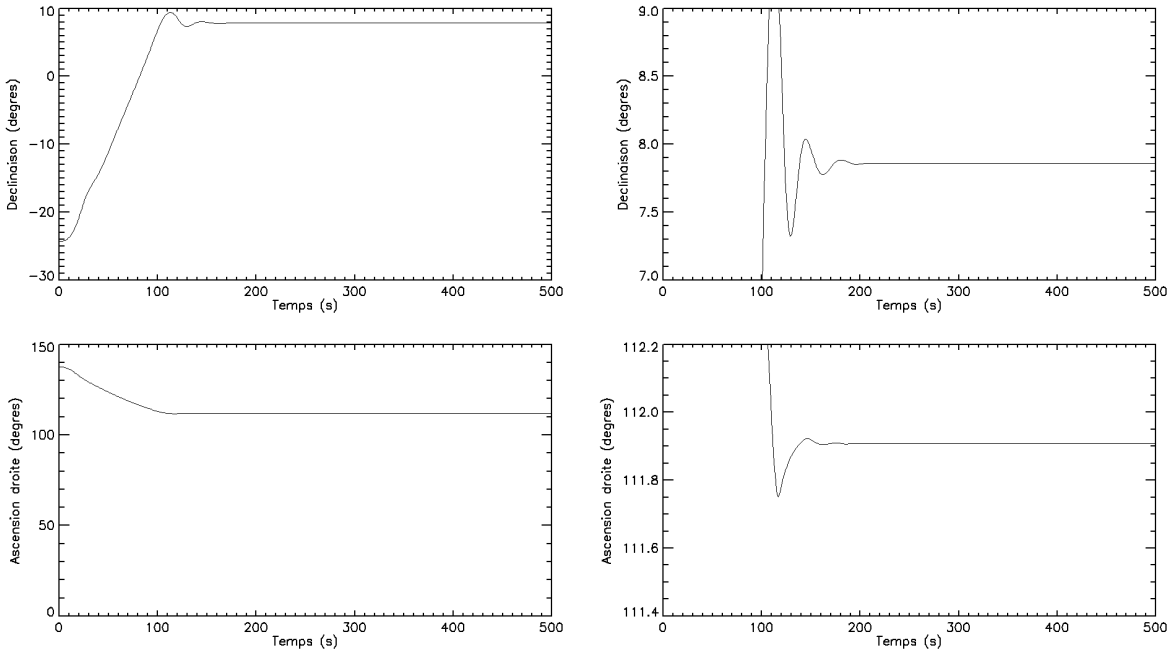


FIGURE 7.4 – Simulation du quatrième cas de dépointage du satellite : représentation identique à la figure 7.1 pour une réorientation de 26,5°.

7.2 Détermination de la stabilisation du satellite par MXT

7.2.1 Méthode des fenêtres glissantes

Description et objectifs

Dans chacun des trois cas pertinents de réorientation du satellite, je souhaite évaluer le temps de stabilisation représentant le temps à partir duquel il est possible d'effectuer une intégration ininterrompue et stable des coups produits par la rémanence du sursaut gamma et ainsi, pouvoir localiser la source avec précision. Dans cette section, je vais présenter la méthode des "fenêtres glissantes" qui se base sur des données de rémanences réelles. Les données des rémanences proviennent de la base de données Swift/XRT [1].

Pour chaque rémanence et chaque cas de réorientation du satellite, j'ai simulé des images d'une seconde où la position de la source dans le ciel est fixe et le champ de vue de l'instrument suit les courbes d'attitude correspondant à la réorientation. J'ai ensuite sommé les images individuelles sur des fenêtres temporelles d'une durée comprise entre 20 s et 80 s, et j'ai appliqué l'algorithme de localisation M1DB (voir section 5.2.3.2) sur chaque image somme toutes les secondes. J'ai appliqué cet algorithme sans pré-traitement à des données non bruitées afin d'évaluer la validité de la méthode dans un cas idéalisé. Le choix du paramètre de durée de la fenêtre tient compte à la fois de la décroissance des flux des rémanences des sursauts gamma de plusieurs ordres de grandeurs en quelques centaines de secondes (voir section 1.2.4.1), mais également de la volonté d'intégrer les images à partir d'un temps le plus court possible.

À partir des positions localisées par l'algorithme M1DB, j'ai utilisé les paramètres suivants afin de déterminer les conditions de stabilisation pour la méthode de la fenêtre glissante :

- Pour caractériser les oscillations du satellite, j'ai défini le paramètre D comme la distance minimale acceptée entre les positions de la source localisée entre deux images successives. J'ai choisi pour ce paramètre une valeur égale à la demi-largeur à mi-hauteur de la PSF, correspondant à 3,25' ce qui équivaut à 14,5 pixels sur le détecteur de MXT. En imposant cette valeur, les oscillations du satellite auront une influence petite sur la précision de localisation de MXT devant l'incertitude liée à la largeur du pic central de la PSF.

- Le deuxième paramètre est un compteur que je nommerai N. Il correspond au nombre de fois consécutives pour lesquelles la distance entre deux positions trouvées est inférieure à D = 14,5 pixels. Ce paramètre a été introduit pour éviter de déclencher l'algorithme de localisation trop tôt, comme par exemple pendant les phases de la réorientation où le satellite ralenti, à cause d'un changement de direction (comme nous pouvons l'observer sur le cas de réorientation 3, sur l'agrandissement de la représentation de la déclinaison en fonction du temps entre 145 s et 155 s (voir figure 7.3)). En analysant les différents cas de réorientation du satellite, j'ai estimé ce paramètre égal à 20 oscillations mais cette valeur pourra

1. http://www.swift.ac.uk/xrt_products/index.php

être affinée au cours de la mission, en fonction de la performance de réorientation du satellite.

Le temps de stabilisation (T_{stab}) est donc défini comme étant le temps pour lequel N oscillations consécutives ont des amplitudes inférieures à D. À partir de ce moment, j'effectue une intégration totale de l'image au cours du temps et je peux utiliser mes algorithmes de localisation présentés au chapitre 5. Lors de l'intégration totale des données, les positions sont calculées et mises à jour toutes les 30 s, comme cela est prévu par les spécifications du système SVOM (document interne : SV-SY-STB-49-JPO). Le principe de la méthode de la fenêtre glissante est résumé sur la partie 1. de la figure 7.5. Les points correspondent aux localisations effectuées à chaque fenêtre et utilisées pour déterminer T_{stab}.

7.2.2 Méthode basée sur l'attitude du satellite

Description et objectifs

La méthode de la fenêtre glissante est efficace mais dépend de la courbe de lumière de la rémanence observée et ne convergera pas dans tous les cas d'observation. En effet, si le nombre de coups produit par la source est trop faible ou si le satellite met trop de temps à se réorienter, le nombre de coups contenus dans les fenêtres temporelles ne sera pas suffisant pour effectuer une localisation précise et déterminer le temps de stabilisation. Une autre méthode que j'ai étudiée et qu'il serait possible d'implémenter est celle basée sur l'attitude du satellite.

L'objectif de cette méthode est de se concentrer sur le mouvement du satellite lui-même, en utilisant l'attitude livrée par la plateforme, toutes les secondes, à l'instrument MXT.

Le principe de la méthode est le suivant : je calcule l'amplitude des oscillations entre deux instants consécutifs puis, je détermine le temps où nous avons N valeurs consécutives avec une différence d'oscillations inférieure à D = 3,25'.

J'ai représenté le principe de la méthode basée sur la loi d'attitude sur la partie 2. du schéma 7.5.

7.2.3 Méthode du temps fixe

Description et objectifs

La méthode du temps fixe consiste à choisir un temps à partir duquel toute l'image est intégrée afin d'appliquer par la suite les traitements d'image et méthodes de localisation. Cette méthode sera utilisée dans le cas où l'information d'attitude livrée par la plateforme pendant la réorientation du satellite ne serait pas de qualité suffisante ou dans le cas où les deux premières méthodes donnent une erreur plus importante que la largeur à mi-hauteur de la PSF de MXT pendant une durée trop longue, pour essayer d'établir une

localisation de la rémanence au moment où son flux est suffisamment grand. Un schéma explicatif de cette méthode est représenté partie 3. de la figure 7.5.

7.3 Application à des rémanences Swift/XRT

Dans cette section, je présente les résultats des trois stratégies d'observation des rémanences de sursauts gamma lors de la réorientation du satellite.

Pour cette étude, j'ai utilisé six rémanences de sursauts gamma, observées par Swift/XRT, ayant des flux et des durées différentes. Ces rémanences sont représentées sur la figure 7.6.

Afin de se rendre compte de l'intensité relative de ces rémanences, j'ai tracé l'histogramme des flux de l'ensemble des rémanences observées sur la figure 7.7. J'ai également représenté les flux moyens des rémanences que j'ai choisies d'analyser et nous pouvons remarquer qu'ils sont représentatifs de l'ensemble des flux de la base de données.

Dans cette section, je présente en détail les comparaisons entre la méthode de la fenêtre glissante et celle du temps fixe dans le cas de deux rémanences de mon échantillon : GRB 160607A (Ukwatta et al. 2016) et GRB 151112A (Stratta et al. 2012).

7.3.1 Cas du GRB 160607A

La rémanence du sursaut gamma GRB 160607A correspond à un sursaut long ayant un flux important comme nous pouvons le constater sur la figure 7.6, montrant au début de la rémanence un flux de l'ordre de 10^2 coups/s.

Sur la figure 7.8, j'ai représenté la coordonnée sur l'axe Y de la position localisée de la source obtenue par la méthode de la fenêtre glissante en fonction du temps pour le cas 3 de réorientation et une taille de fenêtre temporelle de 20 s. La localisation, associée à chaque fenêtre, est effectuée chaque seconde, jusqu'au temps de stabilisation puis, à partir de ce temps de stabilisation, situé dans ce cas à 168 s, l'image est entièrement intégrée. Je calcule, toutes les 30 s, la localisation associée à cette nouvelle image de manière de plus en plus précise, davantage de coups étant accumulés au fur et à mesure de l'observation.

Les coups, situés au niveau de la valeur de zéro, indiquent que la source n'est pas dans le champ de vue du détecteur. Lorsque les oscillations sont contenues dans le champ de vue de MXT (à partir de t = 148 s) et que le nombre de coups reçus est suffisant, les positions localisées convergent vers la position de la source de référence.

Lors des oscillations entre l'instant où la source entre dans le champ de vue de MXT (146 s) et le temps de stabilisation (168 s), 220 à 250 coups sont contenus dans chaque fenêtre, ce qui correspond à une précision de localisation de 65" à 70", d'après les études de performance des algorithmes de localisation effectuées au chapitre 5. À partir de l'intégration totale, la barre d'erreur se réduit à moins de 21".

J'ai représenté en tableau 7.1 les résultats concernant le temps de stabilisation obtenu par la méthode des fenêtres glissantes ainsi que la précision de localisation associée.

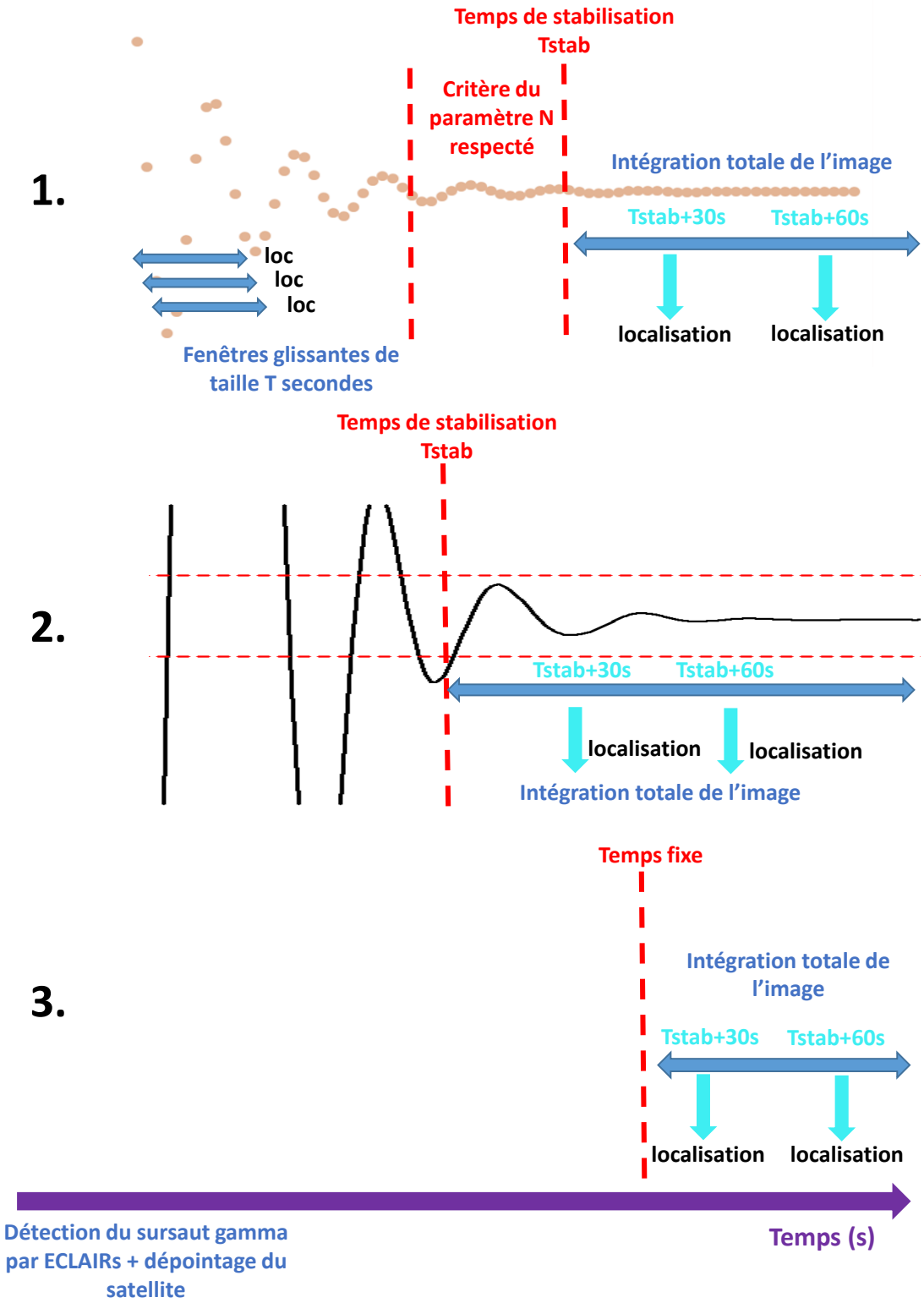


FIGURE 7.5 – Schéma représentant les stratégies d'observations de MXT lors de la stabilisation du satellite dans le cas de la méthode de la fenêtre glissante (1.), de la méthode basée sur l'attitude du satellite (2.) et de la méthode du temps fixe (3.). Les points de la figure 1. correspondent aux localisations obtenues par la méthode des fenêtres glissantes. La courbe de la figure 2. correspond aux données d'attitude du satellite et les pointillés horizontaux rouges à la limite d'oscillation D.

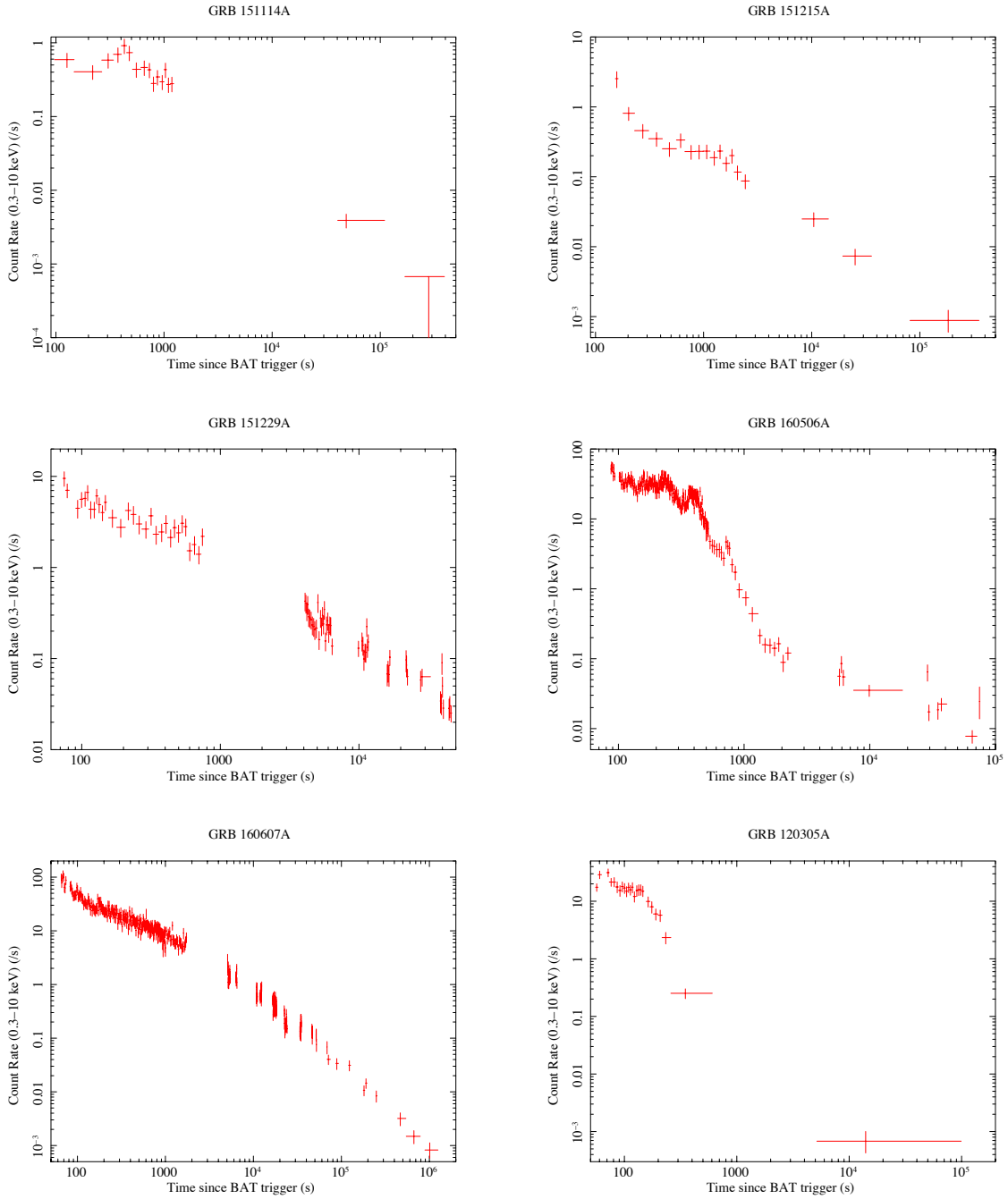


FIGURE 7.6 – Exemples de courbes de lumière de rémanences de sursauts gamma observées par Swift/XRT (Evans et al. 2009).

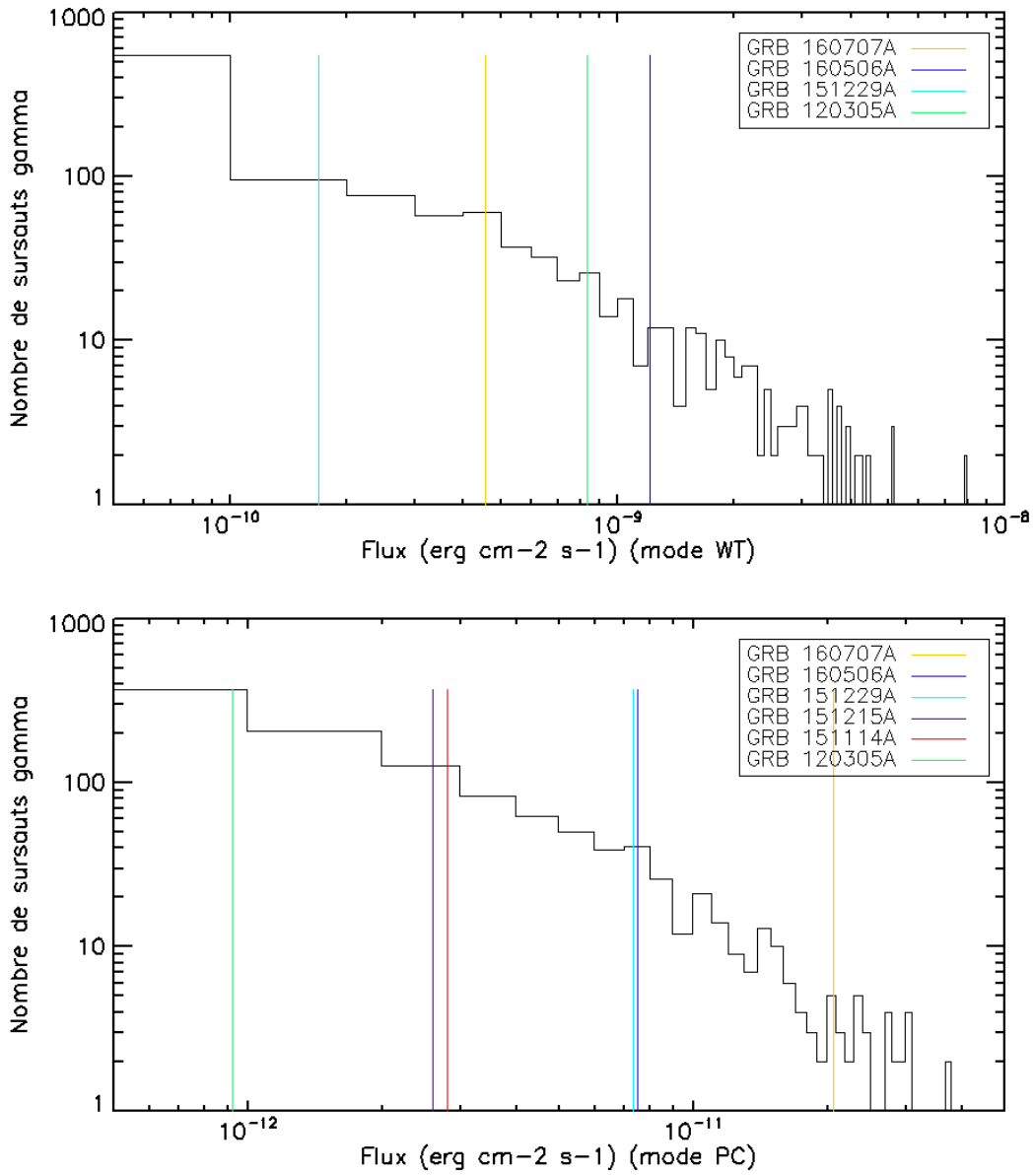


FIGURE 7.7 – Histogrammes des rémanences des sursauts gamma observées par Swift/XRT, en fonction de leurs flux, pour les modes WT (en haut) (ce mode correspond à une haute résolution temporelle mais une information spatiale de basse résolution et est déclenché en cas de flux important de la source pour éviter l'empilement des photons) et PC (en bas) (ce mode correspond à une basse résolution temporelle et une haute résolution spatiale et est adapté aux sources plus faibles). Les flux des rémanences de la figure 7.6 sont représentés sur cet histogramme. La totalité de ces rémanences a été observée en mode PC, tandis que seulement les plus brillants ont déclenché le mode WT.

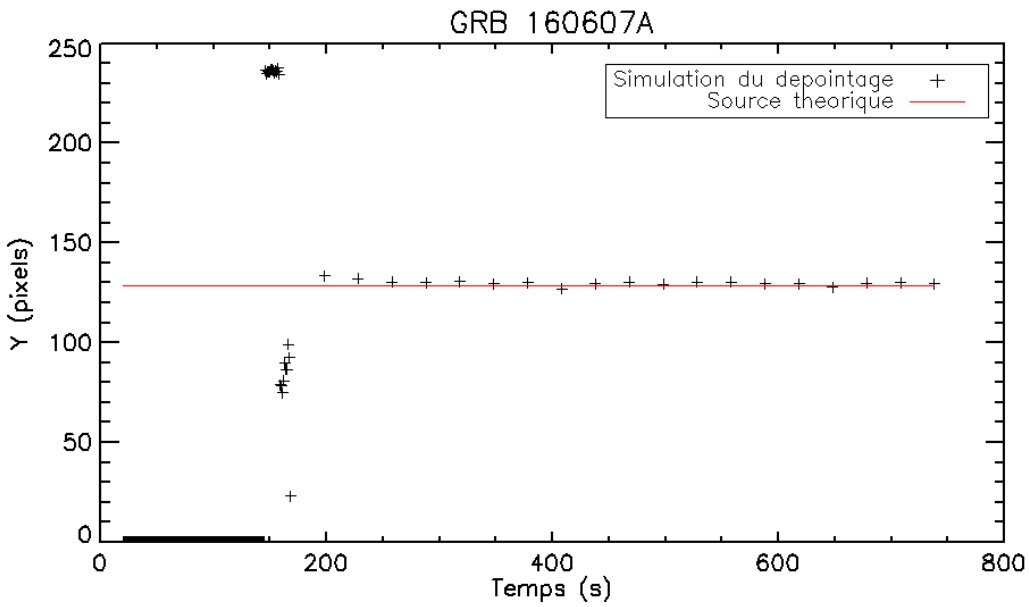


FIGURE 7.8 – Représentation des coordonnées détecteur Y trouvées par la méthode de la fenêtre glissante en fonction du temps pour le GRB 160607A dans le cas 3 de dépointage du satellite (voir figure 7.3) et pour les paramètres D = 14,5 pixels et N = 20. Les points simulés sont représentés en noir et la position de référence de la source est représentée en rouge.

En ce qui concerne les paramètres d'entrée de cette simulation, permettant de trouver le temps de stabilisation du point de vue de MXT, j'ai utilisé un nombre N d'oscillations égal à 20. J'ai choisi deux tailles de fenêtres dans chacune des réorientations du satellite qui sont de 20 s et 40 s. Une fois le temps de stabilisation atteint, j'intègre le nombre de coups entre ce temps de stabilisation et une valeur que j'ai choisie à 500 s[2]. Je reporte aussi dans ce tableau l'erreur commise sur la localisation. Je compare ensuite cette valeur à celle obtenue pour des intégrations effectuées à partir de la méthode de temps fixe, à partir d'un temps de 200 s et de 300 s, jusqu'au temps final choisi de 500 s. Dans le cas de 300 s d'intégration (entre t = 200s et t = 500s), 2200 coups de source sont accumulés pour 300 coups de bruit attendus. En prenant en compte ce niveau de bruit et en se référant aux courbes théoriques de la précision de localisation en fonction du nombre de coups de source (annexe B), nous pouvons constater qu'un traitement de l'image par corrélation ou lissage permet une localisation autour de 20" soit 1,5 pixels.

Nous pouvons constater que, quel que soit le cas de dépointage du satellite, la méthode des fenêtres glissantes permet de localiser la source de façon plus précise que la meilleure localisation obtenue par les méthodes du temps fixe dans le cas de rémanences de sursauts gamma intenses.

2. Valeur choisie à titre de comparaison. Comme nous pouvons le voir sur la figure 7.6, pour une rémanence telle que le GRB 120305A, le fait d'intégrer plus longtemps n'apporte pas plus de signal pour la localisation.

Cas de dépointage	Taille de fenêtre (s)	Temps de stabilisation (s)	Erreur (t_{stab}-500s) - ref (arcsec)	Erreur (200s-500s) - ref (arcsec)	Erreur (300s-500s) - ref (arcsec)
Cas 2	20s	138s	16	26	28
Cas 2	40s	75s	–	26	28
Cas 3	20s	168s	13	26	26
Cas 3	40s	173s	21	26	26
Cas 4	20s	146s	23	23	24
Cas 4	40s	131s	21	23	24

TABLE 7.1 – Résultats de localisation pour la méthode du temps fixe (200 et 300s) et la méthode des fenêtres glissantes appliquées au sursaut gamma GRB 160607A. Le paramètre D est de 14,5 pixels et N de 20 valeurs consécutives. Les "–" représentent les cas de non convergence de la méthode.

7.3.2 Cas du GRB 120305A

Analysons maintenant le cas de la rémanence 120305A, associée à un sursaut gamma court. L'exemple de la rémanence 120305A correspond à un sursaut dont le flux est peu intense (de l'ordre de 10^{-12} erg.cm^{-2}.s^{-1}, voir figure 7.7) et qui décroit rapidement comme nous pouvons l'observer sur la figure 7.6. En effet, après quelques centaines de secondes, plus aucun flux n'est détecté par XRT.

J'ai représenté les valeurs obtenues par la méthode des fenêtres glissantes ainsi que par celle du temps fixe (en considérant des temps de 200 s et 300 s) pour cette rémanence dans le tableau 7.2, sans ajouter de bruit de fond dans les simulations. Les trois cas de réorientation du satellite y sont présentés. Les paramètres utilisés pour les critères de stabilisation ainsi que les tailles des fenêtres temporelles sont les mêmes que ceux utilisés en section 7.3.1.

Nous pouvons remarquer que la méthode des fenêtres glissantes donne un temps de stabilisation, respectivement de 168 s et de 143 s, pour des fenêtres respectives de 20 s et 40 s. Ce gain permet de commencer l'accumulation des coups bien avant la méthode de temps fixe permettant une accumulation de plus de photons, ce qui a donc pour effet d'améliorer la précision de la position trouvée (voir tableau 7.2). Nous gagnons grâce à ces quelques dizaines de secondes au moins une minute d'arc : par exemple, l'erreur de localisation est de 57" dans le cas d'une taille de fenêtre de 20 s contre 121" en utilisant le temps fixe et de 43" en utilisant une fenêtre de 40 s. La méthode de la fenêtre glissante présente donc un avantage certain par rapport à un temps fixe.

En revanche, cette méthode ne conviendra pas toujours dans tous les cas de dépointage du satellite, notamment dans des cas de flux faibles et de décroissances rapides. En effet, en choisissant une fenêtre trop grande, l'algorithme peut converger trop rapidement, ayant eu un passage de la source dans le champ de vue de MXT, sans pour autant être stabilisé. De même, un cas de dépointage trop long, comme le cas 3, pourra induire une non convergence de l'algorithme. Dans ce cas, un temps fixe apportera un meilleur résultat.

Nous pouvons aussi noter qu'en ajoutant le bruit de fond, la méthode du temps fixe permettra tout de même d'obtenir une bonne précision de localisation, à condition

d'appliquer un pré-traitement : entre t = 200s et t = 500s, soit 300 coups de bruit et 119 coups de source, avec une corrélation, les performances de l'algorithme M1DB (voir annexe B) donnent une précision de localisation en R_{90} de 80".

Cas de dépointage	Taille de fenêtre (s)	Temps de stabilisation (s)	Erreur (t_{stab}-500s) - ref (arcsec)	Erreur (200s-500s) - ref (arcsec)	Erreur (300s-500s) - ref (arcsec)
Cas 2	20s	144s	65	68	231
Cas 2	40s	75s	–	68	231
Cas 3	20s	309s	–	92	149
Cas 3	40s	178s	67	92	149
Cas 4	20s	168s	57	122	297
Cas 4	40s	143s	43	122	297

TABLE 7.2 – Méthode des fenêtres glissantes et du temps fixe appliquées à la rémanence du sursaut gamma GRB 120305A afin de déterminer le temps de stabilisation ainsi que la précision de localisation en utilisant l'algorithme M1DB. Le paramètre d'oscillation est de 14,5 pixels et le N de 20 valeurs consécutives. Les "–" représentent les cas de non convergence de la méthode.

Les simulations appliquées aux autres rémanences de la figure 7.6 confirment les conclusions déjà présentées. En particulier pour les cas de rémanences de faibles flux, la méthode de la fenêtre glissante est inefficace, comme c'est le cas pour les rémanences 151215A et 151114A.

Utilisation des données d'attitude du satellite

J'ai aussi évalué les temps de stabilisation pour chaque dépointage à l'aide de la méthode basée sur l'attitude du satellite. J'ai représenté sur la figure 7.9 la courbe d'attitude du satellite idéale (sans bruit) dont la position est estimée chaque seconde puis, j'ajoute un bruit d'une amplitude de ± 15" puis d'une amplitude de ± 30" (document interne CNES : SV-SCPA-DF-038-SECM) de manière à se placer dans des conditions d'analyses réalistes. Cette courbe d'attitude est représentée pour le second cas de dépointage du satellite (voir figure 7.2). Nous pouvons constater que des bruits d'amplitudes de 15" ou 30" ont des effets négligeables puisqu'ils sont bien inférieurs à la largeur de la PSF de MXT.

J'ai répertorié les valeurs de stabilisation obtenues avec cette méthode pour chacun des trois cas de dépointage dans le tableau 7.3. Quel que soit le cas de dépointage, nous constatons que cette méthode basée sur l'attitude du satellite converge entre t = 132 s et t = 159 s et donc, en particulier, avant la méthode de temps fixe.

7.4 Conclusions

Le but de cette étude est de maximiser le temps d'intégration pendant les premiers instants de la rémanence, suite à la réorientation satellite. Pour cela, j'ai évalué trois méthodes pour déterminer le moment du début de l'intégration et donc le moment auquel

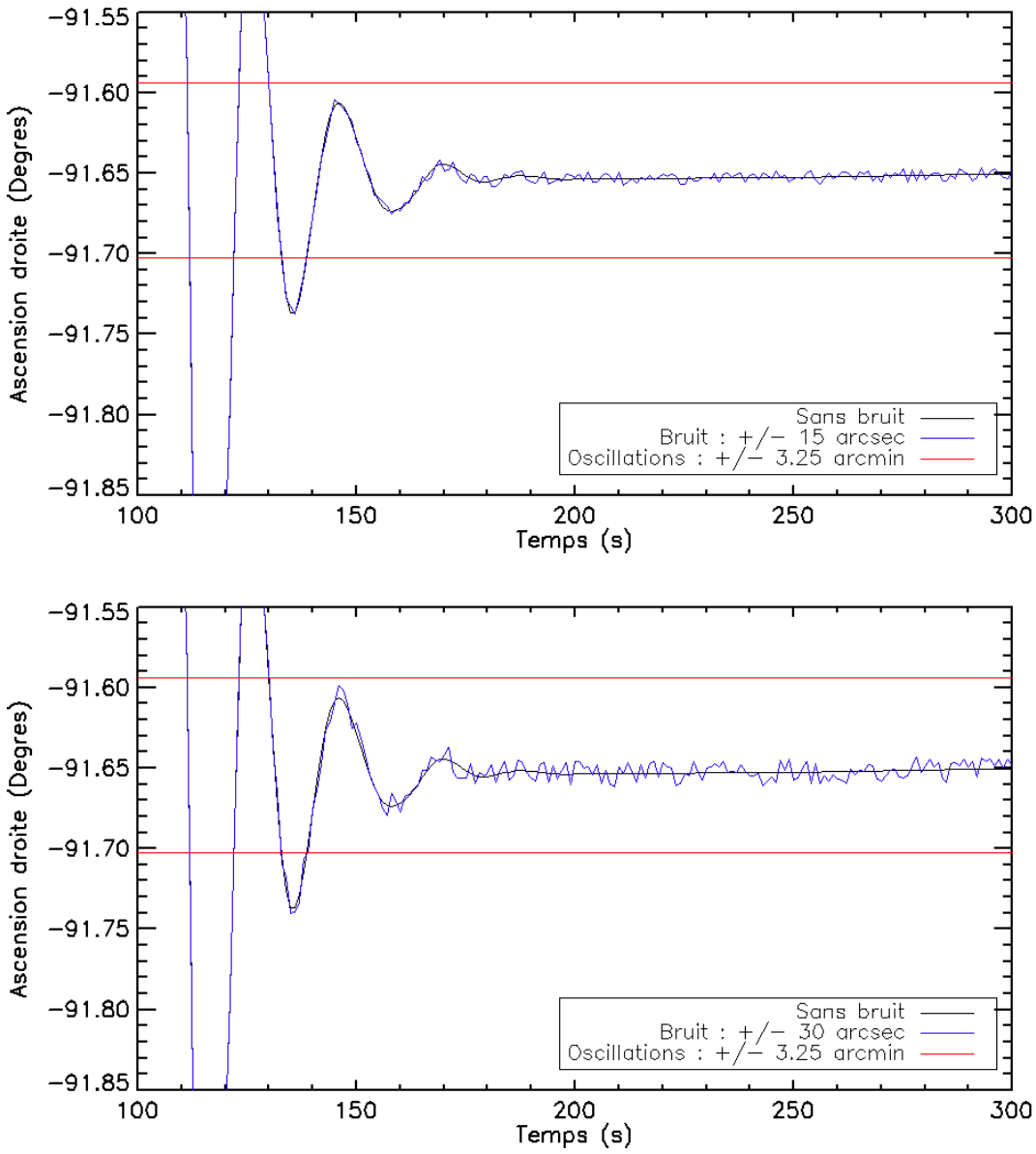


FIGURE 7.9 – Simulation numérique de la réorientation du satellite dans le cas de réorientation 2 (voir figure 7.2) (noir). En haut pour un bruit ajouté de 15” (bleu) et en bas pour un bruit ajouté de 30” (bleu). Les limites du paramètre d’oscillations sont représentées en rouge.

Cas de dépointage	N	Sans bruit	Bruit de ±15”	Bruit de ±30”
Cas 2	10	132s	133s	133s
Cas 2	20	142s	142s	143s
Cas 3	10	171s	171s	172s
Cas 3	20	181s	181s	181s
Cas 4	10	148s	148s	148s
Cas 4	20	158s	158s	159s

TABLE 7.3 – Temps de stabilisation pour la méthode basée sur l’attitude du satellite dans le cas idéal sans bruit puis avec ajout de bruit d’amplitude ±15” et ±30”.

MXT peut être considéré comme stable dans son propre repère. Ce moment permet de débuter une intégration continue de l'image et donc la maximisation du signal enregistré.

Les trois méthodes présentées dans ce chapitre présentent divers avantages et inconvénients :

- La méthode des fenêtres glissantes pour un flux de source élevé permet effectivement d'obtenir un temps de stabilisation exploitable. Cependant, dans le cas de rémanences ne présentant que peu de coups, l'intégration sur des fenêtres temporelles de quelques dizaines de secondes ne sera pas suffisante pour estimer la stabilisation de l'instrument.

- La méthode basée sur l'attitude du satellite s'avère être la plus précise permettant, en temps réel, de déterminer la stabilisation de MXT et elle est indépendante du flux de la rémanence observée. Cependant, elle nécessite la transmission des informations concernant l'attitude du satellite, chaque seconde et donc, la qualité des informations transmises devra être confirmée durant le début de la mission.

- La méthode du temps fixe pourra être implémentée et utilisée si les deux précédentes ne fonctionnent pas en raison d'un faible flux de la source ou d'une information dégradée de l'attitude du satellite. Elle risque en revanche d'entraîner une grande perte d'information au moment où le flux de la rémanence est le plus important.

La méthode basée sur l'attitude du satellite est la méthode la plus précise et sera à utiliser en priorité une fois la qualité des informations transmises vérifiée. Dans les cas pour lesquels l'information d'attitude pendant la réorientation du satellite ne serait pas d'une qualité suffisante pour être exploitable, il est possible d'envisager d'utiliser la méthode de la fenêtre glissante, si le flux est suffisant, et la méthode du temps fixe sinon. Pour la méthode des fenêtres glissantes, je propose d'implémenter, en parallèle, une fenêtre glissante de 20 s, adaptée aux sursauts très forts et une autre de 40 s, adaptée à des sursauts d'intensités plus faibles. Une autre possibilité, si l'on se laisse davantage d'espace de calcul pour cette méthode, serait d'implémenter encore d'autres tailles de fenêtres glissantes en parallèle car elles présentent l'avantage d'être rapides et de ne nécessiter que peu de temps de calcul. Elles peuvent donc fonctionner en temps réel, à bord du satellite. Un critère sur le flux de la source pourra être implémenté pour choisir ensuite entre les différentes tailles de fenêtres à utiliser.

Perspectives

Pour d'affiner le temps utilisé dans la méthode du temps fixe, il faudrait disposer de davantage de cas de réorientation du satellite afin d'avoir une statistique plus grande.

Par ailleurs, j'ai réalisé l'étude des fenêtres glissantes en utilisant l'algorithme M1DB sur les images brutes. Appliquer un traitement par corrélation (voir section 5.3.1.1) ou par lissage (voir section 5.3.1.2) sur les images reste à effectuer et contribuera à l'amélioration

de la précision de localisation.

Chapitre 8

Pour aller plus loin : Recherche de contreparties X et de coalescence d'étoiles à neutrons

Sommaire

8.1 Introduction **131**
8.2 Alertes d'ondes gravitationnelles à l'époque de SVOM **132**
8.3 Simulation de contreparties X de sources d'ondes gravitationnelles observées par Swift avec MXT **133**
8.4 Simulation de contreparties isotropes X de sources d'ondes gravitationnelles avec MXT **135**
8.4.1 Caractéristiques de la base de données des binaires 136
8.4.2 Paramètres et modélisations théoriques 139
8.5 Conclusions **141**

Ce chapitre présente des perspectives permettant l'application de mon travail à l'étude de l'astronomie des ondes gravitationnelles, donnant des résultats préliminaires qui mériteront d'être approfondis à la suite de cette thèse.

8.1 Introduction

Durant ces dernières années, les ondes gravitationnelles ont, pour la première fois, été détectées grâce aux interféromètres LIGO et Virgo le 14 septembre 2015 (voir section 2.8), lançant l'ère de l'astronomie des ondes gravitationnelles.

Le but de ce chapitre est d'estimer le possible apport de MXT dans l'observation et l'identification des contreparties électromagnétiques des sources d'ondes gravitationnelles et, en particulier, je me suis intéressée aux coalescences d'étoiles à neutrons binaires. En effet, aucun signal électromagnétique n'est attendu dans le cas de la coalescence de trous noirs binaires, comme pour la première détection de LIGO/Virgo (Abbott et al. 2016a,b). En revanche, la coalescence de deux étoiles à neutrons a toujours été associée du point de vue théorique avec les sursauts gamma courts (voir chapitre 1) et également avec une

émission isotrope appelée "Kilonova", issue de la décroissance d'éléments radioactifs crées pendant la coalescence (Li & Paczyński 1998).

Le 17 août 2017, une première détection de coalescence de deux étoiles à neutrons (GW170817) a été annoncée par LIGO/Virgo (Abbott et al. 2017b) et elle a pu être associée à un sursaut gamma court de faible intensité (GRB 170817) (Fong et al. 2017), ainsi qu'à une émission visible et infrarouge (Abbott et al. 2017a; Savchenko et al. 2017; Tanvir et al. 2017), ce qui a donné naissance à l'astronomie "multi-messagers".

L'émission X associée à GW170817 était de faible intensité (Troja et al. 2018), ce qui est cohérent avec un sursaut gamma court dont le jet est vu de côté. Ce type d'émission était en-dessous de la sensibilité de MXT. L'absence d'émission X brillante est compatible avec le fait que le résultat de la coalescence soit un trou noir et ce qui est cohérent avec la masse totale du système estimée par les données LIGO/Virgo ($\sim$2,74 $M_\odot$). En revanche, cela n'est pas le seule possibilité : si le résultat de la coalescence avait été une étoile à neutrons stable, certains modèles prévoient une émission X intense (10^{43} - 10^{48} erg s^{-1}) pouvant durer plusieurs heures (Metzger & Piro 2014; Siegel & Ciolfi 2016a,b).

8.2 Alertes d'ondes gravitationnelles à l'époque de SVOM

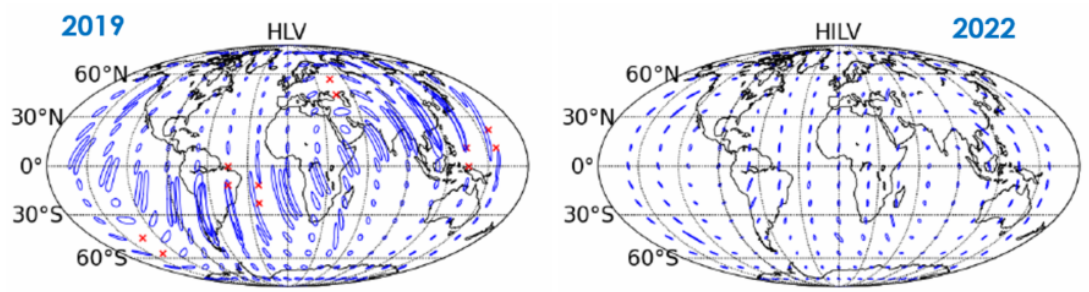


FIGURE 8.1 – Réseau schématique de détection et de précision de localisation pour des systèmes binaires d'étoiles à neutrons. Les ellipses représentent 90% des zones de localisation. Le schéma de gauche indique la localisation attendue pour un système d'étoile à neutron binaire par le réseau (HLV) LIGO (HL) - Virgo (V) en 2019. Sur le schéma de droite, un quatrième site est ajouté en Inde (I) qui ajoute une précision de localisation sur le ciel entier en 2022 (Abbott et al. 2016).

La précision actuelle de la boîte d'erreur associée à la localisation des sources d'ondes gravitationnelles est trop grande pour qu'un télescope X puisse la couvrir entièrement efficacement puisqu'elle correspond à une centaine de degrés carrés. Cependant, en 2022, le site indien LIGO-India [1] sera ajouté au réseau LIGO - Virgo ce qui donnera une précision de localisation avec une erreur de moins de 20 degrés carrés comme représenté sur la figure 8.1. MXT ayant un champ de vue d'un degré carré, effectuer cinq observations par orbite de 500 s durant quatre orbites permet de couvrir entièrement cette boîte d'erreur. Cette stratégie nécessiterait donc une observation totale de 6 heures. Il s'agit d'une stratégie dite "en tuiles" dont j'ai représenté un schéma, pour l'instrument MXT, sur la figure 8.2.

1. http://www.gw-indigo.org/tiki-index.php?page=LIGO-India

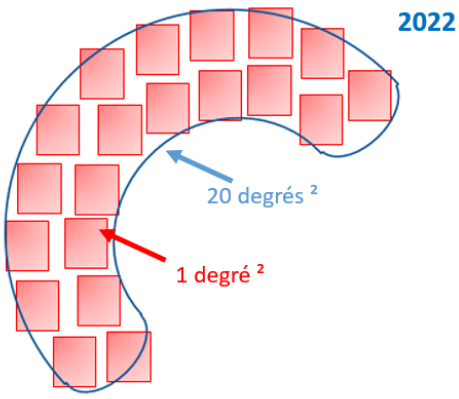


FIGURE 8.2 – Stratégie d'observation des ondes gravitationnelles en tuiles par l'instrument MXT.

8.3 Simulation de contreparties X de sources d'ondes gravitationnelles observées par Swift avec MXT

Afin de pouvoir tester mes algorithmes de localisation dans le cas de recherche de contreparties d'ondes gravitationnelles, j'ai tout d'abord identifié dans la base de données de Swift, les sursauts gamma courts, pour lesquels un redshift a été mesuré, ce qui correspond à un peu plus d'une vingtaine d'observations entre 2004 et 2017.

Comme l'horizon attendu pour une détection de coalescence d'étoiles à neutrons pour LIGO/Virgo à l'époque de SVOM est d'environ 400 Mpc (Aasi et al. 2016), j'ai choisi de décaler les rémanences X observées par XRT à cette distance et ensuite de les simuler avec mon simulateur pour MXT (chapitre 4) afin d'effectuer la localisation correspondante avec mes algorithmes de localisation (chapitre 5).

La confirmation des caractéristiques de la boîte d'erreur associée à une détection d'ondes gravitationnelles peut prendre plusieurs heures. L'objectif de cette partie est d'effectuer une analyse des rémanences de sursauts gamma en fonction de différents temps de début de suivi à cause du fait qu'il n'est pas possible de communiquer avec le satellite en permanence. J'ai donc effectué des simulations avec une observation des sources démarrant à 4h, 6h et 12h après l'alerte de détection d'onde gravitationnelle, pour quatre orbites d'observation. La rapidité de la mise en place d'une observation par satellite dépend, en effet, d'une boucle de programmation impliquant la disponibilité des stations situées au sol et des ingénieurs faisant la programmation des observations. L'objectif ici est de déterminer si MXT est capable de localiser, d'observer et d'analyser une rémanence de sursaut court proche (à z$\sim$0,1 $\simeq$ 400 Mpc), plusieurs heures après son émission.

Sur la figure 8.3, j'ai représenté un exemple de courbe de lumière de rémanence de sursaut gamma que j'ai étudiée. Il s'agit du sursaut court GRB 070724A qui a un redshift mesuré de 0,457 (Berger et al. 2009). En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la coalescence d'objets compacts peut être à l'origine de sursauts gamma courts. J'ai ensuite artificiellement approché ce sursaut à un redshift de 0,1. Cette valeur correspond à la limite de détection des ondes gravitationnelles de l'instrument LIGO / Virgo. Dans cette étude, la dilatation temporelle n'est pas prise en compte. Afin d'affiner les résultats, il faudra la considérer dans les futures études. En première approximation, j'utilise la

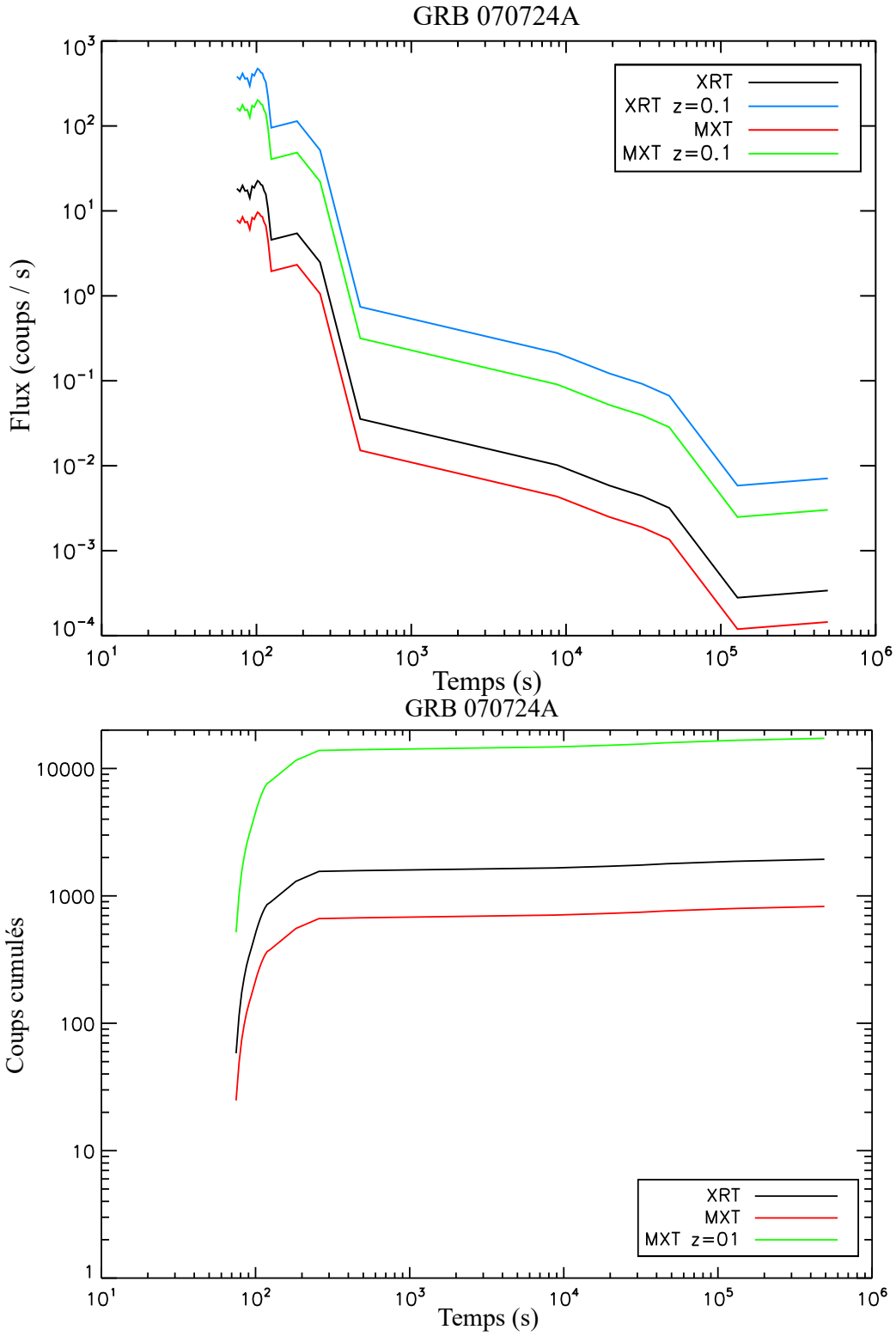


FIGURE 8.3 – En haut, courbe de lumière du sursaut gamma 070724A (Evans et al. 2009) pour les instruments MXT et XRT et leur transposition au redshift z=0,1. En bas, coups cumulés durant ce sursaut pour les instruments MXT, XRT et la transposition de MXT au redshit z=0,1.

	4h	6h	12h
Nombre de coups	33	24	14
Localisation M1DB + Lissage 2D	800”	1050”	1300”

TABLE 8.1 – Nombre de coups maximal observé dans une tuile de 500 s pour des temps de début d'observation de 4h, 6h et 12h et la précision de localisation en R_{90} associée pour le GRB 070724A.

formule (8.1) afin de calculer le nombre de coups à un redshift de 0,1.

$$coups_{z_{0,1}} = \frac{z^2}{z_{0,1}^2} * coups_{initiaux} \tag{8.1}$$

Nous pouvons constater que le flux de la rémanence X augmente de deux ordres de grandeur avec ce nouveau redshift. Cependant, en observant la courbe représentant le nombre de coups cumulés en fonction du temps, nous remarquons que la majorité des coups est accumulé au début de la rémanence, entre t = 80 s et t = 250 s. Passées ces valeurs temporelles, le flux de la rémanence sera inférieur à 10^{-1} coups/s.

J'ai ensuite calculé les coups observés par MXT en fonction du temps et obtenu la précision de localisation attendue à partir de l'algorithme M1DB couplé au lissage en deux dimensions pour un bruit de 500 coups (annexe B), pour trois temps initiaux de 4h, 6h et 12h. J'ai appliqué la stratégie d'observation consistant à effectuer cinq observations par orbite durant 500 s et ceci pour quatre orbites. Il est important de comprendre que la source se trouve dans une région localisée avec une erreur de 20 degrés carrés ce qui signifie qu'une seule des 20 tuiles tracées ici contiendra la source à observer. J'ai représenté les résultats dans le tableau 8.1 correspondant au nombre de coups maximal qu'il serait possible de détecter dans une tuile pour les différents temps d'observation ainsi que la localisation associée. Compte-tenu de la faible intensité des rémanences des sursauts courts, nous pouvons voir que, sous ces contraintes d'observation, la localisation ne pourrait pas s'effectuer correctement.

8.4 Simulation de contreparties isotropes X de sources d'ondes gravitationnelles avec MXT

Les résultats présentés dans section précédente correspondent à une observation du sursaut gamma dans l'axe du jet. L'angle d'ouverture du jet étant inférieur à 10° (Berger 2014), la chance d'observer ces événements proches de façon directe est donc très mince. Je me suis alors intéressée aux modèles qui prédisent une émission X isotrope suite à une coalescence d'étoiles à neutrons, pouvant être produite par l'objet résultant de la coalescence. En particulier à partir de l'article de Sun et al. (2017), J. Guilet, R. Raynaud et M. Bugli, du groupe théorique du Département d'Astrophysique du CEA de Saclay, ont développé un modèle d'émission X associé à ces sources. L'hypothèse du modèle est que, dans certains cas, le résultat de la coalescence donne naissance à une étoile à neutrons stable et non pas à un trou noir.

Afin d'estimer le nombre de sources attendues dans ce cas, j'ai d'abord utilisé la

base de données de détections de coalescences attendues dans LIGO/Virgo produite par Singer et al. (2014), développée à partir de la population de binaires publiée par Abadie et al. (2010). Ce modèle de population est basé sur une extrapolation de la population des pulsars binaires connus dans notre Galaxie. Il donne un taux de coalescences attendues comprises entre 0,01 et 10 Myr^{-1} Mpc^{-3}. Singer et al. (2014) ont utilisé la valeur de 1 Myr^{-1} Mpc^{-3} pour estimer un taux de détection d'environ 40 événements par an pour Advanced Virgo/LIGO. Ce calcul a permis d'estimer la distance maximale de détection pour chaque coalescence et de produire une base de données publique qui contient, entre autres, pour chaque événement, les informations de masse et d'inclinaison d'une population de binaires d'étoiles à neutrons représentative de celle que LIGO/Virgo pourrait détecter dans les années à venir.

L'hypothèse que l'on veut tester ici est qu'une coalescence de deux étoiles à neutrons produisent un magnétar (Duncan & Thompson 1992), c'est-à-dire une étoile à neutrons avec un champ magnétique supérieur à 10^{13}G. Dans ce cas, une émission dans le domaine des rayons X peut être produite. Afin de savoir quelle fraction de notre population d'entrée produit une étoile à neutrons stable, il faut faire des hypothèses sur les équations d'état qui régissent la relation entre la masse et le rayon maximal.

Dans la littérature, de nombreuses équations d'états sont disponibles. Par exemple, la masse maximale d'une étoile à neutrons (au-delà de laquelle l'objet compact s'effondre en trou noir) est donnée par l'équation (8.2) d'après Lasky et al. (2014).

$$M_{max} = M_{TOV}(1 + \alpha \times P^{\beta}) \tag{8.2}$$

Où M_{max} est la masse gravitationnelle maximale autorisée pour que l'étoile à neutrons puisse exister, M_{TOV} est la masse maximale que peut avoir l'étoile à neutrons dans le cas d'un système qui n'est pas en rotation, P est la période de rotation de l'étoile à neutrons exprimée en secondes, et α et β dépendent de l'équation d'état choisie.

8.4.1 Caractéristiques de la base de données des binaires

Dans les données simulées par Singer et al. (2014), nous disposons de plusieurs paramètres et notamment les masses des deux progéniteurs. J'ai représenté la distribution de ces masses pour les données simulées des observations prédites en 2015 et 2016 sur la figure 8.4. La différence entre les deux bases de données est due à une prévision de sensibilité accrue en 2016 par rapport à 2015 donnant accès à un volume plus important de l'univers (80 et 120 Mpc de distance maximale de détection). Chacune de ces masses est comprise en moyenne entre 1,2 et 1,6 masses solaires. La masse de l'objet résultant de la coalescence des deux objets compacts sera égale à la somme des masses des deux progéniteurs à laquelle il faut retirer une masse qui sera éjectée. Cette dernière est de l'ordre de quelques pourcents de masse solaire (Ai et al. 2018).

Si cette masse résultante est supérieure à la masse maximale autorisée par l'équation d'état, le système va s'effondrer en trou noir.

Sur la figure 8.5, j'ai représenté les distributions de la somme des masses simulées. La masse maximale pour un système d'étoiles à neutrons sans rotation (M_{TOV}) et la masse

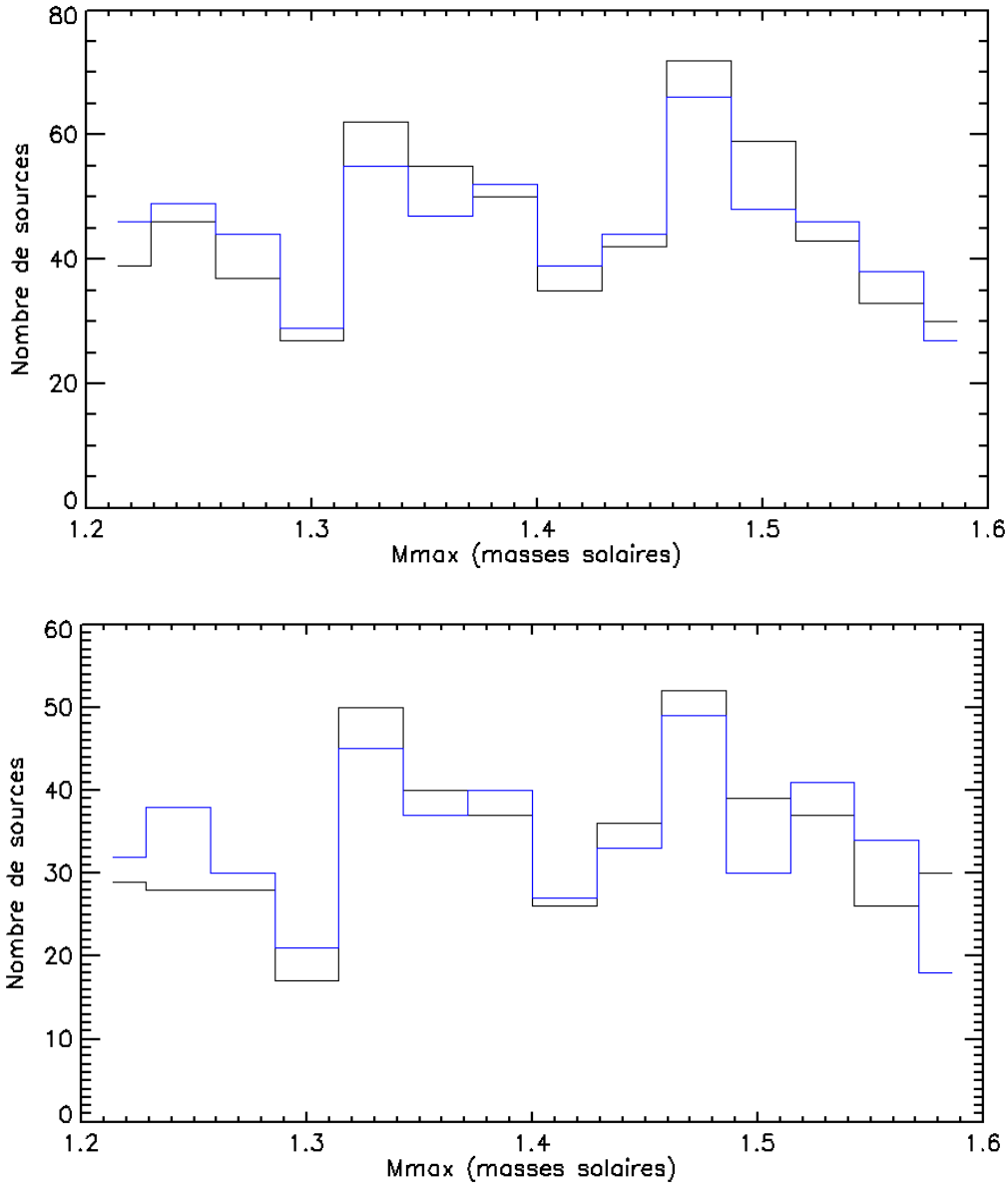


FIGURE 8.4 – Distribution des masses des deux progéniteurs (en bleu en en noir respectivement) des simulations LIGO / Virgo 2015, en haut et de 2016, en bas. Les différences entre les deux populations sont données par une sensibilité accrue dans l'échantillon 2016.

gravitationnelle maximale due à une rotation rapide y sont représentées pour les différents modèles, référencés dans (Ai et al. 2018).

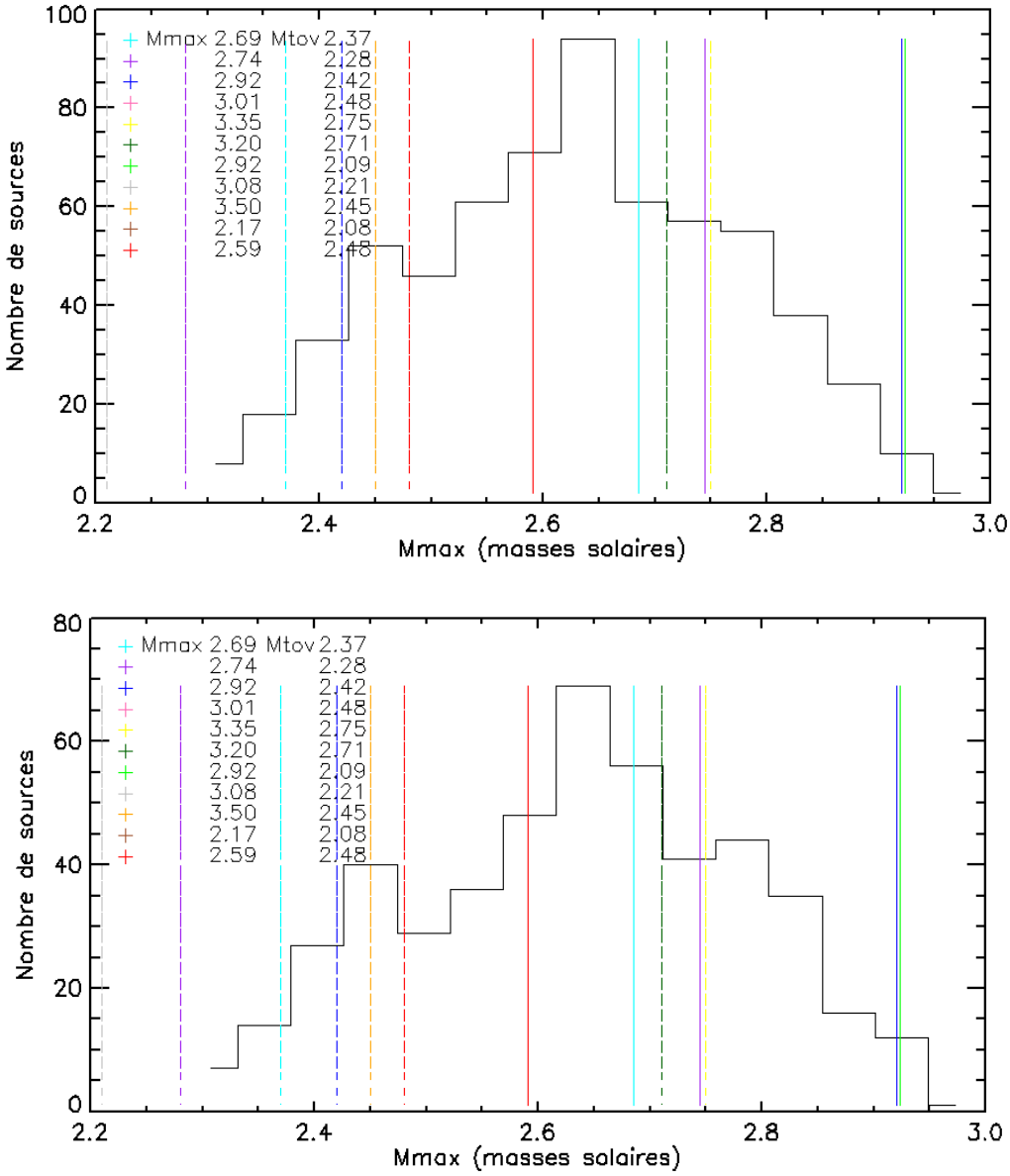


FIGURE 8.5 – Distribution de la somme des masses des deux progéniteurs des simulations LIGO / Virgo 2015, en haut et de 2016, en bas. En trais pleins, sont représentées les masses maximales dues à une rotation rapide et en pointillés les masses pour un système d'étoiles à neutrons sans rotation pour différents modèles théoriques. Les différentes couleurs correspondent à des équations d'état différentes. Les différences entre les deux populations sont données par une sensibilité accrue dans l'échantillon 2016.

Nous pouvons y comparer les différentes masses limites en fonction des différentes paramètres α et β choisis pour l'équation d'état. Nous pouvons remarquer que le nombre potentiel d'étoiles à neutrons stables varie beaucoup en fonction des paramètres, et ainsi la fraction de sources X potentielles varie également.

Dans la base de données des binaires, nous avons également accès aux distances d'observation des sources simulées. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 8.6, les

distances de 2015 sont comprises entre 10 et 120 Mpc avec un maximum pour 50 Mpc et celles de 2016 sont comprises entre 10 et 250 Mpc avec un maximum pour 100 Mpc. Cela s'explique par l'amélioration attendue au niveau de la sensibilité des interféromètres.

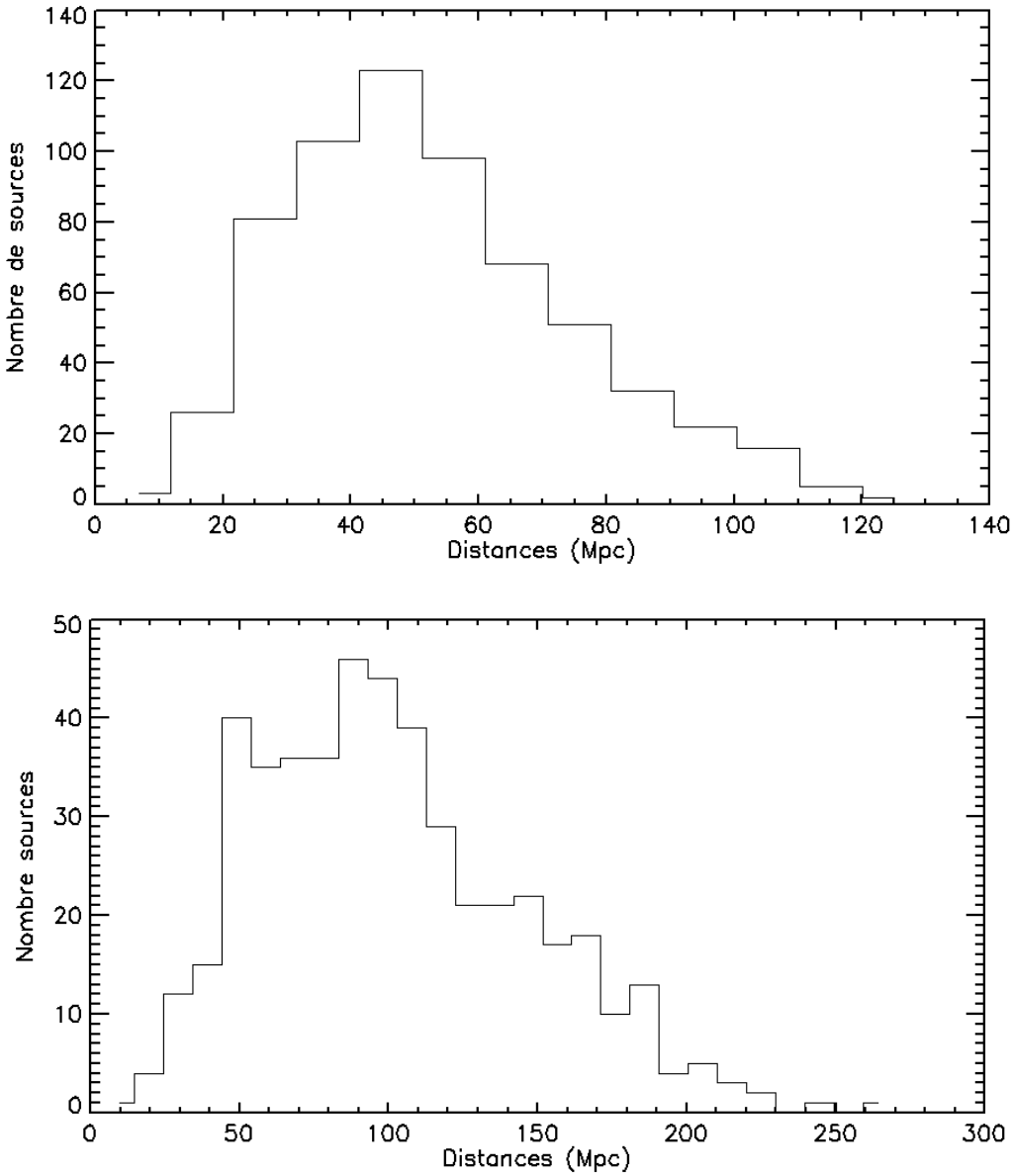


FIGURE 8.6 – Distribution des distances des sources simulées de LIGO / Virgo 2015 en haut et de 2016 en bas.

8.4.2 Paramètres et modélisations théoriques

Suivant Sun et al. (2017), nous avons défini trois zones d'observation possibles de l'étoile à neutrons, représentées sur la figure 8.7 : l'observation le long du jet, que l'on ne considère pas dans notre étude, l'observation directe de la source ("free zone") et l'observation de la source à travers la matière expulsée au moment de la coalescence ("trapped zone"). Deux exemples de courbes de lumière, produites par Sun et al. (2017), sont représentées en figure 8.8, montrant un cas de zone "free" et un cas de zone "trapped".

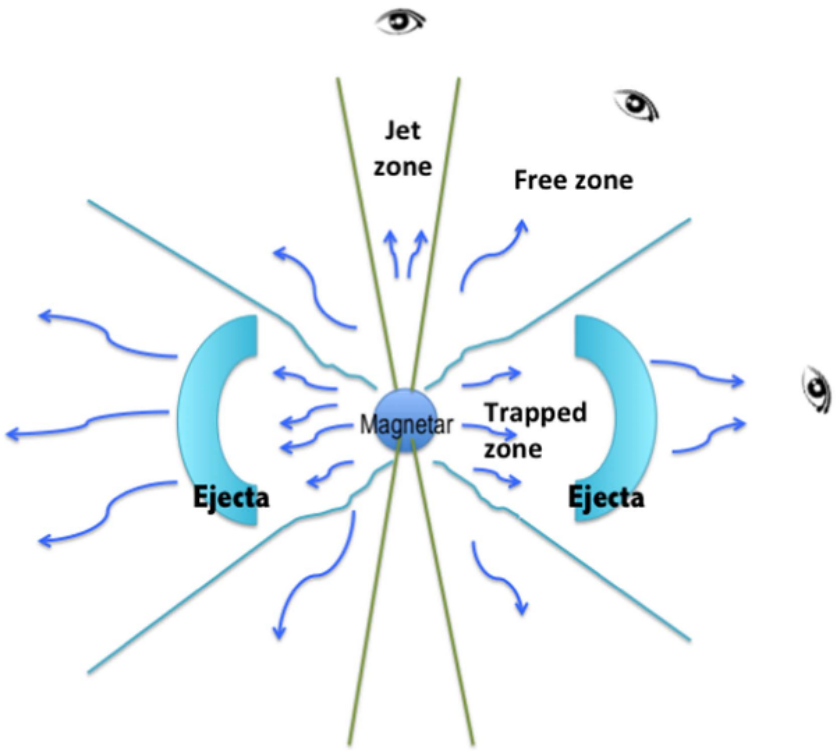


FIGURE 8.7 – Illustration des différentes zones d'observation du jet (Sun et al. 2017).

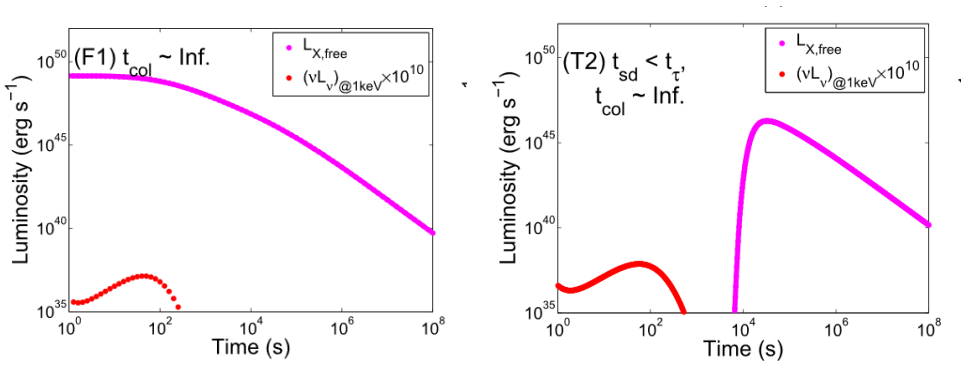


FIGURE 8.8 – Exemples de courbes de lumière émises dans la gamme des rayons X dans le cas free (à gauche) et trapped (à droite) (Sun et al. 2017).

Pour produire des courbes de lumière associées à la coalescence de deux étoiles à neutrons, le code G.R.B., développé par le groupe théorique du DAp, utilise un modèle adapté des travaux de (Sun et al. 2017; Zhang 2013) qui suppose (suivant l'hypothèse faite par Gompertz et al. (2013) pour les sursaut courts) que l'objet compact formé est un magnétar qui perd de l'énergie par un phénomène de freinage magnétique induit par la composante dipolaire du champ magnétique de l'étoile.

Avec ce modèle, il serait possible d'obtenir des flux dans la gamme des rayons X en fonction du champ magnétique du magnétar, de sa période de rotation initiale, de sa masse, de son inclinaison et de l'efficacité de conversion de l'énergie en rayons X. Les courbes de lumière théoriques obtenues représentent la luminosité (exprimée en erg / s) en fonction du temps. Nous pouvons retrouver un exemple de ces deux courbes dans le cas "free" en figure 8.9. Afin de pouvoir les exploiter, la première étape est de convertir cette luminosité en flux surfacique exprimé en erg / cm^2 / s. Afin d'effectuer cette conversion, il faut prendre en compte la distance à travers la formule 8.3. Le flux obtenu par centimètre carré est de l'ordre de 10^{-10} erg / cm^2 / s, ce qui correspond bien aux ordres de grandeurs des flux que l'on peut observer dans les bases de données de Swift / XRT.

$$Flux = \frac{Luminosite}{4 \times \pi \times Distance^2} \tag{8.3}$$

Une fois cette conversion effectuée, je calcule par une simulation, en utilisant XSPEC, les coups attendus dans MXT de la même manière que dans le chapitre 6, en utilisant la réponse de l'instrument et en sélectionnant les énergies souhaitées entre 0,2 et 10 keV. Le modèle spectral choisi est une loi de puissance avec une pente de 2 et une absorption dérivée des observations Chandra de GW 170817 (Troja et al. 2017). La courbe résultante, représentant le flux en coups en fonction du temps, est représentée en figure 8.10.

En appliquant la stratégie de pointage en tuiles de SVOM / MXT, comme expliqué en section 8.2, mais cette fois en prenant des intégrations plus longues de 900 s et en commençant les observations à partir de 6h par exemple, le nombre de coups contenu dans une tuile est de l'ordre de 2500. La précision sur la localisation associée sera donc de l'ordre de 20" en utilisant l'algorithme M1DB avec un traitement par lissage ou par corrélation (voir annexe B).

8.5 Conclusions

Les résultats préliminaires de cette étude montrent qu'en fonction des différentes équations d'état, le nombre de sources localisables avec un bonne précision par MXT peut varier de 0 à une grande fraction de l'échantillon. Si on se restreint aux paramètres d'équation d'état DD2 et CDDM1 (voir table 1 dans Ai et al. (2018)), on peut s'attendre à avoir des étoiles à neutrons stables d'un maximum de quelques pourcents de l'échantillon. Une première exploration des paramètres du modèle d'émission montre que, pour avoir des sources suffisamment brillantes pour être détectées par MXT, mais moins brillantes que la sensibilité limite des moniteurs "all-sky" tels que MAXI [2] sur la station spatiale

2. dont la sensibilité limite est de $\sim 10^{-10}$ erg cm^{-2} s^{-1} en une orbite, http ://iss.jaxa.jp/en/kiboexp/ef/maxi/

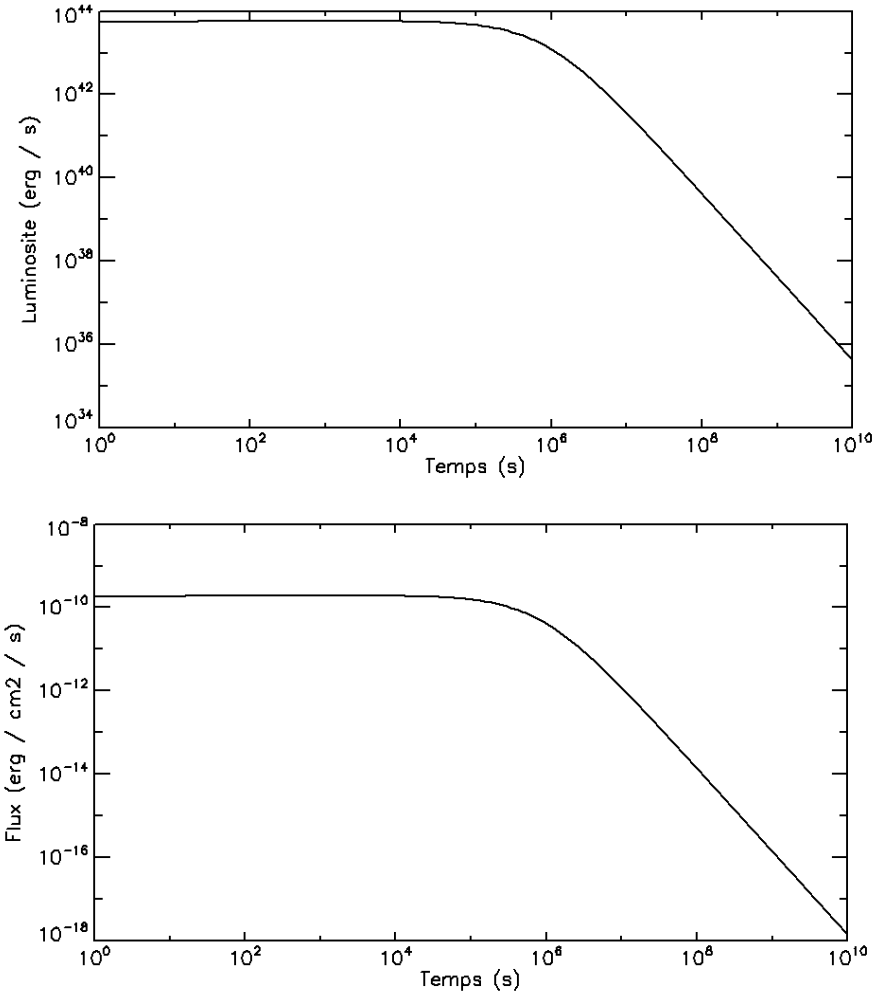


FIGURE 8.9 – En haut, représentation de la luminosité (erg/s) en fonction du temps et en bas représentation du flux (erg/cm^2/s) en fonction du temps.

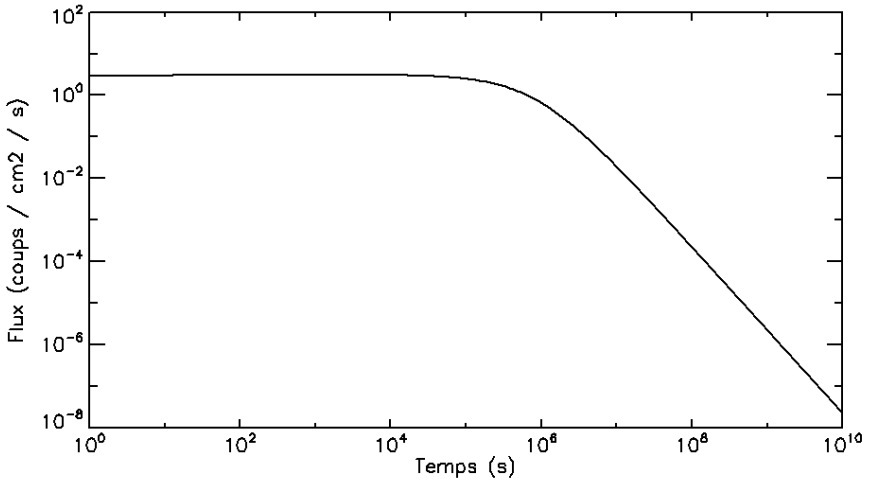


FIGURE 8.10 – Représentation du flux (coups/cm^2/s)en coups dans l'instrument MXT en fonction du temps.

internationale, les champs magnétiques de magnétars se trouvent dans la gamme de 10^{14} G, les périodes initiales autour de 1,5 ms, et une efficacité de conversion de l'énergie en rayons X de $\sim 10^{-3}$. Dans ce cas, MXT sera capable de localiser ces sources avec une précision de l'ordre de la minute d'arc si les observations démarrent suffisamment tôt.

Cette étude étant préliminaire, un travail qu'il faudra fournir, à la suite de cette thèse, consistera à explorer davantage de paramètres du modèle, afin de pouvoir affiner la stratégie de suivi de SVOM, même si les chances de détecter un tel phénomène semblent limitées.

Troisième partie

Conclusion

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

9.1 Conclusions

Les travaux que j'ai effectués durant ma thèse se sont déroulés dans le cadre du développement de la mission franco-chinoise SVOM dédiée à l'étude des sursauts gamma et des sources transitoires en général. Mes travaux ont permis une meilleure compréhension des capacités du télescope MXT embarqué à bord de SVOM à mesurer les propriétés des rémanences X des sursauts gamma cosmiques, en particulier, leur localisation, paramètre fondamental pour les suivis ultérieurs et donc pour l'étude de ces phénomènes. La prédiction des performances attendues pourra aider la communauté scientifique à se préparer à exploiter les données de SVOM une fois en orbite.

Afin d'atteindre cet objectif, j'ai tout d'abord développé un simulateur numérique de l'instrument MXT de manière à prédire la réponse de l'instrument face à une source X générique. J'ai créé ce simulateur pour qu'il soit facilement utilisable par un utilisateur non expert qui peut choisir les caractéristiques de la source qu'il souhaite simuler, telles que les paramètres spectraux, le temps d'exposition et la position de la source dans le champ de vue. Le simulateur produit un fichier qui contient les caractéristiques des événements enregistrés par le détecteur comme le temps d'arrivée, l'énergie déposée par les photons et les pixels d'interaction. À partir de ce fichier, il est possible de produire des spectres et des images de la source que l'on peut utiliser pour évaluer l'impact de différents phénomènes sur les performances du détecteur. En particulier, j'ai pu montrer que le phénomène d'empilement de photons serait peu probable et ne concernerait au maximum qu'une rémanence par an.

Un des buts principaux de MXT est la localisation en temps réel de sources X transitoires, telles que les rémanences de sursauts gamma. J'ai donc développé des algorithmes de localisation de source dans l'objectif de les implémenter à bord du satellite.

Ces algorithmes doivent être un compromis entre le temps de calcul et la précision de localisation. En effet, MXT aura la charge de transmettre la position de la source aux instruments situés au sol, le plus rapidement possible, de manière à ce que ces derniers se concentrent sur une boîte d'erreur réduite et essaient d'observer, à leur tour, la source dans d'autres longueurs d'onde. J'ai pour cela étudié différentes méthodes, soit en deux dimensions, opérant sur le détecteur en entier, soit en une dimension, travaillant sur les

données projetées sur les axes du détecteur. Les méthodes de localisation en une dimension se sont révélées plus efficaces, elles permettent de localiser des sources plus faibles.

En présence d'un bruit de fond important, les méthodes de localisation appliquées directement sur les données brutes ne donnent pas de résultats satisfaisants. J'ai cherché à améliorer leur efficacité en ajoutant une étape de pré-traitement des données avant d'appliquer les algorithmes. Dans un premier temps, j'ai choisi d'appliquer la technique de la corrélation de la PSF sur les données brutes. Ce traitement préalable augmente significativement la précision des algorithmes de localisation en présence d'un fort bruit de fond. Cependant, le temps de calcul de cette méthode est presque 10 fois supérieur à celui d'une simple localisation appliquée directement aux données brutes. J'ai donc implémenté un traitement moins coûteux en temps consistant à lisser l'image sur un nombre de pixels définis. J'ai montré que les performances de ce traitement par lissage sont équivalentes à celles de la corrélation.

Suite à cette étude, j'ai testé l'ensemble de la chaine d'analyse "*pré-traitement - localisation*" sur l'échantillon de rémanences de sursauts gamma observé par Swift/XRT, de manière à évaluer et comparer les performances des méthodes que j'ai développées pour MXT sur un échantillon réaliste. Il s'avère qu'un traitement préalable de l'image, par lissage ou corrélation, permet des localisations de plus de 75% des rémanences associées aux sursauts gamma détectés par l'instrument ECLAIRs avec une précision de 120". Cela représente un gain d'environ 15% par rapport à l'application des algorithmes de localisation sur les données brutes. Ces résultats montrent donc l'intérêt de l'implémentation à bord du satellite d'une corrélation ou d'un lissage en particulier, afin d'améliorer la localisation de sources faibles. Ceci est d'autant plus important du fait que l'on ne pourra vérifier les performances de réorientation de la plateforme qu'une fois en vol, et que si ces dernières sont en-dessous des spécifications, en termes de vitesse, les sources seront plus faibles au moment du démarrage de l'observation.

Il est important d'être le moins dépendant possible de la PSF dont la connaissance n'est pas encore totalement établie et qui pourrait évoluer pendant la durée de la mission. Grâce aux analyses présentées dans les chapitres 5 et 6, je préconise, en priorité, l'implémentation de la méthode M1DB (Maximum à 1 Dimension couplé au Barycentre) associée à un traitement préalable des données par lissage en deux dimensions sur une fenêtre de 20 pixels. Cette chaine d'analyse "*pré-traitement - localisation*", entièrement indépendante de la forme de la PSF, permet de respecter les spécifications de la mission en termes de précision de localisation de la source et d'optimiser le temps de calcul à bord du satellite.

En utilisant mes algorithmes, j'ai étudié la possibilité d'effectuer la localisation avant la fin de la phase de réorientation du satellite. Il était initialement prévu de commencer la séquence localisation de la rémanence d'un sursaut gamma par MXT au moment de la stabilisation du satellite au sens de l'instrument VT, soit pour des oscillations inférieures à 1,6". Or, attendre un tel niveau de stabilisation alors que le flux de la rémanence X décroit en loi de puissance implique le risque de perdre une part importante de l'information, spécialement pour les rémanences associées aux sursauts gamma courts. À travers mes études, j'ai estimé que nous pouvions trouver des critères de stabilisation intrinsèques à MXT, nous permettant de démarrer une observation avant d'atteindre la stabilisation du satellite au sens de l'instrument VT. Ces précieuses secondes de gagnées permettront d'augmenter le nombre de sursauts gamma bien localisés pour SVOM. Je préconise donc

d'implémenter à bord la méthode de stabilisation de MXT basée sur la surveillance de l'attitude du satellite.

Finalement, j'ai effectué une étude préliminaire sur les performances de l'instrument MXT dans le cadre de l'observation de contreparties de sources d'ondes gravitationnelles, en particulier de coalescences d'étoiles à neutrons, et les résultats montrent qu'il serait difficile pour MXT d'effectuer la localisation tardive de rémanences dans l'horizon d'observation des détecteurs d'ondes gravitationnelles. Ces résultats sont à approfondir et à confirmer avec des données réelles que l'on doit encore acquérir car dans le cas de GW170817, la rémanence en X du sursaut GRB 170817A n'a pas été observée. En revanche, pour la fraction de coalescences qui ne produisent pas directement un trou noir, mais une étoile à neutrons stable sur l'échelle de quelques heures, une émission X est potentiellement attendue si le champ magnétique de la nouvelle étoile à neutrons est suffisamment élevé et, dans ce cas, MXT serait capable d'identifier l'émission X de l'objet issu de la coalescence si SVOM arrive à se réorienter en moins d'une journée pour en observer la boîte d'erreur.

9.2 Perspectives

J'ai traité de nombreux points au cours de ma thèse mais il en reste encore un certain nombre à aborder sur l'étude de MXT. En voici plusieurs exemples :

- La PSF de MXT a été caractérisée pour une énergie de 1,5 keV. Les simulations montrent qu'il n'y a pas de changement significatif de la forme de la PSF entre 0,2 et 2 keV, qui représente le régime où MXT est plus sensible. Au-delà de 2 keV des changements de la largeur de la PSF sont attendus, il faudrait étudier leurs impacts sur les méthodes de localisation. Des tests au laboratoire d'essais de rayons X de PANTER[1] sont programmés en 2019 afin d'analyser les changements de la forme de la PSF en fonction de l'énergie, ainsi que l'effet du vignettage.

- J'ai testé les algorithmes présentés dans cette thèse à l'intérieur d'un champ de vue efficace de l'instrument MXT. Si une source est située en dehors du champ de vue efficace, une partie du pic central de la PSF pourrait être projetée en dehors du détecteur et ce cas de figure reste à être étudié. Cependant, il ne devrait pas concerner le Core Program de la mission où la rémanence devra être située, par dépointage du satellite, dans le champ de vue efficace du détecteur.

- Une étude des performances réelles des algorithmes implémentés sur un ordinateur représentatif de celui de bord pourra nous aiguiller sur le choix optimal parmi les différentes options présentées dans ce manuscrit, notamment entre corrélation et lissage, et également nous donner des indications sur la possibilité d'en implémenter éventuellement plusieurs en parallèle si nécessaire.

- L'étude de la réorientation du satellite n'a été faite que dans quatre cas théoriques de réorientation. Il serait intéressant de poursuivre cette étude sur davantage de

1. http://www.mpe.mpg.de/heg/panter

cas issus d'une connaissance plus précise du comportement de la plateforme lorsqu'elle sera disponible.

– L'étude préliminaire du suivi des alertes d'ondes gravitationnelles à l'aide de l'instrument MXT est à poursuivre, en particulier dans l'hypothèse d'une source X résultant de la coalescence de deux objets massifs. En effet, de nombreux paramètres physiques tels que le champ magnétique ou la période de rotation initiale sont à explorer davantage pour prédire l'émission X attendue. Ces prédictions devront être en accord avec les données observationnelles dont nous disposerons grâce aux futures campagnes des détecteurs d'ondes gravitationnelles. Si ces prédictions sont validées, elles seront fort utiles pour la mise place des stratégies de suivi de ce type d'alerte par la mission SVOM.

Liste des figures

1.1 Schéma représentant l'absorption de l'atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde. (Crédits : Wikipédia) 8
1.2 Satellites Vela 5A et 5B. (Crédits : NASA) 9
1.3 Courbe de lumière du premier sursaut gamma observé par les satellites Vela le 2 juillet 1967. (Crédits : R. Klebasadel, I. Strong, R. Olson) 10
1.4 Représentation du satellite CGRO (Crédits : NASA's Goddard Space Flight Center). 10
1.5 Carte du ciel représentant les 2704 sursauts gamma observés par l'instrument BATSE. L'échelle de couleur indique l'intensité des sursauts gamma où les rouges représentent les plus intenses. (Crédits : NASA / GFSC) . . . 11
1.6 Histogramme représentant le nombre de sursauts gamma observés par le catalogue 4B de l'instrument BATSE en fonction de leur durée (Paciesas et al. 1999). 12
1.7 Courbes de lumière de sursauts gamma observées par la mission BATSE (Pe'er 2015). 14
1.8 Spectre du sursaut gamma observé le 23 janvier 1999 par la mission spatiale CGRO (Briggs et al. 1999). 15
1.9 Distribution des paramètres spectraux. À gauche, distribution de l'indice spectral α pour une étude de 5500 spectres observés par l'instrument BATSE. À droite, distribution de l'indice spectral β pour une étude de 5263 spectres observés par l'instrument BATSE (Preece et al. 2000). 16
1.10 Contrepartie X du sursaut gamma du 28 février 1997 observé par la mission BeppoSAX après la détection (à gauche) et 3 jours après la détection (à droite) (Costa et al. 1997). 17
1.11 Contrepartie émise dans la gamme du visible du sursaut gamma du 28 février 1997 observé par la mission BeppoSAX 28h après la détection (à gauche) et 8 jours après la détection (à droite) (Van Paradijs et al. 1997). . 18
1.12 Vue d'artiste du satellite Swift et les instruments qui le composent (Crédits : NASA / GSFC). 19
1.13 Courbe de lumière moyenne de la forme de la rémanence des sursauts gamma représentant le flux en fonction du temps (Zhang et al. 2006). . . . 19
1.14 Exemples de courbes de lumière de sursauts gamma observées dans la gamme des rayons X par l'instrument XRT à gauche et lors de la détection par l'instrument BAT puis le suivi par XRT à droite. (Dado et al. 2009). . 20
1.15 Exemples de courbes de lumière de sursauts gamma observées dans la gamme des rayons X par l'instrument XRT à gauche et dans la bande R du visible à droite. (Dado et al. 2009). 21

1.16 Représentation d'artiste de sursauts gamma formés par une étoile massive (à gauche) et par la fusion de deux étoiles à neutrons (à droite) (Crédits : NASA). 22
1.17 Représentation schématique de la formation d'un sursaut gamma (Crédits NASA). 23

2.1 Représentation du satellite SVOM incluant les différents instruments implémentés à bord du satellite et au sol ainsi que les contributions des pays participants associés (Wei et al. 2016). 27
2.2 Domaines spectraux dans lesquels observent les instruments de la mission spatiale SVOM en fonction du temps (Wei et al. 2016). 27
2.3 Stratégie de pointage antisolaire du satellite SVOM. 28
2.4 Réseau de très haute fréquence (VHF) (Crédits : Jouret M. et al, 2018). . . 29
2.5 Instrument ECLAIRs (Crédits : CEA / CNES). 30
2.6 Méthode du masque codé (Crédits : B.J. Mattson, L3/NASA/GSFC). . . . 31
2.7 Instrument GRM (Crédits : IHEP). 31
2.8 Instrument Visible Telescope (Crédits : NAOC). 32
2.9 Exemple de coupure du Lyman-α d'une galaxie observée à travers les filtres rouge, vert et ultraviolet du télescope spatial Hubble (`http://www.nbi.dk/~jfynbo/LBG.html`). En haut, spectre attendu. En bas, images mesurées. 33
2.10 Instrument Ground based Wide Angle Cameras (Crédits : NAOC). 33
2.11 Instrument Chinese Ground Follow-up Telescope (Crédits : Collaboration SVOM). 34
2.12 Instrument French Ground Follow-up Telescope (Crédits : Collaboration SVOM). 35
2.13 Schéma représentant les interactions du segment sol de la mission spatiale SVOM. (Document interne : SV-SY-STB-49-JPO) 35
2.14 Séquence d'alerte lors de la détection d'une source. (Document interne : SV-SY-STB-49-JPO) 37
2.15 Temps d'observation consacré à chaque programme scientifique de la mission SVOM pour la mission initiale (à gauche) et la mission étendue (à droite). 38
2.16 Simulation des observations effectuées par SVOM après un an de mesures pour les différents programmes d'observation (Wei et al. 2016). 38
2.17 Détection des ondes gravitationnelles du 14 septembre 2015 par les interféromètres Handford (gauche) et Livingston (droite). En haut, différence de chemin optique entre les deux interféromètres, au milieu, superposition du signal filtré et du signal théorique et en bas, signal représentant la fréquence en fonction du temps (Abbott et al. 2016b). 39

3.1 Instrument MXT (Crédits : CNES). 42
3.2 Schéma de la caméra de l'instrument MXT (Götz et al. 2016). 42
3.3 (a) Schéma du plan focal de la camera, (b) prototype du détecteur (Götz et al. 2016). 43
3.4 Bruit attendu en fonction de la température du détecteur (Meidinger et al. 2006). 43
3.5 Agrandissements d'un œil de langouste réel. (Crédits : NASA) 45
3.6 Schéma représentant le principe du fonctionnement de l'œil de langouste ainsi que la PSF résultante (Irving et al. 2003). 46

3.7 Plaques MPOs. À gauche un MPO entier, à droite, un agrandissemnt de plaque MPO. 46
3.8 Configurations des optiques de l'instrument MXT. À gauche avec 21 MPOs et à droite avec 25 MPOs (communication interne : Willingale et al., Université de Leicester). Les axes sont exprimés en millimètres. 47
3.9 Fonction d'étalement du point de l'instrument MXT modélisé à 1.49 keV : à gauche, la PSF gaussienne utilisée en début de thèse (correspondant à une version idéale) et à droite la PSF lorentzienne (en "diamant") utilisée en fin de thèse. Elles sont modélisées sur 512 × 512 pixels. (Référence interne : `https://forge.in2p3.fr/projects/mxt-it/dmsf?folder_id=90`) . . . 48
3.10 Surface efficace (incluant uniquement le pic de la PSF) de l'instrument MXT dans des cas différents de PSF. La configuration de 21 MPOs est présentée pour les distances focales de 1 m et 1 m 15 dans les cas optimaux et les cas mesurés en laboratoire. La PSF idéale est celle ayant une forme de gaussienne, produite avant les mesures de MPOs. La configuration de 25 MPOs est présentée pour une distance focale de 1,135 m. (Documents internes : `https://forge.in2p3.fr/projects/mxt-it/dmsf?folder_id=90`). 49
3.11 Surfaces efficaces l'instrument MXT en ne considérant que le centre (noir) et en tenant compte de toute la PSF (bleu) pour la PSF basée sur la configuration de 21 MPOs et une distance focale de 1,15 mm dans le cas des MPOs mesurés. 50
3.12 Largeur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF de MXT (21 MPOs, distance focale de 1,150 mm, basée sur les MPOs réels) en fonction de l'énergie (Willingale et al. (2017), communication interne). 51
3.13 Agrandissement des MPOs sur un mauvais raccordement de pores. 51
3.14 À gauche, image obtenue à 1,49 keV d'une seule plaque dans le cas d'une optique dégradée, à droite, simulation obtenue par les méthodes de ray-tracing (Willingale et al. 2016). 52
3.15 Surfaces efficaces de l'instrument MXT (bleu), correspondant à la PSF (21 MPOs, distance focale 1,15 mm, basée sur les MPOs mesurés), et de l'instrument XRT (noir). 53

4.1 Spectre obtenu en utilisant XSPEC représentant le flux (en coups/s/keV) en fonction de l'énergie pour la gamme d'énergie de MXT (entre 0,2 et 10 keV). Les paramètres utilisés sont : une pente de loi de puissance en énergie de 2,1, une densité de surface de l'absorbeur en équivalent hydrogène (N_H) de 0,345 × 10^{22} cm^{-2}, une normalisation à 1 keV de 9 × 10^{-12} photons/keV/cm^2 et un temps d'exposition de 1000 s. 60
4.2 Exemples de courbes de lumière simulées, représentant la distribution temporelle du flux de photons, de haut en bas, pour une source constante, une source suivant une loi de puissance et une source sinusoïdale. 62
4.3 Schéma décrivant le simulateur numérique de l'instrument MXT. 64
4.4 Images obtenues en sortie du simulateur de MXT pour une source de 412 coups (à gauche) et une source de 4458 coups (à droite) pour des sources centrées au pixel (92,147). (La PSF utilisée est celle d'avril 2017). 65

4.5 Schéma de la répartition spatiale d'un photon impactant les pixels du détecteur. Les pixels bleus foncés correspondent aux pixels dans lesquels l'interaction a lieu et, les pixels bleus clairs, représentent le partage de charge. 68
4.6 Répartition de la distribution spatiale de l'impact d'un photon sur un détecteur composé de pixels : caméra TRoPIC2. À 1,49 keV, correspondant à la raie aluminium - Kα, les valeurs obtenues sont 27,8% d'événements simples, 51,7% d'événements doubles, 10,7% d'événements triples et 9,8% d'événements quadruples. (Document interne : Dennerl K. (2012) eRO-MPE-TN-55-05). 68

5.1 Différences entre les positions injectées et les positions trouvées pour une source de 500 coups. 1000 simulations ont été effectuées dans le champ de vue efficace de l'instrument MXT. Le cercle en bleu représente le R_{90}. . . . 73
5.2 Représentation de l'image simulée ainsi que de la méthode de projection en une dimension couplé à l'ajustement gaussien (en bleu). 77
5.3 Représentation de l'image simulée ainsi que de la méthode du maximum en une dimension couplé au barycentre (M1DB). Le carré bleu correspond à la fenêtre utilisée pour effectuer le barycentre. 78
5.4 Influence de la taille des fenêtres appliquées à l'algorithme M1DB sur l'erreur de localisation de la source étudiée. La légende correspond à la taille de la demi-fenêtre appliquée. 79
5.5 Précision de localisation (en termes de rayon à 90% R_{90}) en fonction du nombre de coups de la source pour les algorithmes étudiés. 80
5.6 Comparaison des données brutes (à gauche) et des données corrélées (à droite) avec la PSF de l'instrument MXT pour une source de 50 coups et un bruit total de l'image de 500 coups (en haut) et pour une source de 500 coups et un bruit de 50 coups (en bas). La position réelle de la source est centrée sur le détecteur aux coordonnées (127,127) pixels. 83
5.7 Différence relative entre la précision de localisation en termes de R_{90} obtenue avec l'algorithme M1DB appliqué aux données corrélées et aux données non traitées en fonction du nombre de coups de la source pour différents niveaux de bruit variant entre 30 et 5000 coups. Chaque R_{90} a été obtenu grâce à 1000 simulations. 84
5.8 Précision de localisation en fonction du nombre de coups de la source dans le cas d'un traitement préalable de l'image par lissage en deux dimensions pour des fenêtres de 2, 5, 10, 20, 30, 40 et 80 pixels et d'une intégration sur 30s (en haut) et 600s (en bas) (correspondant respectivement à 30 et à 600 coups de bruits). L'algorithme M1DB a ensuite été appliqué. 85
5.9 R90 en fonction du nombre de coups de la source pour des sources variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 30 coups, en haut et 600 coups, en bas. La localisation est réalisée avec la méthode M1DB pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge). 88
5.10 R_{90} en fonction du nombre de coups de la source pour des sources variant entre 10 et 5000 coups et bruit de 30 coups, en haut et 600 coups, en bas. La localisation est réalisée avec la méthode de l'ajustement gaussien pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge). . . 90

5.11 R_{90} en fonction du nombre de coups de la source pour des sources variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 30 coups, en haut et 600 coups, en bas. La localisation est réalisée avec la méthode de l'ajustement lorentzien pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge). 91

6.1 Histogramme représentant la distribution des rapports entre les coups XRT et les coups MXT pour chaque rémanence de la base de données de Swift/XRT. 99

6.2 Répartition des rapports de coups XRT/MXT en fonction de la densité de surface de l'absorbeur en équivalent hydrogène N_H pour les rémanences de sursauts gamma observées par la mission Swift entre 2004 et 2017. 99

6.3 Répartition des rapports de coups XRT/MXT en fonction de l'indice spectral pour les rémanences de sursauts gamma observées par la mission Swift entre 2004 et 2017. 100

6.4 Courbes de lumière de sursauts gamma ayant une contribution allant des domaines de l'infrarouge aux rayon gamma. En haut, pour le sursaut gamma GRB 090426 et en bas pour le sursaut gamma 110205A (D.Turpin, communication interne). 101

6.5 En haut, représentation des courbes de lumière de la contrepartie X du sursaut gamma GRB 110205A de XRT (en noir) et de MXT (en rouge). En bas, nombre total de coups cumulés en fonction du temps pour la contrepartie X du sursaut gamma GRB 110205A observée par MXT (en noir) et la précision de localisation associée basée sur l'algorithme M1DB (en bleu). 102

6.6 En haut, représentation des courbes de lumière de la contrepartie X du sursaut gamma GRB 090426 pour XRT (en noir) et MXT (en rouge). En bas, coups cumulés en fonction du temps de la contrepartie X du sursaut gamma GRB 090426 observé par MXT (en noir) et localisation associée basée sur l'algorithme M1DB (en bleu). 104

6.7 Probabilités de détection de l'instrument ECLAIRs pour un seuil SNR de 8 : noir entre 0 et 0,2, violet entre 0,2 et 0,5, bleu entre 0,5 et 0,7, vert entre 0,7 et 0,9 et rouge entre 0,9 et 1, en fonction du flux et de la durée T_{90} du sursaut. 106

6.8 Courbes cumulatives de sursauts gamma détectés par XRT simulées dans MXT (échantillon de 895 sursauts de la base de données de XRT entre 2004 et fin 2017), exprimées en pourcentage et analysées pour les méthodes de localisation M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien pour des intégration de 5 min (en haut) et de 10 min (en bas) dans le cas des algorithmes appliqués à la source lissée en deux dimensions et à la source brute. 108

6.9 Courbes cumulatives de sursauts gamma détectés par XRT simulées dans MXT (échantillon de 895 sursauts de la base de données de XRT entre 2004 et fin 2017), exprimées en pourcentage et analysées pour les méthodes de localisation du M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien appliqués à la source brute et la source lissée en deux dimensions pour une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0,5 (en haut) et supérieure à 0,9 (en bas) et un temps d'intégration de 5 min. 109

7.1 Simulation du premier cas de dépointage du satellite : représentation de la déclinaison (en haut) et de l'ascension droite (en bas) en fonction du temps pour la totalité de la réorientation du satellite (à gauche) et pour un agrandissement de cette réorientation sur la partie des oscillations proches de la stabilisation finale (à droite). Ce cas de dépointage correspond à une réorientation de 110°. 117
7.2 Simulation du second cas de dépointage du satellite : représentation identique à la figure 7.1 pour une réorientation de 25°. 117
7.3 Simulation du troisième cas de dépointage du satellite : représentation identique à la figure 7.1 pour une réorientation de 39°. 118
7.4 Simulation du quatrième cas de dépointage du satellite : représentation identique à la figure 7.1 pour une réorientation de 26,5°. 118
7.5 Schéma représentant les stratégies d'observations de MXT lors de la stabilisation du satellite dans le cas de la méthode de la fenêtre glissante (1.), de la méthode basée sur l'attitude du satellite (2.) et de la méthode du temps fixe (3.). Les points de la figure 1. correspondent aux localisations obtenues par la méthode des fenêtres glissantes. La courbe de la figure 2. correspond aux données d'attitude du satellite et les pointillés horizontaux rouges à la limite d'oscillation D. 122
7.6 Exemples de courbes de lumière de rémanences de sursauts gamma observées par Swift/XRT (Evans et al. 2009). 123
7.7 Histogrammes des rémanences des sursauts gamma observées par Swift/XRT, en fonction de leurs flux, pour les modes WT (en haut) (ce mode correspond à une haute résolution temporelle mais une information spatiale de basse résolution et est déclenché en cas de flux important de la source pour éviter l'empilement des photons) et PC (en bas) (ce mode correspond à une basse résolution temporelle et une haute résolution spatiale et est adapté aux sources plus faibles). Les flux des rémanences de la figure 7.6 sont représentés sur cet histogramme. La totalité de ces rémanences a été observée en mode PC, tandis que seulement les plus brillants ont déclenché le mode WT. 124
7.8 Représentation des coordonnées détecteur Y trouvées par la méthode de la fenêtre glissante en fonction du temps pour le GRB 160607A dans le cas 3 de dépointage du satellite (voir figure 7.3) et pour les paramètres D = 14,5 pixels et N = 20. Les points simulés sont représentés en noir et la position de référence de la source est représentée en rouge. 125
7.9 Simulation numérique de la réorientation du satellite dans le cas de réorientation 2 (voir figure 7.2) (noir). En haut pour un bruit ajouté de 15" (bleu) et en bas pour un bruit ajouté de 30" (bleu). Les limites du paramètre d'oscillations sont représentées en rouge. 128

8.1 Réseau schématique de détection et de précision de localisation pour des systèmes binaires d'étoiles à neutrons. Les ellipses représentent 90% des zones de localisation. Le schéma de gauche indique la localisation attendue pour un système d'étoile à neutron binaire par le réseau (HLV) LIGO (HL) - Virgo (V) en 2019. Sur le schéma de droite, un quatrième site est ajouté en Inde (I) qui ajoute une précision de localisation sur le ciel entier en 2022 (Abbott et al. 2016). 132

8.2 Stratégie d'observation des ondes gravitationnelles en tuiles par l'instrument MXT. 133
8.3 En haut, courbe de lumière du sursaut gamma 070724A (Evans et al. 2009) pour les instruments MXT et XRT et leur transposition au redshift z=0,1. En bas, coups cumulés durant ce sursaut pour les instruments MXT, XRT et la transposition de MXT au redshit z=0,1. 134
8.4 Distribution des masses des deux progéniteurs (en bleu en en noir respectivement) des simulations LIGO / Virgo 2015, en haut et de 2016, en bas. Les différences entre les deux populations sont données par une sensibilité accrue dans l'échantillon 2016. 137
8.5 Distribution de la somme des masses des deux progéniteurs des simulations LIGO / Virgo 2015, en haut et de 2016, en bas. En trais pleins, sont représentées les masses maximales dues à une rotation rapide et en pointillés les masses pour un système d'étoiles à neutrons sans rotation pour différents modèles théoriques. Les différentes couleurs correspondent à des équations d'état différentes. Les différences entre les deux populations sont données par une sensibilité accrue dans l'échantillon 2016. 138
8.6 Distribution des distances des sources simulées de LIGO / Virgo 2015 en haut et de 2016 en bas. 139
8.7 Illustration des différentes zones d'observation du jet (Sun et al. 2017). . . 140
8.8 Exemples de courbes de lumière émises dans la gamme des rayons X dans le cas free (à gauche) et trapped (à droite) (Sun et al. 2017). 140
8.9 En haut, représentation de la luminosité (erg/s) en fonction du temps et en bas représentation du flux (erg/cm^2/s) en fonction du temps. 142
8.10 Représentation du flux (coups/cm^2/s)en coups dans l'instrument MXT en fonction du temps. 142

A.1 Représentation des pixels morts sur le détecteur de Swift / XRT. Les pixels en couleurs correspondent aux pixels morts sur le détecteur à l'heure actuelle soit, après 14 ans de mission. (`https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/caldb/data/swift/xrt/index.html`) 170
A.2 Précision de localisation en fonction du nombre de pixels morts au centre de la PSF. En noir : modèle idéal, en bleu foncé : 5% de pixels morts, en bleu clair : 10% de pixels morts et en jaune : 15% de pixels morts. 170
A.3 Précision de localisation en fonction des colonnes "mortes" au centre de la PSF. 171

B.1 Précision de localisation en termes de R_{90} en fonction du nombre de coups incident de la source variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 100, 200, 300, 500, 1000 et 5000 coups. La localisation est réalisée avec la méthode M1DB pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge). 174
B.2 Précision de localisation en termes de R_{90} en fonction du nombre de coups incident de la source variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 100, 200, 300, 500, 1000 et 5000 coups. La localisation est réalisée avec la méthode de l'ajustement gaussien pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge). 175

B.3 Précision de localisation en termes de R_{90} en fonction du nombre de coups incident de la source variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 100, 200, 300, 500, 1000 et 5000 coups. La localisation est réalisée avec la méthode de l'ajustement de Lorentz pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge). 176

C.1 Simulation des observations de MXT dans le cas de 3 sources X d'intensités différentes dans son champ de vue. À gauche sont représentées les données brutes, à droite les données corrélées, en haut les données pour un bruit de fond de 50 coups et en bas les données pour un bruit de fond de 2000 coups. Les sources contiennent 500, 350 et 250 coups. 178

C.2 Projections des trois sources sur l'axe Y du détecteur pour un bruit de 50 coups. En haut pour les données brutes, en bas pour les données corrélées. Les courbes bleues représentent les données projetées et les pointillés rouges correspondent aux positions des sources aux pixels 60 et 180. 179

C.3 Projection des trois sources sur l'axe Z du détecteur pour un bruit de 50 coups. En haut pour les données brutes, en bas pour les données corrélées. Les courbes bleues représentent les données projetées et les pointillés rouges correspondent aux positions des sources aux pixels 60, 120 et 175. 180

C.4 Projection des trois sources sur l'axe Z du détecteur pour un bruit de 2000 coups. En haut pour les données brutes, en bas pour les données corrélées. Les courbes bleues représentent les données projetées et les pointillés rouges correspondent aux positions des sources aux pixels 60, 120 et 175. 182

D.1 Courbes cumulatives de sursauts gamma détectés par XRT simulées dans MXT (échantillon de 895 sursauts de la base de données de XRT entre 2004 et fin 2017), exprimées en pourcentage et analysées pour les méthodes de localisation du M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien appliqués à la source corrélée et la source lissée en une dimension pour une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0, supérieure à 0,5, et supérieure à 0,9, et un temps d'intégration total de 5 min et de 10 min. 184

D.2 Courbes cumulatives de sursauts gamma détectés par XRT simulées dans MXT (échantillon de 895 sursauts de la base de données de XRT entre 2004 et fin 2017), exprimées en pourcentage et analysées pour les méthodes de localisation du M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien appliqués à la source brute et la source lissée en deux dimensions pour une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0, supérieure à 0,5, et supérieure à 0,9, et un temps d'intégration total de 5 min et de 10 min. 185

E.1 Histogramme de la distribution des distances entre la position réelle et la position localisée de la rémanence pour la méthode M1DB appliquée aux données lissées en 2D et pour un échantillon de 1000 simulations. 187

E.2 Part de localisations effectuées avec une erreur inférieure à 120" en fonction du nombre de coups provenant de la source pour une intégration de 10 min pour les algorithmes de localisation appliquées aux données lissées en deux dimensions. L'histogramme représente le nombre de rémanences de la base de données XRT pondéré par la probabilité de détection par ECLAIRs. . . 192

Liste des tableaux

3.1 Comparaison des caractéristiques des instruments XRT et MXT. 52

4.1 Pourcentage des photons subissant un empilement en fonction des différentes PSF de l'instrument MXT et pour des sources d'intensités différentes. 66

5.1 Comparaison des valeurs moyennes R_{90} et des barres d'erreur associées pour les données corrélées, brutes et lissées dans le cas d'un bruit de 600 coups et de sources de 100 et de 4000 coups. L'absence de valeur dans le tableau correspond à une non détection de la source. 89

5.2 Temps de calcul nécessaire au calcul de 1000 localisations dans le cas des données brutes, corrélées et lissées avec application de l'algorithme M1DB. 92

5.3 Nombre de coups minimal nécessaire afin d'obtenir une localisation (R_{90}) avec une précision de 60, 120, 180 et 200 secondes d'arc pour chaque algorithme et pré-traitement associé avec un niveau de bruit de 30 et de 600 coups. 93

6.1 Nombre et proportions de sursauts gamma de la base de données Swift/BAT en fonction de la probabilité de détection d'ECLAIRs. 106

6.2 Fraction de rémanences de la base de données Swift/XRT localisées par MXT avec une précision meilleure que 120" pour une intégration de 5 min. Les valeurs sont présentées en fonction de la probabilité de détection de l'instrument ECLAIRs pour les algorithmes de localisation et les traitements d'image considérés. 110

6.3 Fraction de rémanences de la base de données Swift/XRT localisées par MXT avec une précision meilleure que 120" pour une intégration de 10 min. Les valeurs sont présentées en fonction de la probabilité de détection de l'instrument ECLAIRs pour les algorithmes de localisation et les traitements d'image considérés. 111

6.4 Fraction de rémanences de la base de données Swift/XRT localisées par MXT avec une précision meilleure que 120" pour des intégrations de 5 min et de 10 min. Les valeurs présentées sont pondérées par la probabilité de détection de l'instrument ECLAIRs pour les algorithmes de localisation et le traitements d'image considérés. 111

7.1 Résultats de localisation pour la méthode du temps fixe (200 et 300s) et la méthode des fenêtres glissantes appliquées au sursaut gamma GRB 160607A. Le paramètre D est de 14,5 pixels et N de 20 valeurs consécutives. Les "–" représentent les cas de non convergence de la méthode. 126

7.2 Méthode des fenêtres glissantes et du temps fixe appliquées à la rémanence du sursaut gamma GRB 120305A afin de déterminer le temps de stabilisation ainsi que la précision de localisation en utilisant l'algorithme M1DB. Le paramètre d'oscillation est de 14,5 pixels et le N de 20 valeurs consécutives. Les "–" représentent les cas de non convergence de la méthode. 127
7.3 Temps de stabilisation pour la méthode basée sur l'attitude du satellite dans le cas idéal sans bruit puis avec ajout de bruit d'amplitude ±15" et ±30". 128

8.1 Nombre de coups maximal observé dans une tuile de 500 s pour des temps de début d'observation de 4h, 6h et 12h et la précision de localisation en R_{90} associée pour le GRB 070724A. 135

E.1 Résultats des tests de Kolmogorov - Smirnov, Fisher et Student pour les différentes combinaisons algorithmes-traitements d'image et une intégration de 10 min. 190

Bibliographie

Aasi, J., Abadie, J., Abbott, B., et al. 2016, Living Reviews in Relativity, 19

Abadie, J., Abbott, B., Abbott, R., et al. 2010, Classical and Quantum Gravity, 27, 173001

Abbott, B., Abbott, R., Abbott, T., et al. 2016a, Physical Review Letters, 116, 241103

—. 2017a, The Astrophysical Journal Letters, 848, L13

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T., et al. 2016b, Physical review letters, 116, 061102

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, Living Reviews in Relativity, 19

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T., et al. 2017b, Physical Review Letters, 119, 161101

Ai, S., Gao, H., Dai, Z.-G., et al. 2018, arXiv preprint arXiv :1802.00571

Anders, E., & Ebihara, M. 1982, Geochimica et Cosmochimica Acta, 46, 2363

Angel, J. 1979, in Space Optics Imaging X-Ray Optics Workshop, Vol. 184, International Society for Optics and Photonics, 84–86

Antier-Farfar, S. 2016, PhD thesis, Université Paris-Saclay

Antonelli, L. A., D'Avanzo, P., Perna, R., et al. 2009, Astronomy & Astrophysics, 507, L45

Arnaud, K. 1996, in Astronomical Data Analysis Software and Systems V, Vol. 101, 17

Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, The Astrophysical Journal, 413, 281

Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., et al. 2005, Space Science Reviews, 120, 143

Berger, E. 2014, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 52, 43

Berger, E., Cenko, S., Fox, D. B., & Cucchiara, A. 2009, The Astrophysical Journal, 704, 877

Beskin, G., Karpov, S., Bondar, S., et al. 2010, The Astrophysical Journal Letters, 719, L10

Bloom, J., Perley, D., Li, W., et al. 2009, The Astrophysical Journal, 691, 723

Boella, G., Butler, R., Perola, G., et al. 1997, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 122, 299

Briggs, M., Band, D., Kippen, R., et al. 1999, The Astrophysical Journal, 524, 82

Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, Space science reviews, 120, 165

Chary, R., Petitjean, P., Robertson, B., Trenti, M., & Vangioni, E. 2016, Space Science Reviews, 202, 181

Cordier, B., Götz, D., & Motch, C. 2018, arXiv preprint arXiv :1802.01681

Cornish, N. J., & Littenberg, T. B. 2015, Classical and Quantum Gravity, 32, 135012

Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, Nature, 387, 783

Cucchiara, A., Cenko, S., Bloom, J., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 743, 154

Dado, S., Dar, A., & De Rújula, A. 2009, The Astrophysical Journal, 696, 994

D'Avanzo, P., Salvaterra, R., Sbarufatti, B., et al. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 425, 506

Duncan, R. C., & Thompson, C. 1992, The Astrophysical Journal, 392, L9

Evans, P., Beardmore, A., Page, K., et al. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 397, 1177

Ferrando, P., Arnaud, M., Briel, U., et al. 2009in , AIP, 3–8

Fishman, G., Meegan, C., Wilson, R., Paciesas, W., & Pendleton, G. 1992, in NASA Conference Publication, Vol. 3137

Fong, W., Berger, E., Blanchard, P., et al. 2017, The Astrophysical Journal Letters, 848, L23

Forman, W., Jones, C., Cominsky, L., et al. 1978, The Astrophysical Journal Supplement Series, 38, 357

Frontera, F., Guidorzi, C., Montanari, E., et al. 2008, The Astrophysical Journal Supplement Series, 180, 192

Galama, T., Groot, P. J., van Paradijs, J., et al. 1997, Nature, 387, 479

Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, The Astrophysical Journal, 611, 1005

Gehrels, N., Barthelmy, S., Burrows, D., et al. 2008, The Astrophysical Journal, 689, 1161

Gendre, B., Atteia, J.-L., Boër, M., et al. 2012, The Astrophysical Journal, 748, 59

Godet, O., Nasser, G., Cordier, B., et al. 2014, in Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray, Vol. 9144, International Society for Optics and Photonics, 914424

Goldstein, A., Preece, R. D., Mallozzi, R. S., et al. 2013, The Astrophysical Journal Supplement Series, 208, 21

Gompertz, B., O'Brien, P., Wynn, G., & Rowlinson, A. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 431, 1745

Götz, D., Osborne, J., Cordier, B., et al. 2014, in Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray, Vol. 9144, International Society for Optics and Photonics, 914423

Götz, D., Meuris, A., Pinsard, F., et al. 2016, in Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Ultraviolet to Gamma Ray, Vol. 9905, International Society for Optics and Photonics, 99054L

Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 770, 103

Harten, R., Grosbol, P., Greisen, E., & Wells, D. 1988, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 73, 365

Irving, T. H., Peele, A. G., & Nugent, K. A. 2003, Applied optics, 42, 2422

Kirsch, M. G., Briel, U., Burrows, D., et al. 2005, in UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIV, Vol. 5898, International Society for Optics and Photonics, 589803

Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, The Astrophysical Journal, 182, L85

Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, The Astrophysical Journal, 413, L101

Kumar, P., & Zhang, B. 2014, arXiv preprint arXiv :1410.0679

Land, M. F. 1978, Scientific American, 239, 126

Lasky, P. D., Haskell, B., Ravi, V., Howell, E. J., & Coward, D. M. 2014, Physical Review D, 89, 047302

Li, L.-X., & Paczyński, B. 1998, The Astrophysical Journal Letters, 507, L59

Meegan, C., Fishman, G., Wilson, R., et al. 1992, Nature, 355, 143

Meidinger, N., Andritschke, R., Hälker, O., et al. 2006, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 568, 141

Mészáros, P., Rees, M. J., & Wijers, R. 1999, New Astronomy, 4, 303

Metzger, B. D., & Piro, A. L. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 439, 3916

Moretti, A., Pagani, C., Cusumano, G., et al. 2009, Astronomy & Astrophysics, 493, 501

Mroué, A. H., Scheel, M. A., Szilágyi, B., et al. 2013, Physical Review Letters, 111, 241104

Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, The Astrophysical Journal Supplement Series, 122, 465

Pe'er, A. 2015, Advances in Astronomy, 2015

Perna, R., & Belczynski, K. 2002, The Astrophysical Journal, 570, 252

Piran, T. 1999, Physics Reports, 314, 575

Piran, T., Narayan, R., et al. 1998, The Astrophysical Journal Letters, 497, L17

Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, The Astrophysical Journal Supplement Series, 126, 19

Racusin, J., Karpov, S., Sokolowski, M., et al. 2008, Nature, 455, 183

Romano, P., Cusumano, G., Campana, S., et al. 2005, in UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIV, Vol. 5898, International Society for Optics and Photonics, 589819

Savchenko, V., Ferrigno, C., Kuulkers, E., et al. 2017, The Astrophysical Journal Letters, 848, L15

Schanne, S., Cordier, B., Gotz, D., et al. 2007, arXiv preprint arXiv :0711.3754

Siegel, D. M., & Ciolfi, R. 2016a, The Astrophysical Journal, 819, 14

—. 2016b, The Astrophysical Journal, 819, 15

Singer, L. P., Price, L. R., Farr, B., et al. 2014, The Astrophysical Journal, 795, 105

Stratta, G., Barthelmy, S., Baumgartner, W., et al. 2012, GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 13004,# 1 (2012), 13004

Sun, H., Zhang, B., & Gao, H. 2017, The Astrophysical Journal, 835, 7

Tagliaferri, G., Basso, S., Borghi, G., et al. 2009in , AIP, 35–40

Tagliaferri, G., Ferrando, P., Le Duigou, J.-M., et al. 2017, in International Conference on Space Optics—ICSO 2008, Vol. 10566, International Society for Optics and Photonics, 105660Y

Tanvir, N., Levan, A., González-Fernández, C., et al. 2017, The Astrophysical Journal Letters, 848, L27

Troja, E., Piro, L., Van Eerten, H., et al. 2017, Nature, 551, 71

Troja, E., Piro, L., Ryan, G., et al. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters, 478, L18

Ukwatta, T., Beardmore, A., Evans, P., et al. 2016, GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 19502,# 1 (2016), 9502

Van Paradijs, J., Groot, P., Galama, T., et al. 1997, Nature, 386, 686

Vedrenne, G., & Atteia, J.-L. 2009, Gamma-ray bursts : The brightest explosions in the universe (Springer Science & Business Media)

Voges, W., Aschenbach, B., Boller, T., et al. 1999, arXiv preprint astro-ph/9909315

Vogt, K. 1975, Zeitschrift für Naturforschung C, 30, 691

Wei, J., Cordier, B., Antier, S., et al. 2016, arXiv preprint arXiv :1610.06892

Willingale, R., Pearson, J., Martindale, A., et al. 2016, in Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Ultraviolet to Gamma Ray, Vol. 9905, International Society for Optics and Photonics, 99051Y

Wolter, H. 1975, Mirror systems with grazing incidence as image-forming optics for X-rays Transl. into ENGLISH from Ann. Phys.(Leipzig), ser. 6, v. 10, 1952 p 94-114

Woosley, S. 1993, The Astrophysical Journal, 405, 273

Zhang, B. 2013, The Astrophysical Journal Letters, 763, L22

Zhang, B., Fan, Y. Z., Dyks, J., et al. 2006, The Astrophysical Journal, 642, 354

Zheng, W., Shen, R., Sakamoto, T., et al. 2012, The Astrophysical Journal, 751, 90

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Pixels morts

Des défauts de fabrication des matrices des détecteurs ne sont pas exclus et des dégradations peuvent survenir durant le vol, telles que celles produites par l'impact de micro-météorites par exemple. Une évaluation supplémentaire à effectuer sur les performances du détecteur est l'impact des pixels inactifs dits "pixels morts". Dans cette étude, j'évalue la dégradation des performances des algorithmes de localisation en fonction du nombre de pixels ne fonctionnant plus sur le détecteur. En particulier, est-il possible de continuer les analyses sur la localisation si des pixels morts sont situés au centre du détecteur ?

Pour se donner un élément de comparaison, la figure A.1 représente le détecteur de l'instrument XRT. Les pixels de couleurs correspondent aux pixels morts sur le détecteur à l'heure actuelle soit, après 14 ans de mission. Il y a environ 9600 pixels morts provenant de colonnes mortes et 2000 pixels morts indépendants. Le détecteur comprend 600 $\times$ 600 pixels. Le rapport des pixels morts sur le total des pixels du détecteur est donc de 3,2%.

Pour effectuer cette analyse sur l'instrument, je me suis basée sur la PSF caractéristique du télescope MXT pour une distance focale de 1 m et dans le cas mesuré (voir chapitre 3). Elle a été produite par la méthode de ray-tracing, par l'Université de Leicester, basée sur les premiers MPOs produits par le groupe Photonis.

Je cherche à évaluer l'erreur sur la précision de localisation en fonction du pourcentage de pixels morts sur le détecteur de MXT. Pour cela, j'ai utilisé la méthode de localisation M1DB appliquée aux données brutes de la source analysée. Méthode étant un compromis entre temps de calcul et précision sur la localisation (voir section 5.2.3.2). Pour chaque nombre de coups de source, j'ai effectué 1000 simulations dont le centre de la source modélisée est compris dans le champ de vue efficace de MXT (présenté dans la section 5.1). J'ai ensuite effectué mes simulations pour 5%, 10% et 15% de pixels morts répartis aléatoirement dans la région centrale de la PSF représentée sur le détecteur.

La figure A.2 représente la précision de localisation, en termes de rayon à 90% R_{90}, en fonction du nombre de coups de la source incidente pour un pourcentage de pixels morts donné. La variable R_{90} est définie comme correspondant au rayon dans lequel 90% des distances, entre la position réelle de la source et celles trouvées numériquement, sont contenues. Cette variable correspond donc à l'erreur sur la localisation de la source observée.

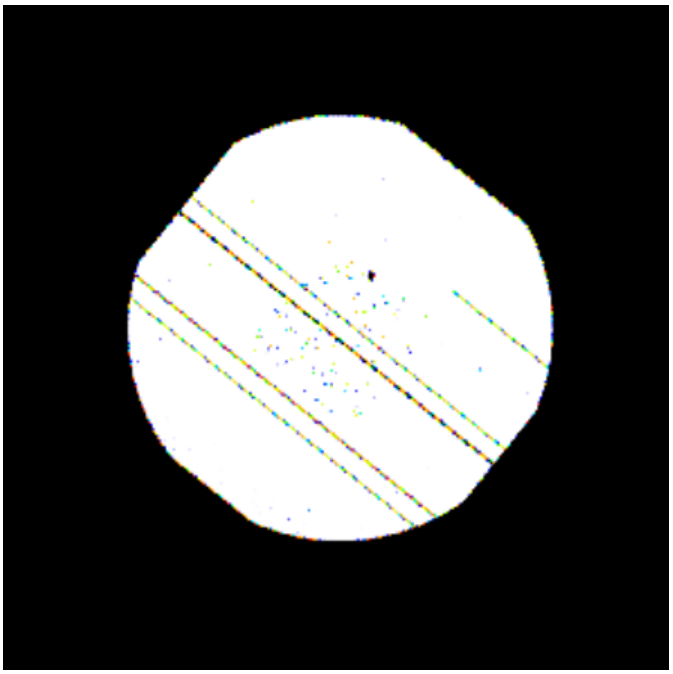


FIGURE A.1 – Représentation des pixels morts sur le détecteur de Swift / XRT. Les pixels en couleurs correspondent aux pixels morts sur le détecteur à l'heure actuelle soit, après 14 ans de mission. (https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/caldb/data/swift/xrt/index.html)

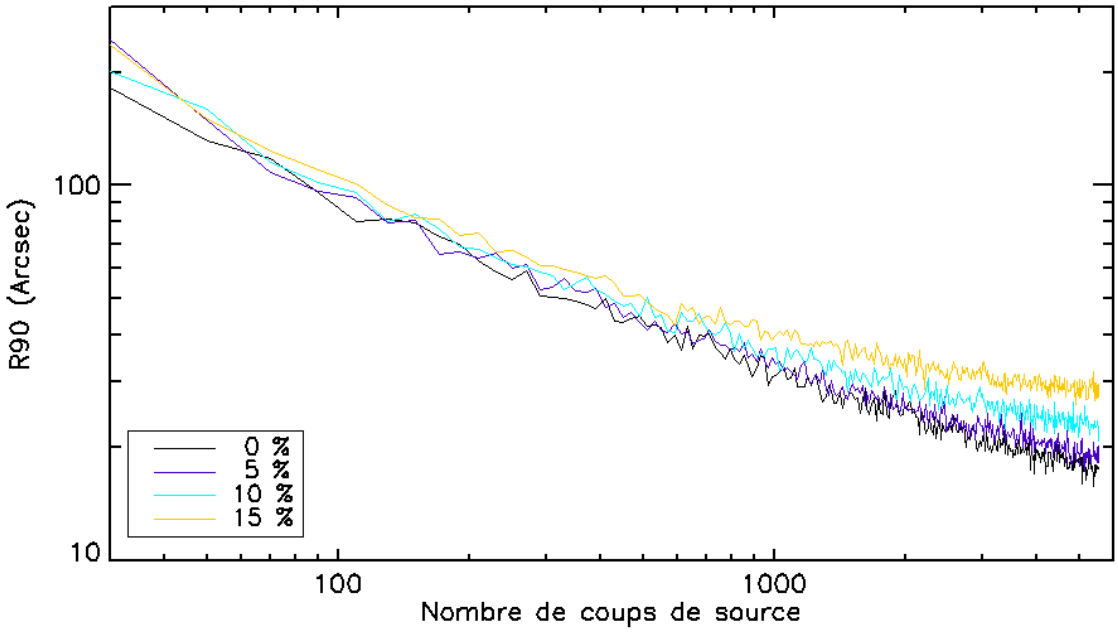


FIGURE A.2 – Précision de localisation en fonction du nombre de pixels morts au centre de la PSF. En noir : modèle idéal, en bleu foncé : 5% de pixels morts, en bleu clair : 10% de pixels morts et en jaune : 15% de pixels morts.

Le modèle idéal, correspondant à un pourcentage de 0% de pixels morts, donne un résultat de 18” à haut flux soit, pour 5500 coups. À bas flux, le nombre de pixels morts au centre du détecteur n’a que peu d’influence. Comme nous pouvons le constater graphiquement, l’erreur sur la localisation est autour de la centaine de secondes d’arc. Une variation de quelques secondes d’arc n’a que peu d’influence à ce niveau, où la forme de la PSF ne sera pas bien définie compte-tenu du faible nombre de coups incidents. En revanche, à haut flux, l’influence des pixels morts devient de plus en plus visible puisque l’erreur de localisation devient de l’ordre de 30” pour 15% de pixels morts au centre de la PSF pour 5500 coups contre 18” dans le cas idéal. Néanmoins, cette erreur reste acceptable et, par ailleurs, 15% de pixels morts est un cas extrême qui ne devrait pas se produire ou, si ce cas se produit, ce sera à la fin de la vie de la mission. L’étude effectuée sur un pourcentage de pixels morts choisis au centre de la PSF nous montre que cet effet ne représentera pas une gêne pour les objectifs scientifiques au cours de la mission. (D’après les spécification de la mission la précision de localisation doit être meilleure que 120” en 10 min d’observation).

En se basant sur une évolution de type Swift/XRT, l’étude que j’ai effectuée sur la figure A.2 pour 15 % de pixels morts est une valeur très pessimiste et le nombre de pixels morts à la fin de la mission SVOM (3 ans + 2 ans) sera inférieur à 5 %.

Étudions maintenant ce que nous obtiendrions dans le cas où plusieurs colonnes seraient mortes au centre de la PSF. Ceci pourrait apparaître dans le cas d’impacts avec des micro-météorites par exemple.

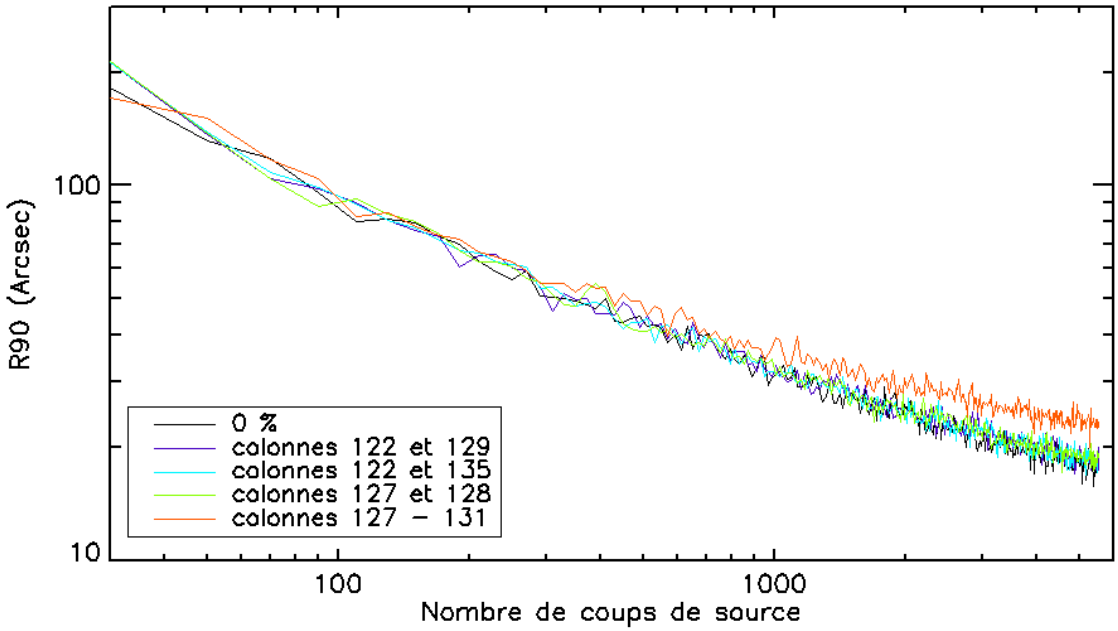


FIGURE A.3 – Précision de localisation en fonction des colonnes "mortes" au centre de la PSF.

J’ai choisi différentes configurations de colonnes éteintes autour du centre de la réponse de l’instrument face à une source dont un exemple est représenté sur la figure A.3. En éteignant deux colonnes aléatoirement au centre telles que les colonnes 122 et 129 ou 122 et 135, cela n’a que peu d’influence comparé au cas idéal et une précision de

localisation de 18” est de nouveau obtenue pour une nombre de coups élevé (5500 coups). En revanche, lorsque deux colonnes consécutives sont mortes sur le détecteur, telles que les colonnes 127 et 128, ceci commence à avoir une légère influence sur la localisation. Finalement si 5 colonnes consécutives sont éteintes, ce qui est représenté par les colonnes allant de 127 à 131, l’effet sur la précision de localisation est tout à fait visible mais n’est que de quelques secondes d’arc (22” pour 5500 coups). Ainsi, la PSF de MXT étant large, cet effet a tendance à réduire l’influence de la quantité de pixels morts.

Annexe B

Algorithmes de localisation : comparaisons des traitements d'image préalables pour différents niveaux de bruits de fond

Dans cette annexe, j'ai regroupé les résultats sous forme de graphiques qui servent de support à la discussion du choix du meilleur algorithme de localisation du chapitre 5. Nous y trouverons, les résultats présentés pour une méthode de localisation donnée en fonction des différents traitements d'image ainsi que des niveaux de bruits. Ces graphes s'ajoutent à la section 5.3.2.

B.1 Traitement d'image vs données brutes pour une méthode de localisation donnée

Les figures B.1, B.2 et B.3 représentent la précision de localisation en termes de R_{90} en fonction du nombre de coups incident de la source pour un nombre de coups de source variant entre 10 et 5000 coups et un bruit variant entre 100 et 5000 coups. Pour chaque algorithme, la comparaison est effectuée pour les données brutes et les données traitées par lissage et corrélation.

Nous constatons que quel que soit le niveau de bruit ou l'algorithme de localisation utilisé, un pré-traitement par corrélation ou par lissage reste un réel avantage, comparé à l'application des algorithmes aux données brutes seules.

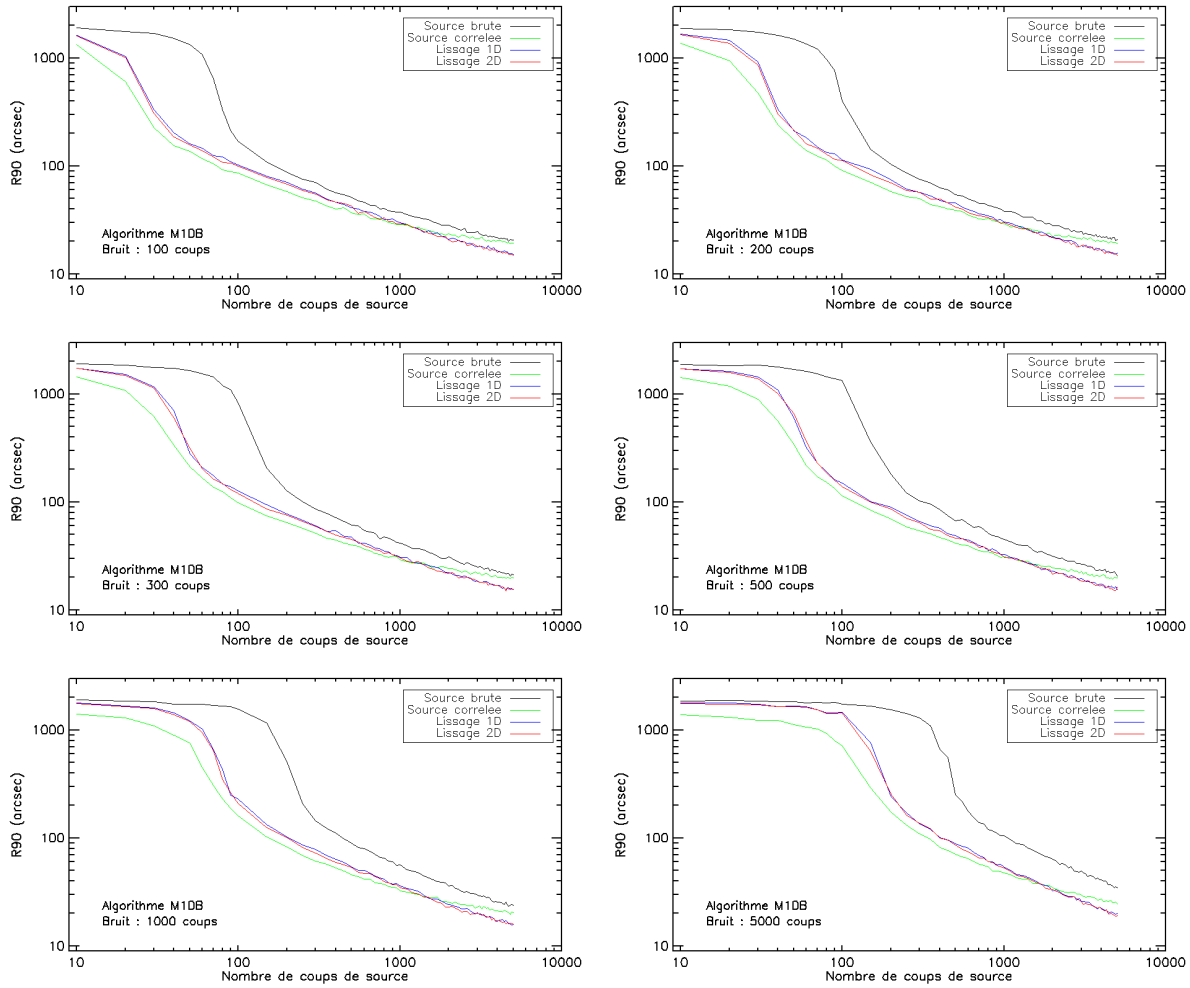


FIGURE B.1 – Précision de localisation en termes de R_{90} en fonction du nombre de coups incident de la source variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 100, 200, 300, 500, 1000 et 5000 coups. La localisation est réalisée avec la méthode M1DB pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge).

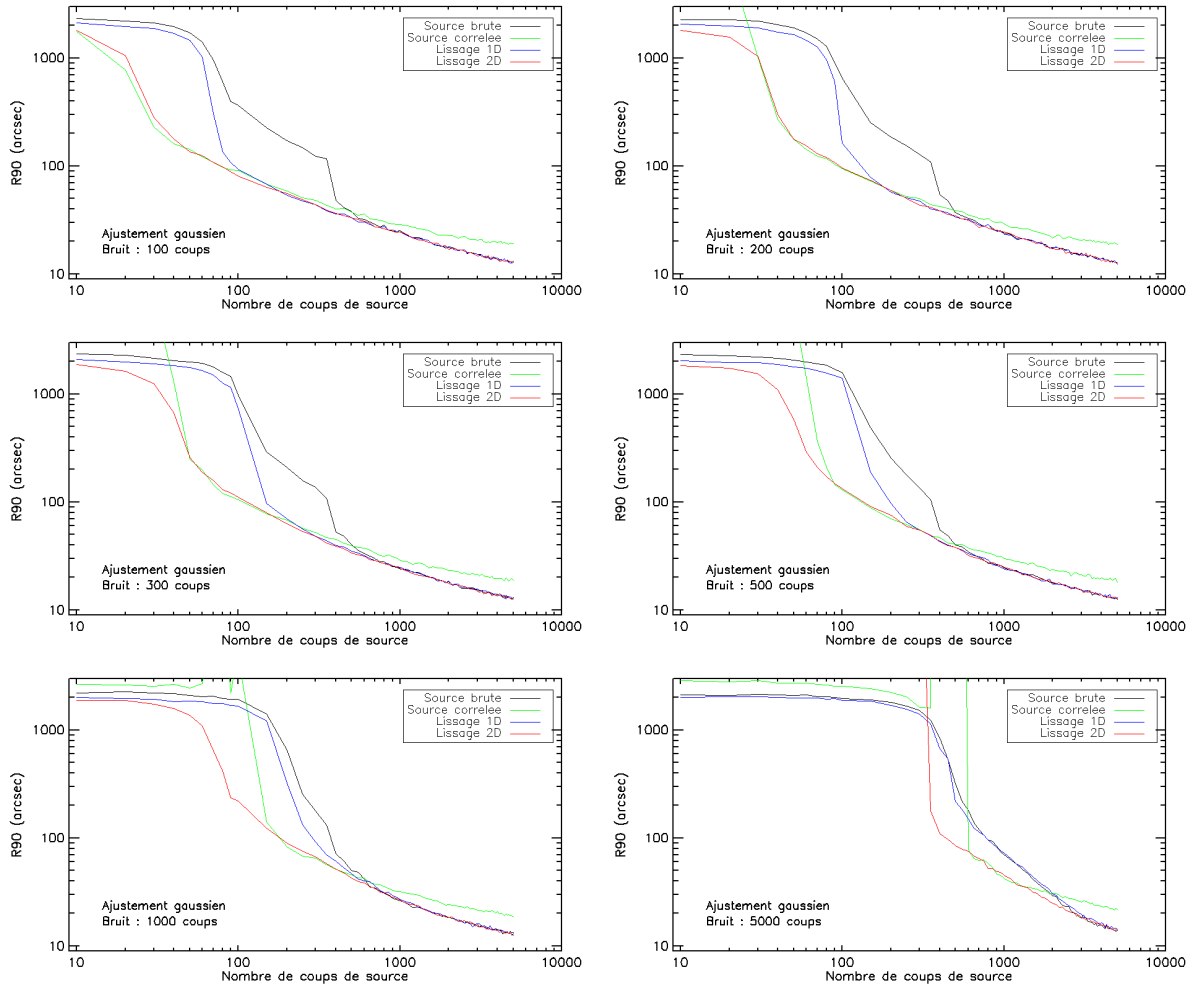


FIGURE B.2 – Précision de localisation en termes de R_{90} en fonction du nombre de coups incident de la source variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 100, 200, 300, 500, 1000 et 5000 coups. La localisation est réalisée avec la méthode de l'ajustement gaussien pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge).

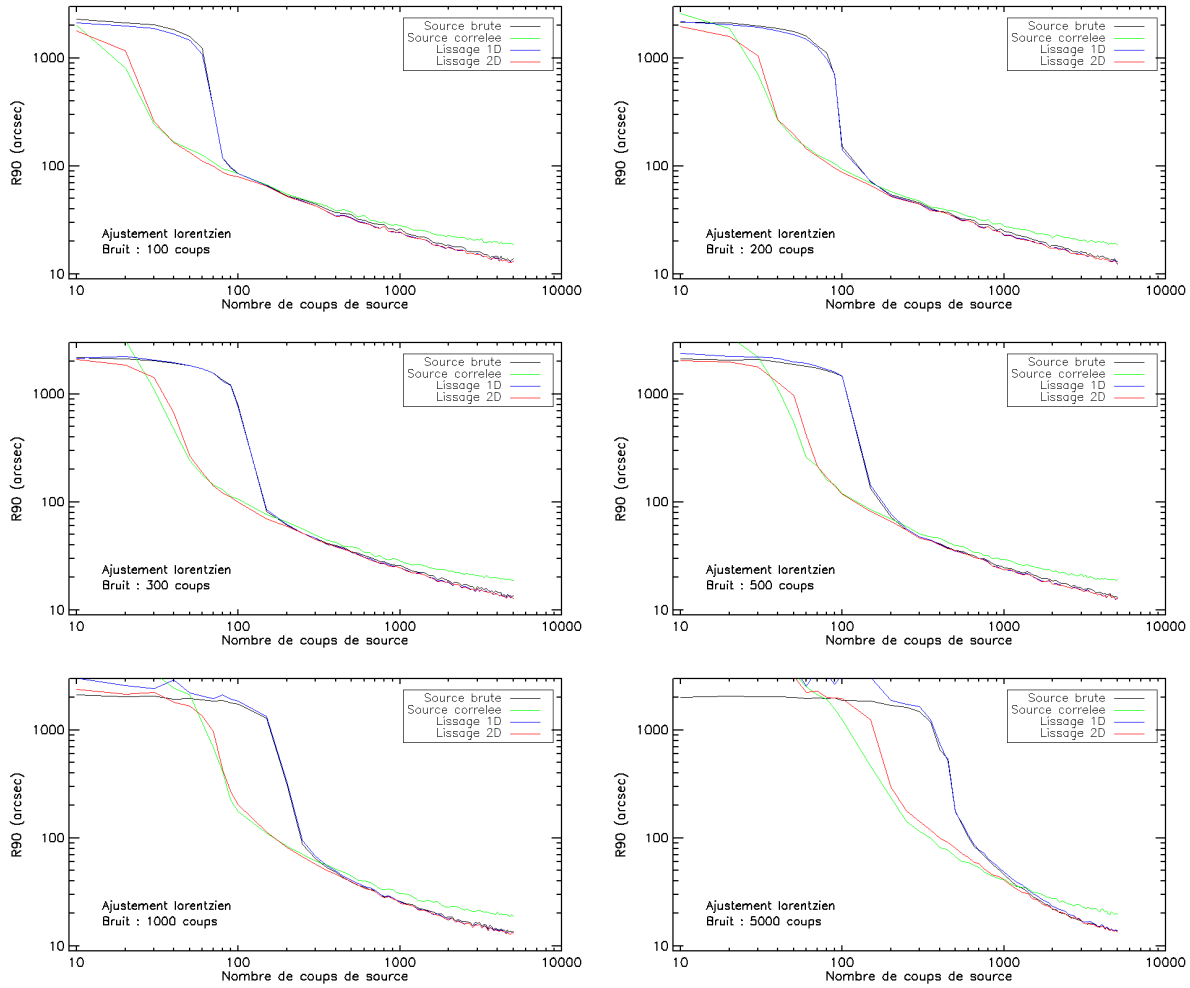


FIGURE B.3 – Précision de localisation en termes de R_{90} en fonction du nombre de coups incident de la source variant entre 10 et 5000 coups et un bruit de 100, 200, 300, 500, 1000 et 5000 coups. La localisation est réalisée avec la méthode de l'ajustement de Lorentz pour la source brute (noir), la source corrélée avec la PSF (vert), la source lissée en une dimension (bleu) et la source lissée en deux dimensions (rouge).

Annexe C

Application de l'imagerie par corrélation dans le cas de plusieurs sources dans le champ de vue de MXT

Un autre intérêt de la corrélation apparaît lorsqu'il y a plusieurs sources dans le champ de vue de l'instrument MXT. En fait, quand l'instrument ECLAIRs détecte un sursaut gamma et que le satellite se réoriente pour que le sursaut entre dans le champ de vue de MXT, il est possible que ce champ de vue contienne plusieurs sources X. La contrepartie du sursaut gamma détectée par ECLAIRs pourrait être moins brillante que d'autres sources dans le champ de vue (notamment en cas de dépointage retardé). De façon similaire, par exemple, lors d'une observation qui vise la recherche de contreparties d'une alerte d'onde gravitationnelle, le satellite SVOM ne pourra être sur cible que plusieurs heures après la détection (voir chapitre 8), et la contrepartie pourrait avoir un flux plus faible que les autres sources du champ de vue.

Dans un premier exemple, j'ai positionné trois sources dans le champ de vue de MXT, représentées sur la figure C.1. Trois sources dans le champ de vue de l'instrument MXT peuvent être considérées comme un cas maximal, dans le domaine des rayons X mous pour la sensibilité de MXT. En effet, d'après les Log N-Log S (correspondant à la relation intégrale entre un nombre de sources (N) et un flux donné (S)) publiées avec le catalogue de sources brillantes de ROSAT (Voges et al. 1999), qui a opéré dans une bande d'énergie comparable à MXT [1] et qui avait une sensibilité similaire, on peut s'attendre en moyenne à au plus un noyau de galaxie actif (AGN) et un amas de galaxies ainsi qu'à une étoile visible en X par degré carré, pour un temps de pose de 600 s (correspondant à une sensibilité limite de MXT de $\sim 2\times10^{-11}$ erg cm^{-2} s^{-1} (Götz et al. 2014)). Sur la figure C.1, les images de gauche correspondent aux données brutes simulées et les images de droite correspondent aux données corrélées avec la PSF de MXT. Les sources sont représentées pour un bruit faible de 50 coups et un bruit plus élevé de 2000 coups. Visuellement, nous pouvons constater que, dans les deux cas, la méthode de la corrélation permet de bien discerner les trois sources, même si elles sont plus étalées dans le cas du bruit élevé. En

1. 0.1–2.4 keV pour le PSPC à bord de ROSAT, 0.3–10 keV pour MXT, mais avec une surface efficace très petite au delà de 2 keV, voir chapitre 3

revanche, pour les données brutes, la source la plus faible n'est pas évidente à retrouver dans le cas d'un bruit élevé.

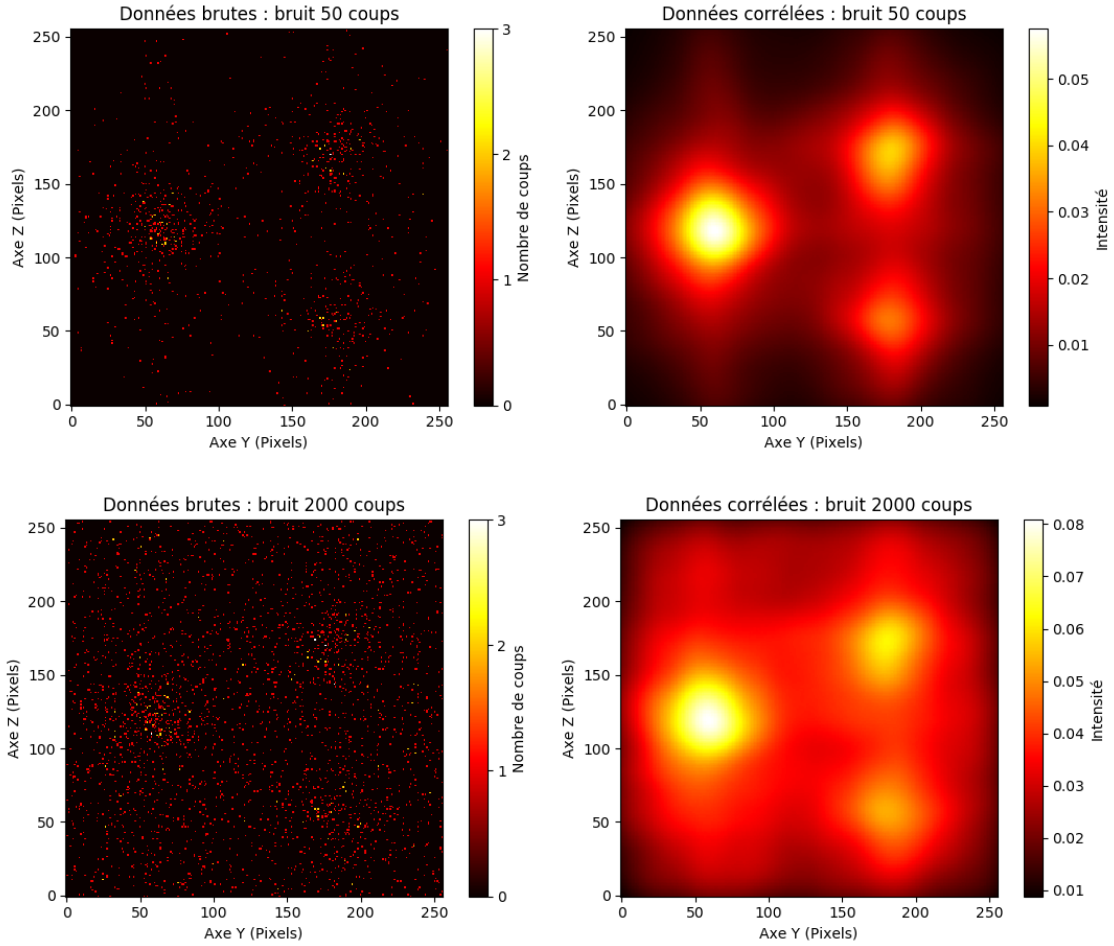


FIGURE C.1 – Simulation des observations de MXT dans le cas de 3 sources X d'intensités différentes dans son champ de vue. À gauche sont représentées les données brutes, à droite les données corrélées, en haut les données pour un bruit de fond de 50 coups et en bas les données pour un bruit de fond de 2000 coups. Les sources contiennent 500, 350 et 250 coups.

Projections en une dimension

Afin d'avoir une vision en une dimension, nous pouvons projeter les données de la figure C.1 d'abord sur les deux axes. Les sources représentées ici contiennent 500, 350 et 250 coups pendant une intégration de l'image de 50 s, soit un bruit de 50 coups. Ceci correspond donc à des flux de 10, 7 et 5 coups par seconde (soit 45, 31 et 23 mCrab) par source sur tout le détecteur.

Sur la figure C.2, nous n'observons que deux pics alors qu'il y a trois sources. En effet, deux des sources sont alignées au niveau de l'axe Y du détecteur. Une seule projection en une dimension ne sera donc pas suffisante pour discerner les trois sources. En revanche, pour ce bruit faible, nous observons des pics bien distincts, correspondant aux différentes sources, que ce soit pour les données brutes ou les données corrélées.

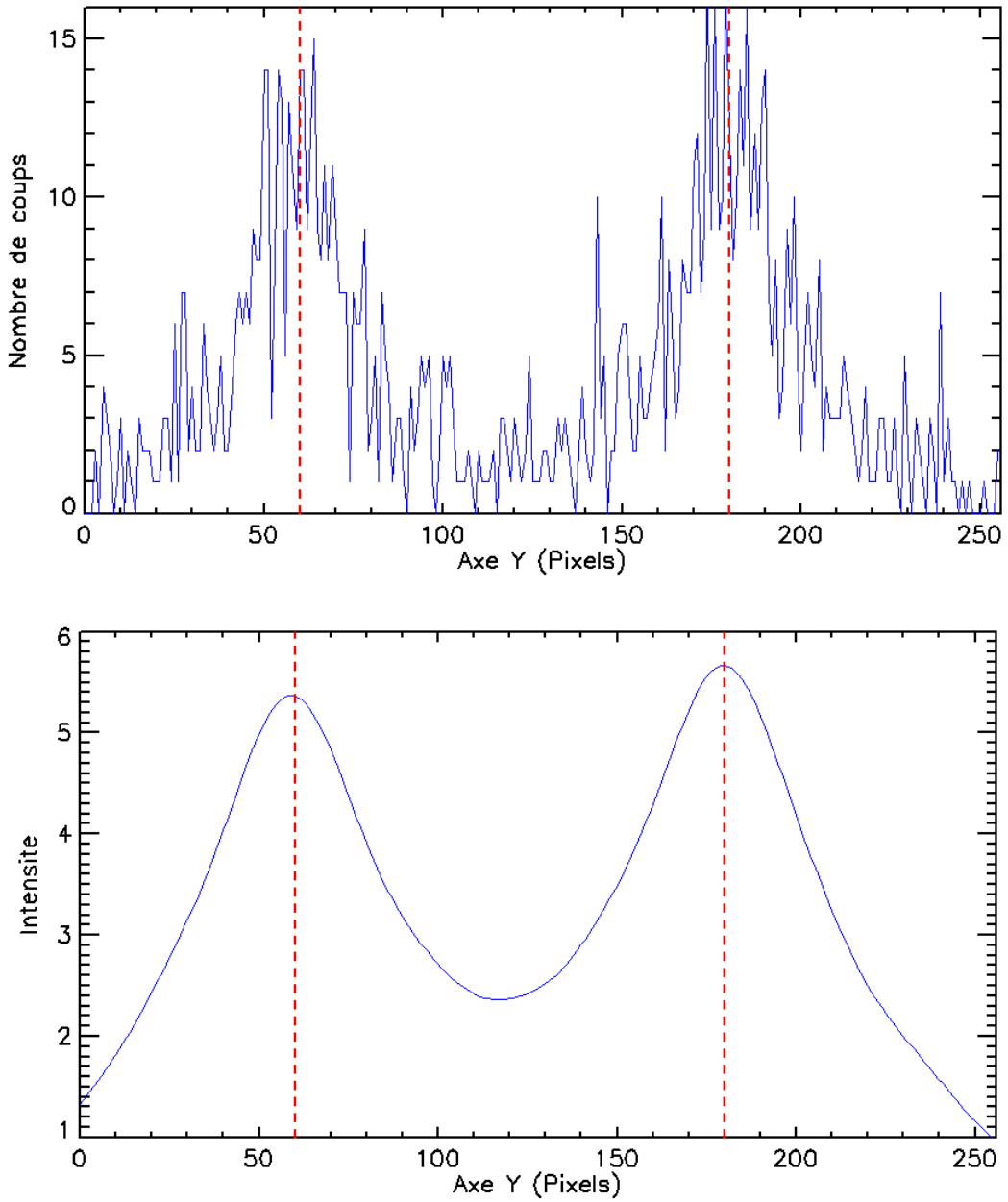


FIGURE C.2 – Projections des trois sources sur l'axe Y du détecteur pour un bruit de 50 coups. En haut pour les données brutes, en bas pour les données corrélées. Les courbes bleues représentent les données projetées et les pointillés rouges correspondent aux positions des sources aux pixels 60 et 180.

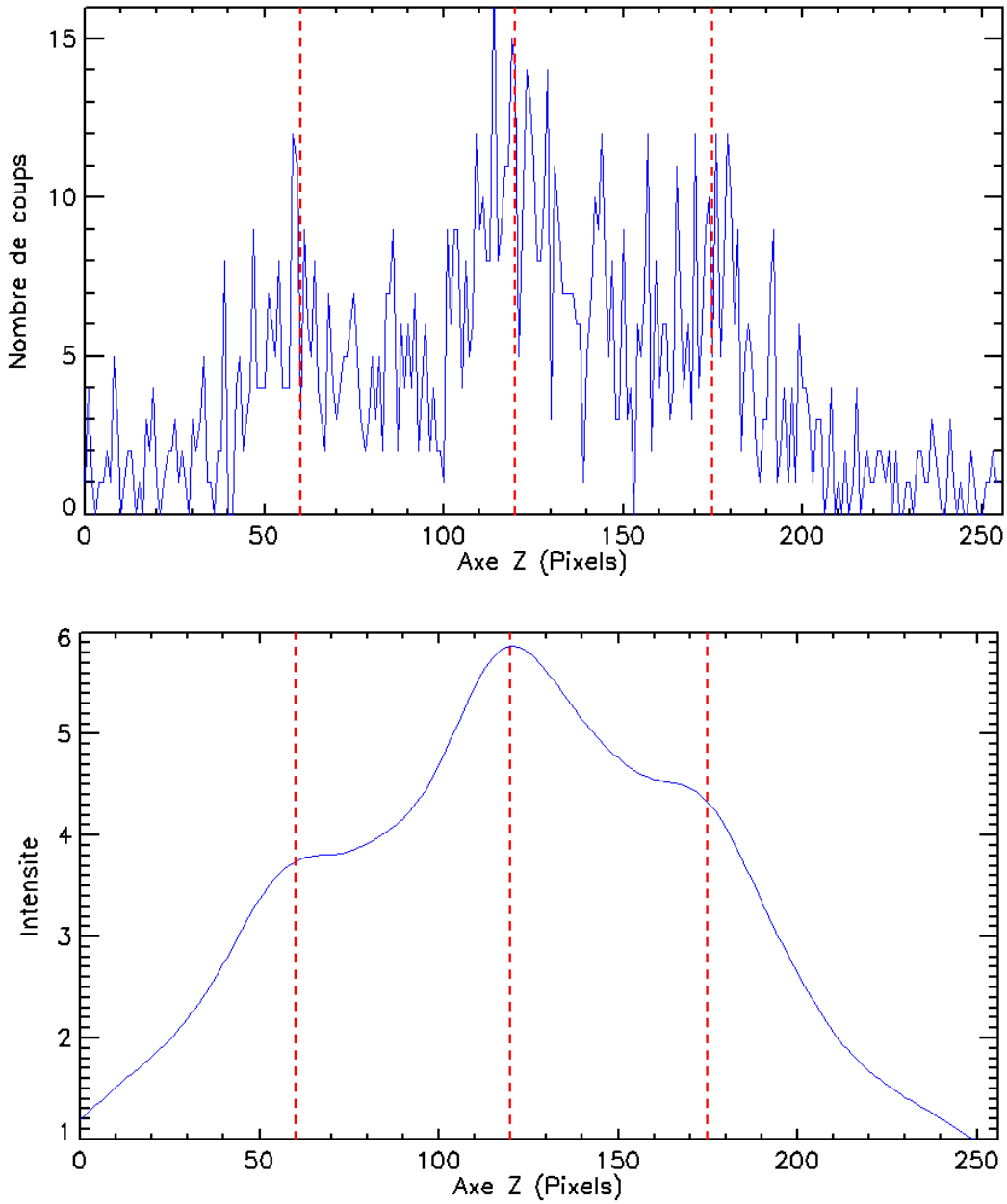


FIGURE C.3 – Projection des trois sources sur l'axe Z du détecteur pour un bruit de 50 coups. En haut pour les données brutes, en bas pour les données corrélées. Les courbes bleues représentent les données projetées et les pointillés rouges correspondent aux positions des sources aux pixels 60, 120 et 175.

En projetant cette fois les données sur l'axe Z du détecteur (figure C.3), nous observons bien les trois pics correspondant aux trois sources initiales.

Une possibilité pour l'analyse de sources multiples serait de procéder par soustraction itérative de modèles de PSF sur l'image et, le fait de traiter les images par corrélation, permet de mieux discerner les pics sur les projections d'image, comme montré sur la partie inférieure de la figure C.4. L'implémentation de cette méthode itérative n'a pas encore été effectuée et sera nécessaire surtout pour les traitements au sol.

Si je procède maintenant de la même manière avec le même nombre total de coups par source mais que j'intègre pendant 2000 s correspondant à un bruit de 2000 coups, nous obtenons respectivement 0,25, 0,175 et 0,125 coup par seconde (1 mCrab, 0,8 mCrab, 0,6 mCrab), par source, sur tout le détecteur. J'ai représenté la projection de ces valeurs sur la figure C.4. Nous remarquons cette fois qu'avec un bruit bien plus élevé, nous pouvons toujours, visuellement, discerner les différentes sources sur les données brutes mais les nombreux pics présents peuvent rendre l'erreur sur la localisation plus élevée. En revanche, après corrélation, les pics correspondant aux sources sont mieux définis, ce qui pourra permettre de réduire l'erreur faite par les algorithmes de localisation.

Le traitement d'image par corrélation peut être associé à mes algorithmes de localisation pour déterminer la position des sources. Les algorithmes que j'ai développés se concentrent sur une zone particulière du détecteur après recherche d'un premier maximum du signal, permettant alors de localiser la source la plus intense. Puis, en utilisant une méthode de soustraction itérative locale des sources identifiées, la recherche du maximum du signal permettra de localiser les autres zones d'intérêt dans lesquelles se situent les autres sources afin de les localiser à leur tour. Cette méthode sera donc utilisable dans le cas de sources multiples mais peut présenter des limitations, en particulier, dans le cas où plusieurs sources sont proches, dans la même fenêtre d'intérêt délimitée par mes algorithmes. Une étude particulière de cette méthode reste à effectuer afin d'en montrer la validité ainsi que d'en étudier les limitations.

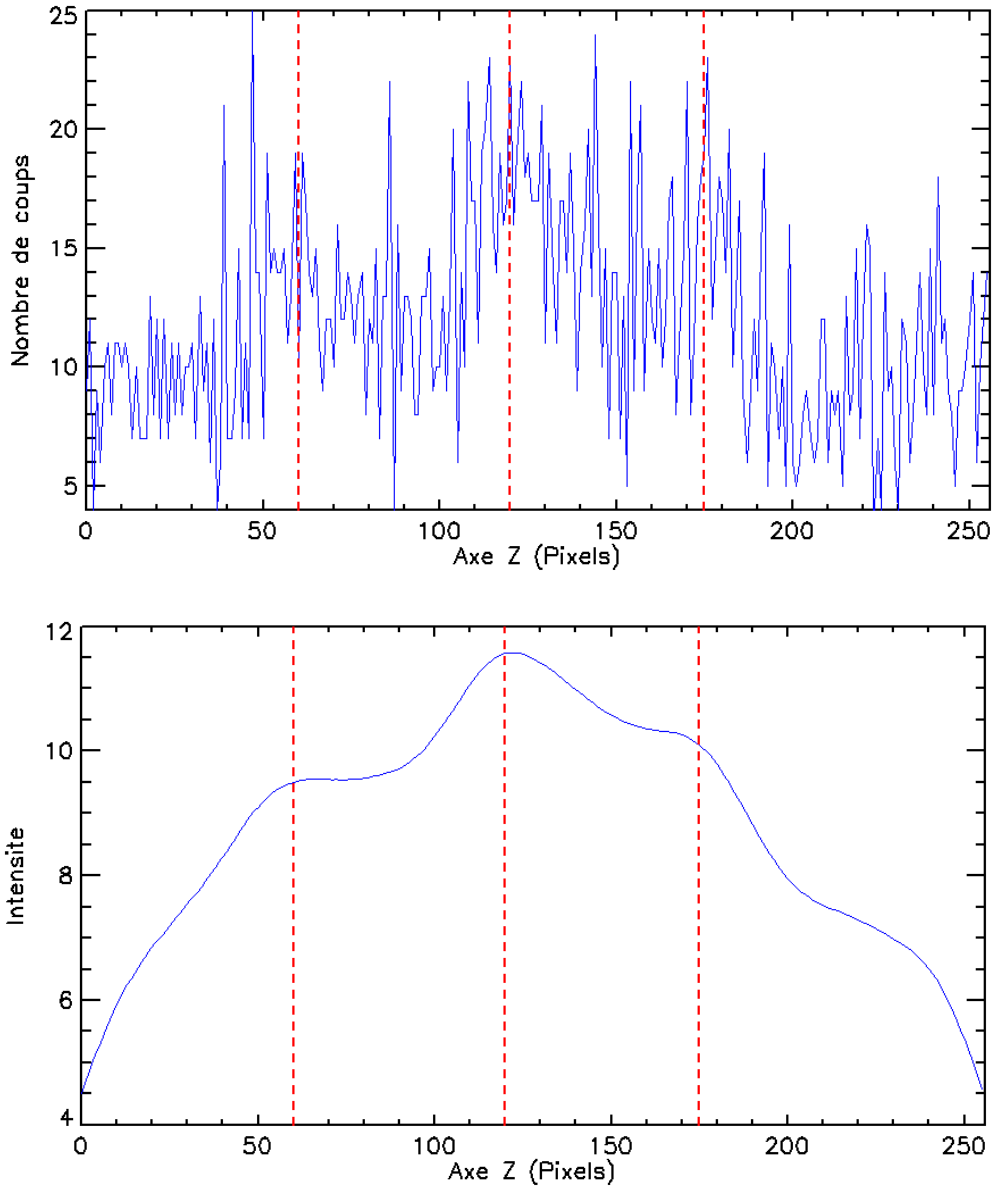


FIGURE C.4 – Projection des trois sources sur l'axe Z du détecteur pour un bruit de 2000 coups. En haut pour les données brutes, en bas pour les données corrélées. Les courbes bleues représentent les données projetées et les pointillés rouges correspondent aux positions des sources aux pixels 60, 120 et 175.

Annexe D

Algorithmes de localisation : application à la base de données Swift/XRT

Dans cette annexe j'ai regroupé les analyses sous forme de graphiques qui servent de support à la discussion de l'analyse de la base de données Swift/XRT de la section 6.2.2 du chapitre 6 avec les différentes méthodes de localisation et traitements d'image.

Chaque figure représente les rémanences de sursauts gamma observées par Swift / XRT et simulées dans le cas de l'instrument MXT pour les algorithmes de localisation M1DB et les ajustements gaussien et lorentzien. Pour chacune des figures, j'ai comparé deux à deux l'influence des traitement des données pour les trois algorithmes de localisation. Les traitements des images comparés sont :

- La corrélation et le lissage en une dimension (voir figure D.1).
- Les données brutes et le lissage en deux dimensions (voir figure D.2).

Sur les courbes présentées en figure D.1, comparant les données corrélées et lissées en une dimension, nous pouvons constater que, pour une erreur sur la précision de 120", les algorithmes des ajustements gaussien et lorentzien appliqués à l'image corrélée permettent de détecter et de localiser 16% de rémanences de plus que dans le cas des images lissées en une dimension, pour une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0,5. La méthode M1DB est équivalente pour les deux traitements d'image (avec une différence de 3% de plus pour le traitement par corrélation).

Sur les graphiques présentés en figure D.2, comparant les données brutes et les données lissées en deux dimensions, nous pouvons constater que, pour une erreur sur la précision de 120", les algorithmes des ajustements gaussien et lorentzien appliqués à l'image lissée en deux dimensions permettent de détecter et de localiser plus de 16% de rémanences de plus que dans le cas des images brutes, pour une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0,5.

En appliquant les différentes combinaisons de pré-traitements d'image associés aux algorithmes de localisation à la base de données XRT pour différentes probabilité de

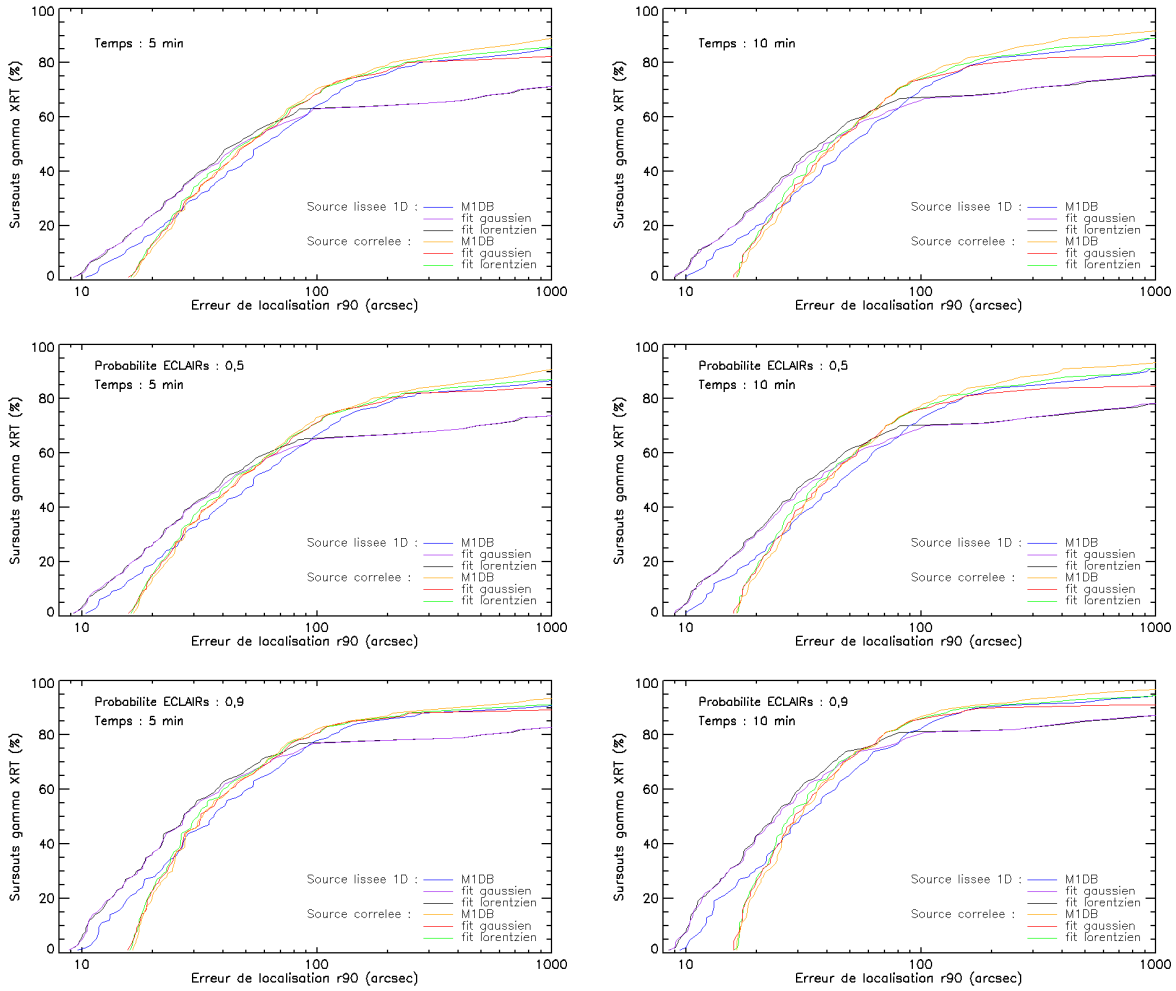


FIGURE D.1 – Courbes cumulatives de sursauts gamma détectés par XRT simulées dans MXT (échantillon de 895 sursauts de la base de données de XRT entre 2004 et fin 2017), exprimées en pourcentage et analysées pour les méthodes de localisation du M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien appliqués à la source corrélée et la source lissée en une dimension pour une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0, supérieure à 0,5, et supérieure à 0,9, et un temps d'intégration total de 5 min et de 10 min.

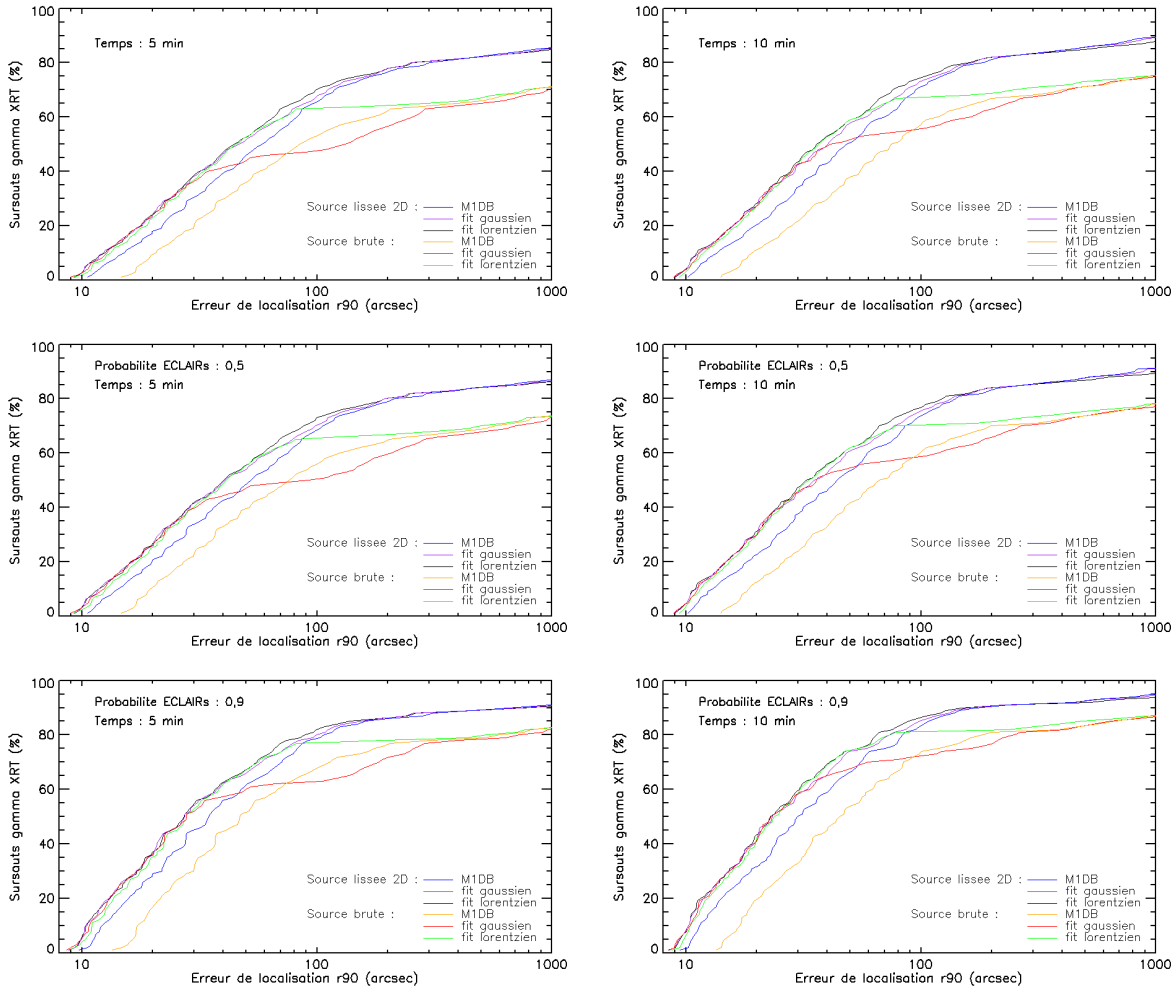


FIGURE D.2 – Courbes cumulatives de sursauts gamma détectés par XRT simulées dans MXT (échantillon de 895 sursauts de la base de données de XRT entre 2004 et fin 2017), exprimées en pourcentage et analysées pour les méthodes de localisation du M1DB et des ajustements gaussien et lorentzien appliqués à la source brute et la source lissée en deux dimensions pour une probabilité de détection d'ECLAIRs supérieure à 0, supérieure à 0,5, et supérieure à 0,9, et un temps d'intégration total de 5 min et de 10 min.

détection d'ECLAIRs et différents temps d'intégration, nous constatons bien qu'un prétraitement par corrélation ou par lissage en deux dimensions permet d'observer un plus grand nombre de rémanences que dans les cas où les algorithmes de localisation sont appliqués sans traitement préalable. Ce gain est supérieur à 10% quel que soit le cas de figure.

Annexe E

Caractérisation de la distribution des erreurs de localisation

Dans les chapitres 5 et 6, j'ai utilisé la précision de localisation en R_{90} obtenue pour les différentes méthodes implémentées comme critère pour comparer leurs performances et identifier les méthodes les plus efficaces dans le cadre d'une implémentation à bord de MXT : ce sont les différents algorithmes (M1DB, Gauss, Lorentz) avec un pré-traitement de lissage 2D.

Pour ces trois algorithmes, j'ai étudié plus finement la distribution des erreurs de localisation définies comme la distance entre la position localisée et la position réelle de la rémanence. J'ai représenté en exemple l'histogramme de ces erreurs pour la méthode M1DB appliquée aux données lissées en 2D pour une intégration de 5 min sur la figure E.1.

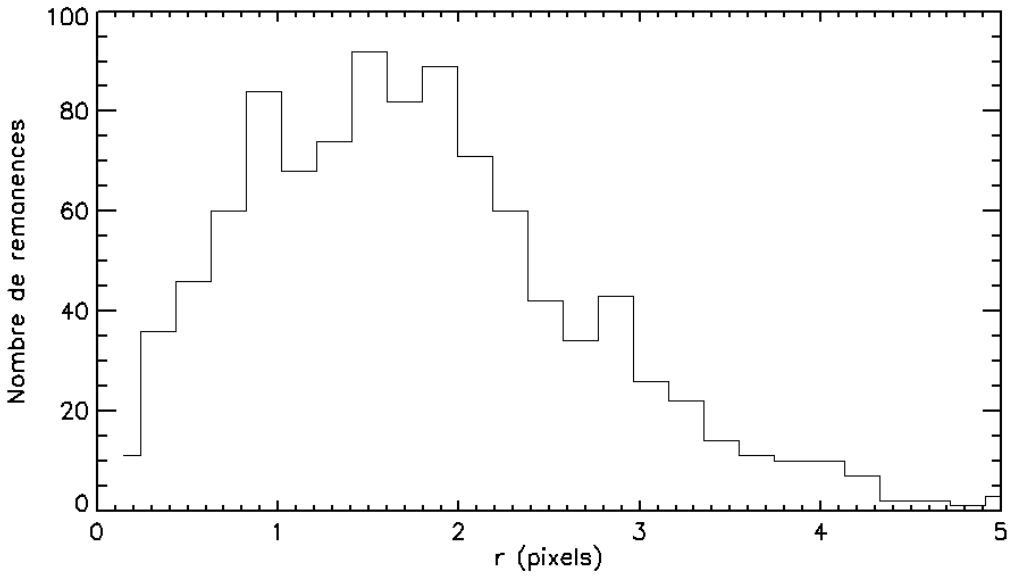


FIGURE E.1 – Histogramme de la distribution des distances entre la position réelle et la position localisée de la rémanence pour la méthode M1DB appliquée aux données lissées en 2D et pour un échantillon de 1000 simulations.

E.1 Description de la distribution des erreurs

L'erreur de localisation R est calculée par $\sqrt{Y^2 + Z^2}$ où Y et Z sont les écarts suivant les axes y et z du détecteur. Sa distribution peut s'apparenter sous conditions à une distribution suivant une loi de Rayleigh.

Cette loi est définie de la manière suivante : considérons deux distributions normales A et B centrées et de même variance σ^2, alors la variable aléatoire U :

$$U(A, B) = \sqrt{A^2 + B^2} \tag{E.1}$$

suit la loi de Rayleigh avec la fonction de distribution suivante :

$$f(r) = \frac{r \times exp(-\frac{r^2}{2\sigma^2})}{\sigma^2}, r > 0 \tag{E.2}$$

Et la fonction de répartition associée :

$$F(r) = 1 - exp(-\frac{r^2}{2\sigma^2}), r > 0 \tag{E.3}$$

La distribution des erreurs de localisation R suit effectivement la loi de Rayleigh si les trois conditions suivantes sur Y et Z sont respectées :

- Les distributions Y et Z suivent une loi normale (*hypothèse* H_1).
- Les distributions Y et Z ont la même variance (*hypothèse* H_2).
- Les distributions Y et Z ont une moyenne nulle (*hypothèse* H_3).

Afin de vérifier si ces conditions sont validées, j'ai créé des échantillons de N = 1000 simulations pour plusieurs flux cumulés de la source, sur lesquelles j'ai appliqué les différents algorithmes de localisation. J'ai utilisé les tests de Kolmogorov - Smirnov, de Fisher et de Student sur ces échantillons pour vérifier si les trois conditions peuvent être acceptées. Les principes de ces tests sont décrits par V. Monbet (2009) dans *Tests statistiques*[1].

E.2 Test de normalité de Kolmogorov – Smirnov

La première condition peut être vérifiée grâce à un test de Kolmogorov - Smirnov (KS) qui calcule la distance maximale entre les fonctions de répartitions de deux distributions et donne la probabilité d'obtenir une valeur au moins aussi grande sous l'hypothèse que les deux distributions soient identiques.

J'ai appliqué ce test séparément aux deux distributions Y et Z que j'ai préalablement centrées et normalisées pour les comparer à la loi normale centrée réduite et calculé la probabilité p_1 du test KS correspondant à l'hypothèse H_1.

1. https://perso.univ-rennes1.fr/valerie.monbet/doc/cours/Cours_Tests_2009.pdf

E.3 Test de Fisher d'égalité de deux variances

La deuxième condition peut être vérifiée en appliquant le test de Fisher aux distributions Y et Z. Ce test s'applique uniquement à des distributions normales, donc sous réserve de remplir la première condition. Le test de Fisher considère le rapport des variances de deux distributions et permet de calculer la probabilité p_2 avec la loi de Fisher d'obtenir la valeur de ce rapport au moins aussi diffèrent de 1 sous l'hypothèse H_2 que les deux distributions Y et Z aient la même variance.

E.4 Test de Student d'égalité de deux moyennes

La troisième condition se vérifie avec le test de Student. Ce test mesure la valeur absolue de la différence des moyennes de deux distributions et calcule la probabilité p_3 de l'hypothèse H_3 selon laquelle cette différence est nulle en la comparant à la loi de Student. J'ai appliqué ce test séparément aux distributions Y et Z en les comparant à la distribution normale centrée réduite.

E.5 Résultats

J'ai appliqué les tests de Kolmogorov - Smirnov, de Fisher et de Student aux différents couples localisation - pré-traitement pour un nombre de coups de la source 300, 500 et 1000 et pour un temps d'intégration de 10 min. Les résultats des probabilités obtenues p_i sont répertoriés dans le tableau E.1.

Une hypothèse H_i est rejetée lorsque la probabilité p_i associée est inférieure à un certain seuil, sinon, je considère que cette hypothèse est acceptée. Je choisis ici un seuil conservatif de 5 %, ce qui signifie que l'hypothèse H_i est acceptée lorsque $p_i > 0{,}05$.

Nous constatons que pour les trois algorithmes, associés au lissage 2D, les tests nous permettent de valider les trois hypothèses car les probabilités associées sont toutes supérieures au seuil de 5 %, et ceci quel que soit le nombre de coups de source. Nous pouvons donc assimiler les distributions des erreurs de localisation à une distribution de Rayleigh.

On pourra constater pour les autres méthodes que les trois conditions ne sont pas toujours vérifiées, en particulier, le test de Student indique que la moyenne des distributions en Y et en Z est non nulle pour plusieurs méthodes, ce qui signifie qu'elles présentent un biais systématique dans la localisation. Ce biais n'a pas été étudié plus en détail car les méthodes concernées ont des performances moins bonnes que les traitements en lissage 2D, mais cette erreur systématique est un argument supplémentaire pour rejeter ces méthodes.

	Coups de source	KS_x	KS_y	$F_{x,y}$	St_x	St_y
M1DB Données brutes	300	0,44	0,27	0,13	$1{,}2.10^{-6}$	$3{,}4.10^{-6}$
	500	0,67	0,48	0,82	$1{,}1.10^{-3}$	$6{,}3.10^{-7}$
	1000	0,89	0,84	$9{,}7.10^{-2}$	$1{,}3.10^{-5}$	$3{,}9.10^{-4}$
Lorentz Données brutes	300	0,61	0,71	0,22	0,15	0,12
	500	0,75	0,87	0,21	0,57	0,80
	1000	0,56	0,74	0,13	0,16	0,35
Gauss Données brutes	300	8.10^{-18}	0	0	0,26	$1{,}8.10^{-3}$
	500	8.10^{-11}	2.10^{-16}	$1{,}5.10^{-3}$	$4{,}5.10^{-2}$	0,60
	1000	$4{,}1.10^{-2}$	$2{,}6.10^{-2}$	0,76	0,67	0,61
M1DB Corrélation	300	0,97	0,79	0,25	2.10^{-13}	2.10^{-14}
	500	0,98	0,76	0,81	2.10^{-22}	7.10^{-33}
	1000	0,54	0,99	0,38	0	0
Lorentz Corrélation	300	0,47	0	0	4.10^{-19}	0,19
	500	0,98	0,98	0,28	1.10^{-37}	0
	1000	0,82	0,96	0,75	0	0
Gauss Corrélation	300	0,85	0,37	0,78	4.10^{-18}	1.10^{-22}
	500	0,84	0,78	0,13	3.10^{-32}	3.10^{-38}
	1000	0,24	0,95	0,95	0	0
M1DB Lissage 2D	300	0,25	0,96	0,49	0,26	0,74
	500	0,43	0,96	0,32	0,94	0,23
	1000	0,95	0,94	0,94	7.10^{-2}	0,79
Lorentz Lissage 2D	300	0,97	0,84	0,93	0,56	0,73
	500	0,96	0,95	0,55	0,89	0,87
	1000	0,92	0,66	0,24	0,74	0,71
Gauss Lissage 2D	300	0,94	0,65	0,47	0,53	0,88
	500	0,90	0,86	0,18	0,70	0,88
	1000	0,34	0,95	0,78	0,33	0,67
M1DB Lissage 1D	300	0,62	0,94	0,11	2.10^{-2}	5.10^{-4}
	500	0,97	0,70	0,54	9.10^{-2}	0,79
	1000	0,99	0,77	0,84	4.10^{-4}	8.10^{-2}
Lorentz Lissage 1D	300	0	0,11	0	9.10^{-2}	0,34
	500	0,82	0,98	0,86	0,52	0,47
	1000	0,62	0,99	0,16	0,78	0,22
Gauss Lissage 1D	300	0,98	0,88	0,94	9.10^{-2}	1.10^{-2}
	500	0,66	0,97	0,51	7.10^{-2}	0,88
	1000	0,98	0,98	0,93	0,99	0,27

Table E.1 – Résultats des tests de Kolmogorov - Smirnov, Fisher et Student pour les différentes combinaisons algorithmes-traitements d'image et une intégration de 10 min.

E.6 Application de la distribution de Rayleigh : indice de confiance de localisation

Pour les méthodes dont on peut caractériser l'erreur de localisation avec une loi de Rayleigh, j'ai définis un indice de confiance i(r_{loc},N_{coups}) de localisation pour une erreur de localisation r_{loc} donnée : je le définis comme la probabilité pour l'observation d'une source avec un nombre de coups N_{coups} que sa localisation soit effectuée avec une erreur inférieure à r_{loc}.

Cet indice est calculé comme la valeur de la fonction de répartition de Rayleigh pour une précision R_{90} associée au nombre de coups mesuré N_{coups} :

$$i(r_{loc}, N_{coups}) = 1 - exp(-\frac{r_{loc}^2.ln(10)}{R_{90}(N_{coups})^2}) \tag{E.4}$$

Ainsi, pour chaque algorithme associé au lissage 2D, dont nous pouvons assimiler la distribution des erreurs à une distribution de Rayleigh, nous pouvons caractériser entièrement cette distribution en connaissant uniquement la valeur R_{90} correspondant au nombre de coups de source.

Cet indice est plus précis que la variable R_{90} car il donne la probabilité que le sursaut soit réellement compris dans une fenêtre de 120" par rapport à la valeur renvoyée par l'algorithme de localisation.

Ainsi, sur la figure E.2, j'ai représenté la part de localisations effectuées avec une erreur inférieure à 120" en fonction du nombre de coups provenant de la source pour une intégration de 10 min pour les algorithmes de localisation appliquées aux données lissées en deux dimensions. J'ai également superposé l'histogramme des coups de sources de la base de données XRT. L'intensité de cet histogramme est pondérée par la probabilité de détection par ECLAIRs : un sursaut détecté avec une probabilité de 40 % a un poids de 0,4 dans cet histogramme.

Par exemple, on peut voir que 84 % des sursauts seraient localisés avec une erreur de moins de 120" avec au moins 50 % de probabilité, à comparer avec 77 % pour un indice de confiance de 90 %, correspondant au R_{90}.

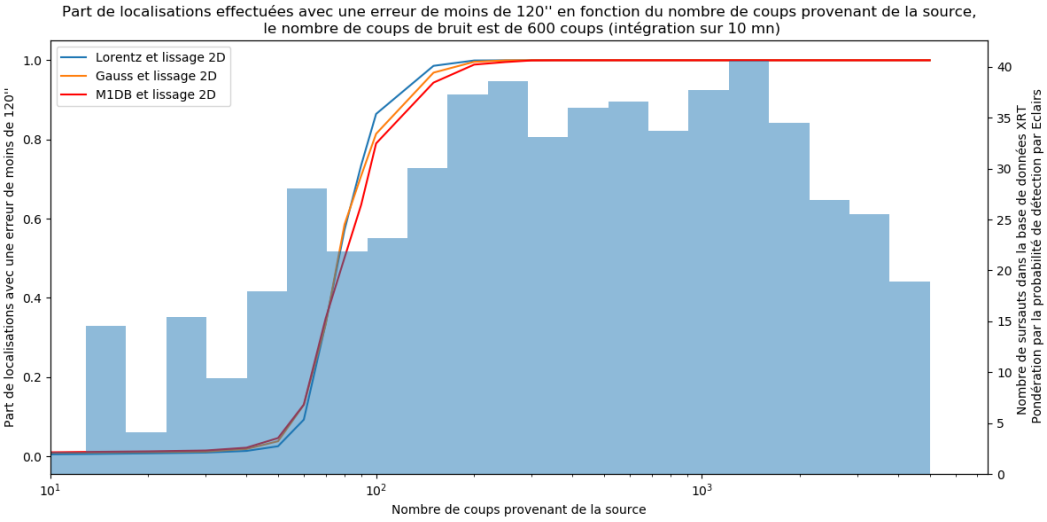


FIGURE E.2 – Part de localisations effectuées avec une erreur inférieure à 120” en fonction du nombre de coups provenant de la source pour une intégration de 10 min pour les algorithmes de localisation appliquées aux données lissées en deux dimensions. L’histogramme représente le nombre de rémanences de la base de données XRT pondéré par la probabilité de détection par ECLAIRs.

Annexe F

Conférences et publications

F.1 Conférences

Au cours de ma thèse j'ai eu l'occasion de présenter oralement mon travail lors de conférences internationales :

- *Third SVOM Scientific Workshop : Disentangling the merging universe with SVOM*, Ecole de physique des Houches, France, mai 2018

- *Generation Gravitational Waves Conference*, îles vierges américaines, Etats-Unis, juin 2017

- *SPIE*, Edimbourg, Ecosse, juin 2016

- *Second SVOM Scientific Workshop*, Qiannan, Chine, avril 2016

- *First SVOM Scientific Worshop*, Ecole de physique des Houches, France, avril 2015

J'ai également eu l'occasion de présenter mon travail à de nombreuses reprises lors de réunions internes aux projets SVOM et MXT auprès des différents groupes impliqués sur la mission dans des lieux tels que Paris, Toulouse, Leicester, Munich ou encore Tubingen.

F.2 Publications

- **L. Gosset**, et al., Localization algorithms for micro-channel x-ray telescope on board SVOM space mission, Proceedings of the SPIE, Volume 9905, id. 99051L 12 pp. (2016)

- J. Wei, [...], **L. Gosset**, et al., The deep and transient universe in the SVOM Era : new challenges and opportunities-scientific prospects of the SVOM mission, ARXIV, Proceedings of the Workshop held from 11th to 15th April 2016 at Les Houches School of Physics, France

Localization algorithms for micro-channel x-ray telescope on board SVOM space mission

Gosset L.[a], Götz D.[a], Osborne J.[b], and Willingale R.[b]

[a]CEA Saclay - Irfu, Service d'Astrophysique/AIM, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France
[b]University of Leicester, University road, Leicester, LE1 7RH, UK

ABSTRACT

SVOM is a French-Chinese space mission to be launched in 2021, whose goal is the study of Gamma-Ray Bursts, the most powerful stellar explosions in the Universe. The Micro-channel X-ray Telescope (MXT) is an X-ray focusing telescope, on board SVOM, with a field of view of 1 degree (working in the 0.2-10 keV energy band), dedicated to the rapid follow-up of the Gamma-Ray Bursts counterparts and to their precise localization (smaller than 2 arc minutes). In order to reduce the optics mass and to have an angular resolution of few arc minutes, a "Lobster-Eye" configuration has been chosen. Using a numerical model of the MXT Point Spread Function (PSF) we simulated MXT observations of point sources in order to develop and test different localization algorithms to be implemented on board MXT. We included preliminary estimations of the instrumental and sky background. The algorithms on board have to be a combination of speed and precision (the brightest sources are expected to be localized at a precision better than 10 arc seconds in the MXT reference frame). We present the comparison between different methods such as barycentre, PSF fitting in one or two dimensions. The temporal performance of the algorithms is being tested using the X-ray afterglow data base of the XRT telescope on board the NASA Swift satellite.

Keywords: SVOM, MXT, Gamma-ray burst

1. INTRODUCTION

1.1 SVOM mission

SVOM (Spaced-based muti-band astronomical Variable Object Monitor) is a Chinese-French satellite mission developed in collaboration bewteen the Chinese National Space Agency (CNSA), the Chinese Academy of Science (CAS) and the French Space Agency (CNES). The aim of this space mission is to study Gamma-ray bursts (GRBs) and other transient sources. Thanks to previous missions such as BATSE, Fermi and Swift,[1] there is growing evidence that GRBs, that come in two categories, long and short with a separation in duration around 2 s, are associated with the death of massive stars or the coalescence of compact objects. The SVOM mission has the objective to better understand physical phenomena associated with those bright explosions as well as to characterize their environment, and to help identify their emission at all wavelengths and in the so called new messengers (cosmic-rays, neutrinos, gravitational waves).

SVOM is a mini class satellite (whose total mass does not exceed 1000 kg) expected to be launched in 2021. It has many peculiarities and one of the most important is its wide wavelength coverage. In fact, in order to be well prepared to detect and analyse every kind of GRB, SVOM is composed by many instruments : some space based and some ground based.

Four instruments will be on board the SVOM satellite. They are displayed on the Fig 1 and the countries contributing to their development are also indicated. France is in charge of two of the four instruments : ECLAIRs

Further author information: (Send correspondence to L. Gosset):
E-mail: laura.gosset@cea.fr, Telephone: +33 (0)1 69 08 36 81

Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray, edited by
Jan-Willem A. den Herder, Tadayuki Takahashi, Marshall Bautz, Proc. of SPIE Vol. 9905, 99051L
© 2016 SPIE · CCC code: 0277-786X/16/$18 · doi: 10.1117/12.2232355

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

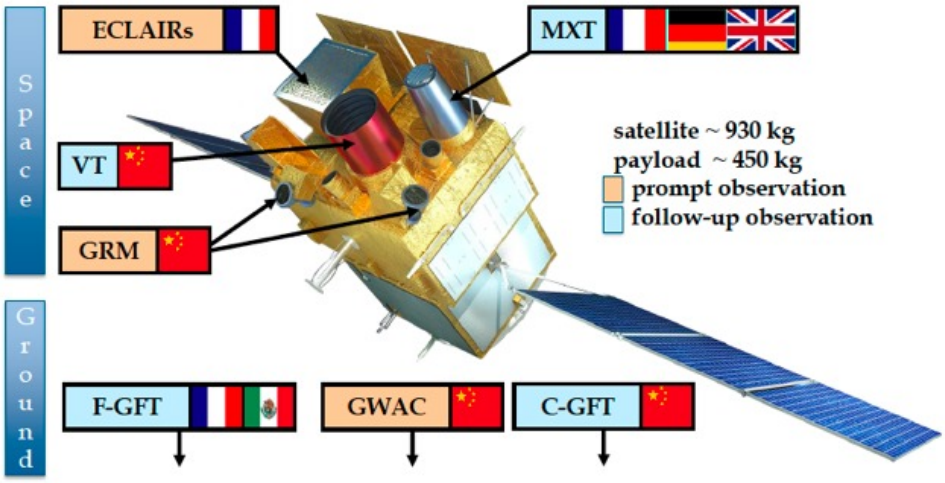


Figure 1. Artist view of SVOM satellite with the different instruments and countries contributions. (Courtesy CNES)

and MXT. ECLAIRs is a telescope with a large field of view (about 2 sr) with the goal of detecting and localizing the GRBs. It operates in the soft gamma-ray (4–150 keV) energy band. MXT is an X-ray telescope with a narrow field of view, which will be able to precisely localize the X-ray afterglow and to measure its properties and evolution. The two other instruments are developed by China. They are : the GRM which is a gamma-ray spectrometer operating between 50 keV – 5 MeV and the VT which is an optical telescope. Ground instruments related to the mission are GWACs which is a set of wide angle cameras and two GFTs 1m class robotic telescopes with one with near infrared capabilities. Hence, GRBs will be observed in gamma-rays, X-rays, in the visible and in the near infrared. For more information about SVOM, see.[2]

All these instruments will allow SVOM to detect all known types of GRBs and to rapidly determine the position of these sources. In fact, the main goal of ECLAIRs is to detect a GRB and when it finds one, the SVOM satellite will be able to autonomously reorient itself quickly, in few minutes, and MXT will provide the localization of the GRB with a precision better than 2 arc min. The information will be transmitted immediately to ground telescopes in order to observe the GRB counterpart.

1.2 Microchannel X-ray Telescope

The Microchannel X-ray Telescope (MXT) is a telescope developed by CNES in collaboration with CEA/Irfu, the University of Leicester and the Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik.

Its goal is to observe properties of GRBs afterglows in the X-ray energy band (0.2–10 keV) and improve the localization of the GRBs detected by ECLAIRs thanks to its field of view of 64 $\times$ 64 arc minutes, sized to contain with margin all the ELCAIRs error boxes, and to its Point Spread Function much smaller than the one of ECLAIRs (2 arc minutes vs. $\sim$ 1 degree). In fact, MXT will localize GRBs most of the time with an error lower than the arc minute, whereas ECLAIRs will provide an error of about 10 arc minutes. So MXT plays a key role in the dissemination of the GRB positions to ground telescopes.

In Fig 2, we can see the intrument with its subsystems. It is composed of a carbon tube of 1 m with on one side a detector of 256 $\times$ 256 pixels of 75 μm side and on the other side, the optic of the instrument. The detector is a pnCCD[4] similar to the one which will be used on eROSITA.[5] The MXT optic is particularily interesting because it has been designed in a "Lobster-Eye" configuration. It is the first time that this configuration will be implemented in a satellite and has been developed by the Leicester University. It allows to cover a large sky area with a good sensitivity. The principle of Lobster-Eye[6] is to focus X-rays thanks to grazing reflections in square

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

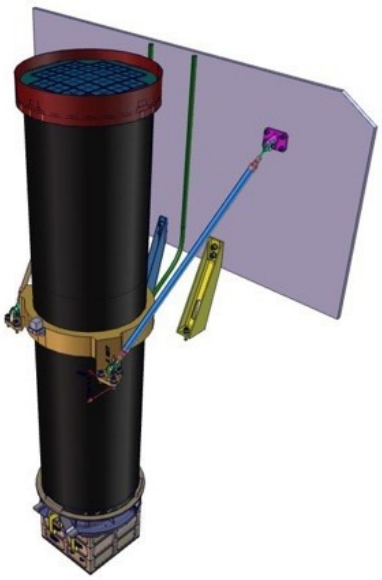


Figure 2. The Microchannel X-ray Telescope.[3]

micro-pores. The resultant PSF, which is shown on the Fig 5, is composed of a central spot, cross-arms and a diffuse patch. Incident photons reflected an odd number of times correspond to the arms of the PSF and the ones reflected twice are found in the central spot. The ones which are not reflected create the diffuse background. About 50% of incident photons concentrated in the central spot, 21% in each arm and the rest in the diffuse patch.

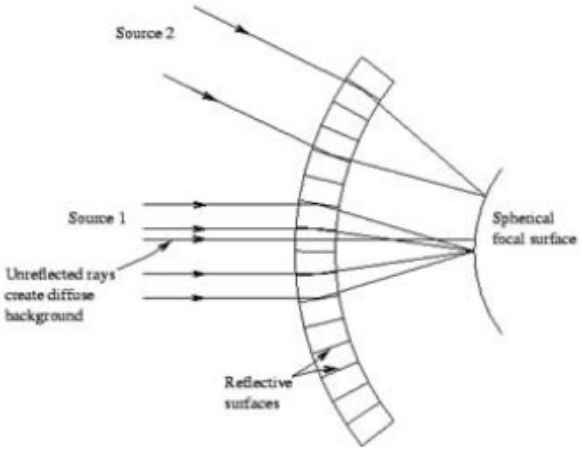


Figure 3. Representation of the principle of Lobster Eye.[3]

The adoption of micro pore optics (MPOs), produced by Photonis in France, will allow to reduce the size and the weight of MXT which is an advantage for the mini-class satellite SVOM. For more details on MXT, see Götz et al (these proceedings, 9905-217).

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

2. THE MXT SCIENCE SIMULATOR

We developed a software package whose goal is to simulate realistic MXT observations in order to predict what we could expect during the mission. Hence, the first step in our modelling is to implement the point spread function (PSF) of MXT.

To do that, we modelled the PSF obtained by ray-tracing simulations by the Leicester group for a focal length of 1000 mm. This PSF includes already some imperfections at MPO level, like channel distortions. The PSF has been rescaled in order to match the CCD size of 256 × 256 pixels. We can observe the result on the Fig 4.

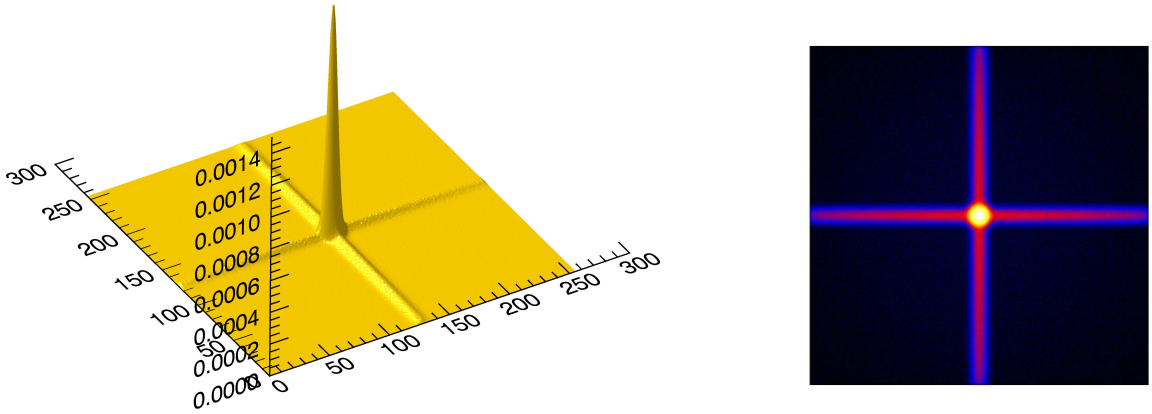


Figure 4. PSF obtained by ray-tracing simulations by the Leicester group plotted in 3D on the left and in 2D on the right

We began by fitting the PSF with different functions to find the best way to reproduce it. This PSF is complex, so a single function is not enough to reproduce it. Our best fitting result consists of treating independently the center and the arms of the PSF. For each of them, Gaussian functions turned out to be a satisfactory way to model the PSF components but by using them in different ways. In fact, for the central peak we simply used a two dimensional Gaussian. The arms were more difficult to model. We decided to simulate each of the four arms independently. First, we used, for each of them, a linear fit of their amplitude, from the edge to the center of the detector. The aim of this operation is to obtain the maxima of each arm. Once we have this information, we use a Gaussian fit in one dimension for each pixel column/row perpendicular to the PSF arm under study (i.e. "slicing" each arm). In fact, the linear fit allow us to know the maximum point of each Gaussian function we will simulate. Each arm is defining by a width, so we can easily simulate a succession of Gaussian functions, for each column/row, for all arms lengths. This"slicing" method allows us to be more precise than a unique function for the whole arm. By fitting arms on that way, we obtain the parameters necessary to make analytical model of the arms. The diffuse patch has also been estimated and modelled by a constant. Hence, we have now a configurable PSF whose center can be chosen by the user. The central spot and the arms will move in consequence. The result of our simulation is visible on the Fig 5.

In order to be convinced that our simulator represents well the initial (ray-tracing) PSF, we made the difference between the initial PSF adapted to the MXT size and our simulated PSF which center is (127.5; 127.5). The result of that appears on the Fig 5. We observe that the difference between them is very low because, for the same scale than the PSF, we only notice few residues of the order of 10^{-5} (i.e. at percent level).

The user can now choose the source position and the PSF position is computed in order to have the correct coordinates on the detector.

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

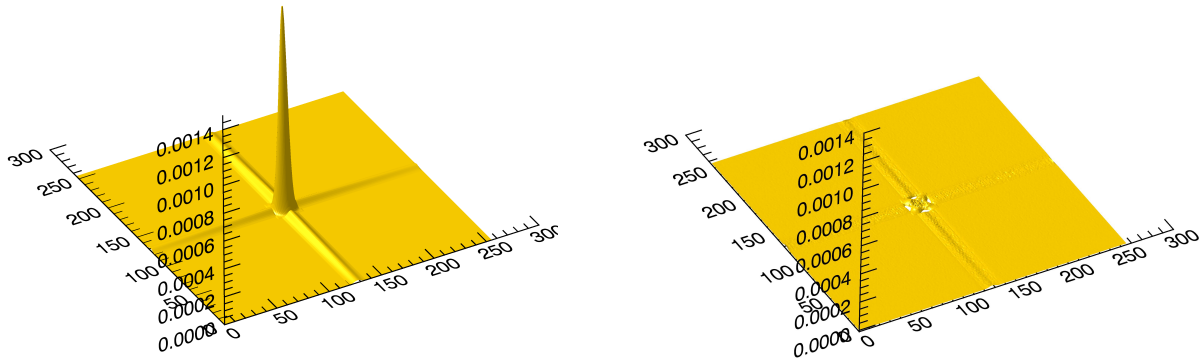


Figure 5. Modelled PSF in three dimensions (on the right) and difference between initial PSF adapted to the MXT size and our simulated PSF whose center is (127.5; 127.5) (on the left). Very small residuals can be seen.

Once we have our PSF, we implement some effects to our simulator. The first one is the vignetting which is rather small on Lobster Eye optics. 100% of counts are taken into account in the center of the field of view but only 90% are detected on the edges.

For a given source spectral model and flux, in order to estimate the number of counts for each simulation, we use an XSPEC[7] simulation using the preliminary effective area (ARF), which is represented on the Fig 6 and response function (RMF) estimated for MXT. The simulated counts are then distributed according to the normalized PSF. Photons are then randomized to estimate the number of counts per pixel according a Poisson law. The user can choose duration of the observation, which of course has an impact on the number of generated photons. We can see the influence of the number of photons on the PSF on the Fig 7.

For each photon, the simulator computes its characteristics : first its position pixel on the detector; next, we simulated the temporal aspect of photons knowing that the integration time of MXT is 100 ms. We modelled a constant source, a declining power law source (as an afterglow of gamma ray burst) and a sinusoidal one (like a pulsar), see Fig 8. Then the user can chose the source spectral parameters (any XSPEC spectral model is accepted). Each photon has then its energy assigned which is expressed in channel and in keV. The energy is computed from spectra derived from the XSPEC simulation (extrapolated, from the central peak to the whole PSF). Next, we added the background noise, which is constant, composed of XRB with a value of 1.58 10^{-5} counts / pixel /s and particle background of 1.63 10^{-5} counts / pixel / s estimated from previous X-ray satellites. Finally, we know also if the photon is piled up or not. The condition for that is to have two or more photons with the same detector coordinates and the during one 100 ms frame. If the photon is piled up, only one count is recorded and energies of the photons are added up. Hence, for each photon, we know its position on the detector, its arrival time, its energy, its origin (source or background) and if it is piled up. An event file including all these photons characteristics is generated in the FITS format. We are also studying the possibility to simulate the X-ray pixel interaction pattern. It will be also possible to derive the source detector coordinates and the source J2000 coordinates.

This simulator is a parametrisable one. The user has multiple choices to use it. It can create a new source of photons or use its favourite real source and see what MXT will observe.

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

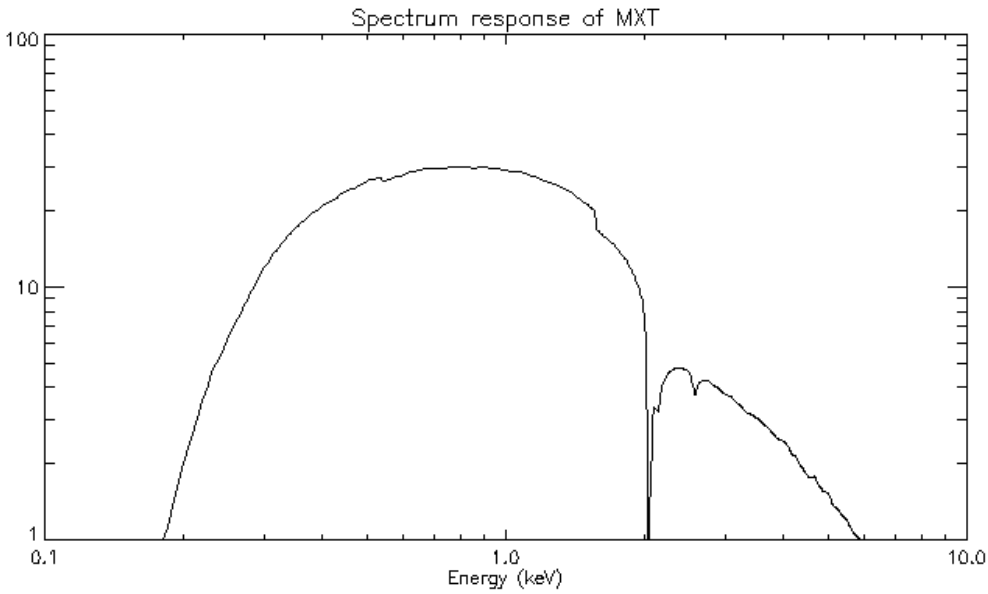


Figure 6. Effective area of the central peak of the MXT PSF used in our simulation. It includes the effect of the 100 nm Al optical filter on the CCD, of the Ir coating of the MPO channels and of the 70 nm Al film in front of the MPOs.

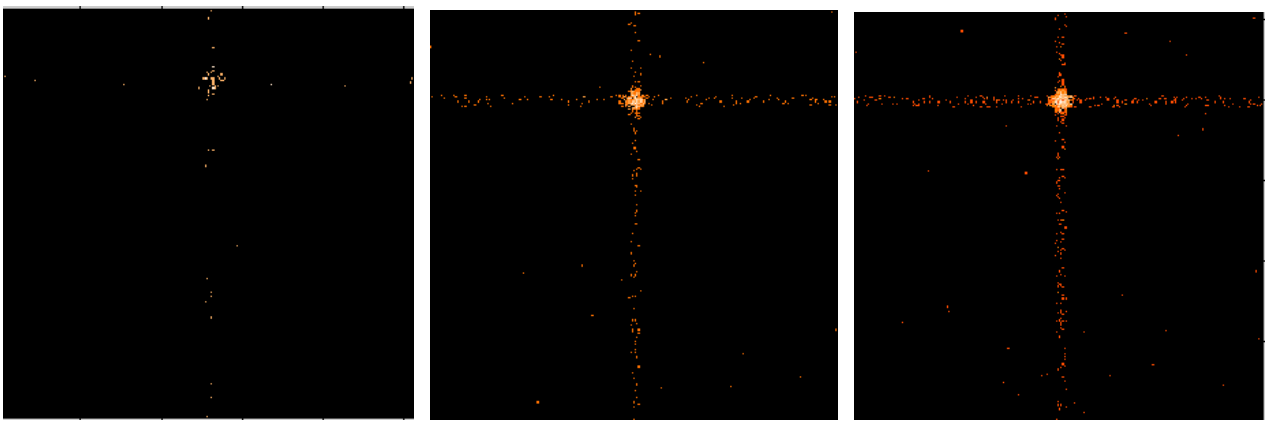


Figure 7. PSF centred on (130,200) for 50 counts (left), 500 counts (middle) and 1000 counts (right).

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

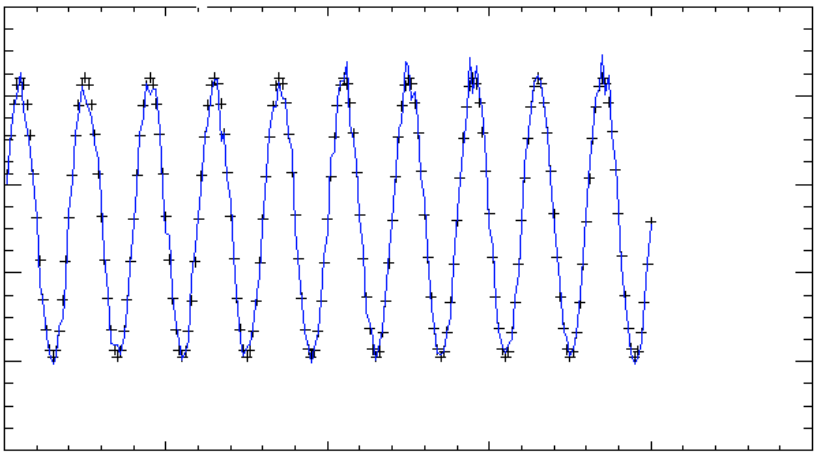


Figure 8. Sinusoidal temporal aspect injected (in black) and after simulation (in blue).

3. APPLICATIONS OF THE SIMULATOR

3.1 Source localization

One of the goals of the simulator is to optimize the on board source localization algorithm. We will present, in this section, some of the different methods we used to find it and, compare them, to estimate which is the best one to achieve our objective. The final results are shown in the Fig 11.

Barycentre We began by using some simple methods such as the one of the barycentre. This method gives us the pixel coordinates of the maximum value of the two dimensions table of the PSF by making a barycentre of all the detector events.

Maximum This method is similar to the previous one. It gives us the pixel coordinates of the maximum value of the two dimensional table of the PSF by looking for the maximum of all the detector events.

Maximum 2D and barycentre We noticed that the two first methods are not very accurate when we use them alone. For this method, we choose to couple the two previous ones. The principle is the following : we found, in a first time, the maximum of the PSF thanks to the maximum method. This maximum is researched on all the detector. Then, we select a window centred on the coordinates of the maximum. The size of the window is 40 pixels. This is done in order to take into account enough photons as shown on the Fig 9. This value is a good compromise between the number of photons (good statistics) and the CPU time. After that, we apply the barycentre method on this new window to determine the center of the PSF.

Maximum in one dimension and barycentre This method is the same as the previous one but we choose to use the maximum method twice, in only one dimension (one time for rows and an other time for columns after projection on those dimensions) on all the detector. We take after that the same window than previously and then, the barycentre is applied to this new window to find the new center of the PSF.

Maximum in one dimension and Gaussian fit With this method, we find the maximum in one dimension of rows and columns as previously but, this time, we used a Gaussian fit to estimate the maximum of each projection and obtain the coordinates of the PSF center. We work here on all the detector. This method is illustrated on the Fig 10.

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

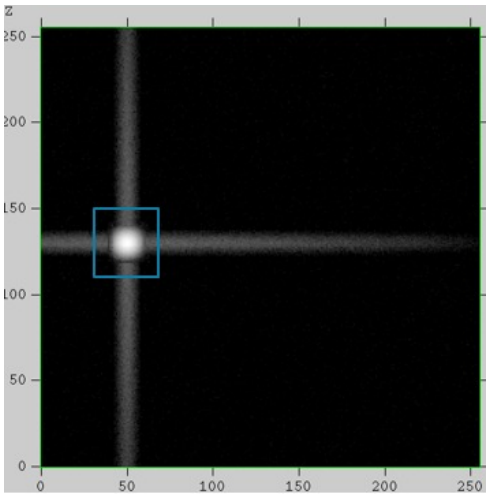


Figure 9. Barycentre coupled with maximum method.

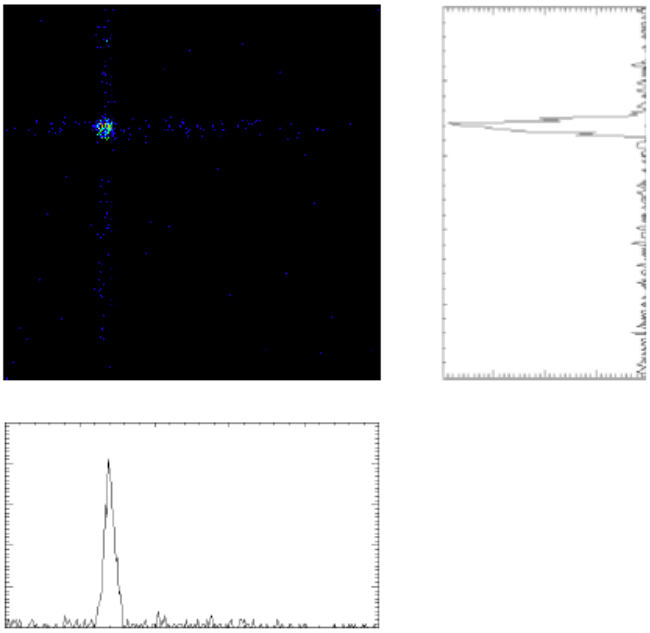


Figure 10. Representation of the projection of the image on the row and column axes.

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

Gaussian fit in two dimensions For this method, we work on the complete detector and make a Gaussian fit in two dimensions in all of it in order to find the coordinates of the maximum point of the PSF.

We will now compare the different methods we presented previously. Once we have the coordinates of the PSF center, we calculate R_{90} radii which means, the radius in which 90 % of the distances between the source true position and the found one are contained.

We can see on the Fig 11 that the maximum and barycentre methods are not very accurate. In fact, at high fluxes, R_{90} of the barycentre method is just more than 200 arc sec and the one of the maximum method is about 30 arc sec. Conversely, at high fluxes, other methods used are more efficient (less than 4 arc sec). By comparing them at low fluxes, we can see that the Gaussian fit in all the detector is divergent, below 300 counts. The precision of the maximum in two dimensions below 70 counts is also very bad. The two last methods : the barycentre coupled with the maximum in one dimension and the Gaussian fit method with also a maximum in one dimension are the best compromise between high and low fluxes. However, the calculation time is higher for the Gaussian fit method even if it seems more accurate. The choice of which of the two preferred methods depends on the the required precision and execution time, and hence on the architecture of the M-DPU.

At high fluxes, higher than 350 counts, the R_{90} scales with the number of counts as the power of ∼–0.4-0.5.

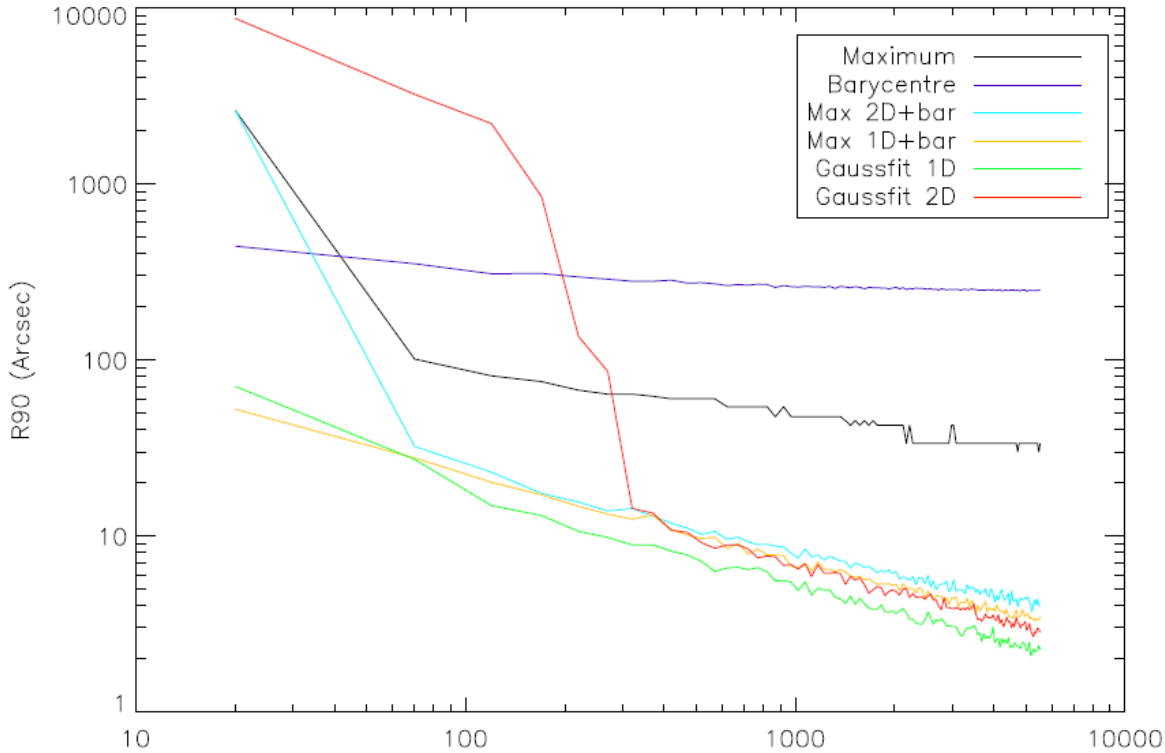


Figure 11. Representation of the radius at 90% as a function of the flux in counts.

3.2 Simulations of an XRT afterglow

In this section, we use a real data in order to see what MXT could observe on the same data. We worked on the GRB 091020 observed by Swift. We rebin observations on the orbit scale in order to have better SNR in MXT since MXT has a smaller effective area than XRT. The range of energy is chosen between 0.3 keV and 10 keV. On Fig 12 we show the resulting fitted flux obtained from the central peak spectral simulations.

One can see from Fig 12 that due to the smaller effective area of MXT (which is ∼25% of the that of the XRT) the derived fluxes have larger errors especially at later times around 10^5 s. Note that this simulation takes

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

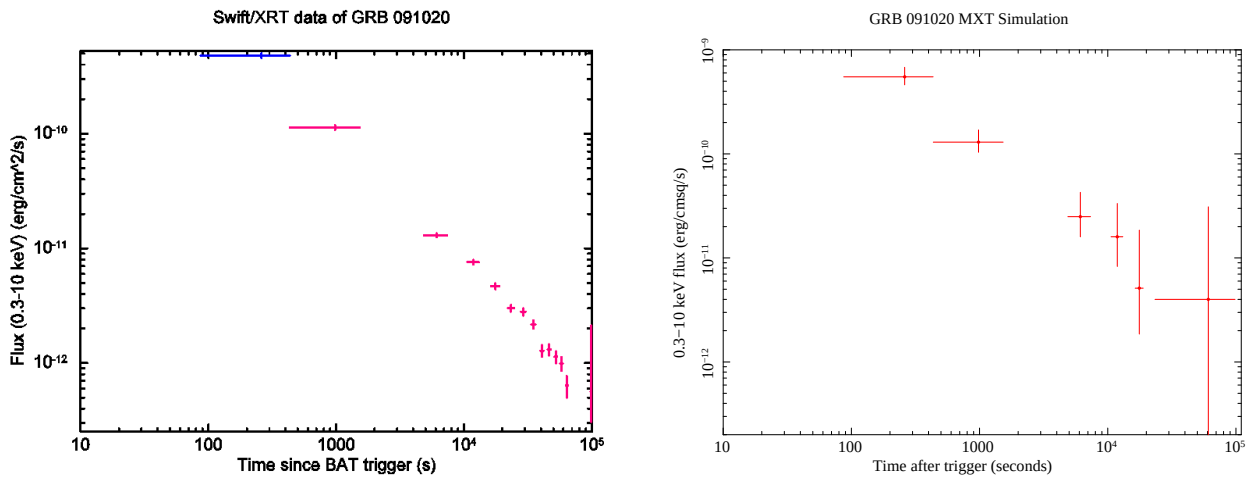


Figure 12. Right : GRB observed by Swift/XRT rebinned by orbits. Left : Simulation of the GRB observed by MXT rebinned by orbits.

into account only the central peak of the PSF and that about the double of the flux can be recovered if the arms are included in the analysis.

3.3 Pile-up simulations

In order to evaluate the pile-up effect in MXT, we make some simulations of the Crab nebula which means that we use a power law slope of 2.1 and a hydrogen absorption N_H of 0.345×10^{22} atoms/cm^2.

Table 1. Pile up percent for 1, 2, 5 and 10 Crab nebula

1 Crab	0.0164%
2 Crab	0.0334%
5 Crab	0.0778%
10 Crab	0.1344%

We can observe in Table 1 the percentage of pile-up as a function of the flux expressed in Crab units.

GRB afterglows rarely exceed a few Crab in flux, hence we can see that pile-up is negligible in the MXT.

3.4 Spectral fitting

In order to evaluate the spectral capabilities of MXT we simulated three 2 ks observations of three Crab-like sources. The three sources had a photon index Γ of 2.1 an absorption column density N_H of 0.35×10^{22} cm^{-2} and a normalization at 1 keV of 9, 0.9 and 0.09 ph/cm^{-2}/s/keV respectively (i.e. 1 Crab, 100 mCrab and 10 mCrab). The three spectra are reported in Fig 13. One can see from Table 2 that the spectral parameters are reasonably well constrained even in the case of the 10 mCrab source for a 2 ks exposure.

4. CONCLUSION

We have developed a simulator in order to have assess the scientific capabilities of the MXT X-ray telescope on board the SVOM mission. The simulator is highly parametrisable and produces event files and spectra for each observation. From the event files one can easily extract light curves and images. The simulator is modular and is based on external results (PSF, RMF, ARF, background files) that are obtained by more complex and

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

Table 2. Spectral fitting results for 10 mCrab, 100 mCrab and 1 Crab sources (bottom to top). Exposure time = 2 ks. 90% c.l. for one parameter of interest are reported for each parameter.

Γ	N_H 10^{22} cm^{-2}	Normalization @ 1 keV ph/cm^2/s/keV
2.07–2.11	0.340–0.347	9.85–9.04
2.02–2.13	0.33–0.35	9.3–8.7 $\times 10^{-1}$
1.87–2.24	0.31–0.37	9.0–7.5 $\times 10^{-2}$

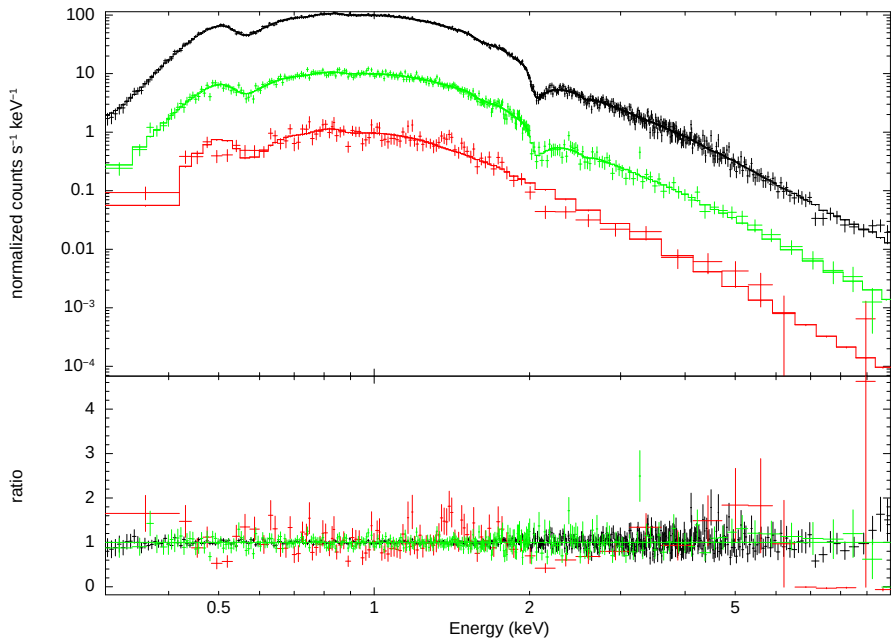


Figure 13. Simulated MXT spectra for a 1 Crab, 100 mCrab and 10 mCrab source for an exposure time of 2 ks.

time consuming simulations. These elements, if provided in standard format, can easily be replaced at any time, as soon as more refined/realistic results become available during the instrument development. E.g. we plan to develop a GEANT4 based simulation of the MXT optic in order to include all the required defects of the MPOs. More detector effects will be included in the following versions, like X-ray pattern generation and recognition, or non-uniform pixels response (dead or bright pixels/columns).

ACKNOWLEDGMENTS

LG acknowledges partial financial support from the French Space Agency (CNES).

REFERENCES

[1] Kumar, P. and Zhang, B., "The physics of gamma-ray bursts relativistic jets," **561**, 1–109 (Feb. 2015).

[2] Cordier, B., Wei, J., Atteia, J.-L., Basa, S., Claret, A., Daigne, F., Deng, J., Dong, Y., Godet, O., Goldwurm, A., Götz, D., Han, X., Klotz, A., Lachaud, C., Osborne, J., Qiu, Y., Schanne, S., Wu, B., Wang, J., Wu, C., Xin, L., Zhang, B., and Zhang, S.-N., "The SVOM gamma-ray burst mission," *ArXiv e-prints* (Dec. 2015).

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

[3] Götz, D., Adami, C., Basa, S., Beckmann, V., Burwitz, V., Chipaux, R., Cordier, B., Evans, P., Godet, O., Goosmann, R., Meidinger, N., Meuris, A., Motch, C., Nandra, K., O'Brien, P., Osborne, J., Perinati, E., Rau, A., Willingale, R., Mercier, K., and Gonzalez, F., "The Microchannel X-ray Telescope on Board the SVOM Satellite," *ArXiv e-prints* (July 2015).

[4] Meidinger, N., Andritschke, R., Hälker, O., Hartmann, R., Herrmann, S., Holl, P., Lutz, G., Kimmel, N., Schaller, G., Schnecke, M., Schopper, F., Soltau, H., and Strüder, L., "Next generation of pnCCDs for X-ray spectroscopy and imaging," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **568**, 141–148 (Nov. 2006).

[5] Predehl, P., Andritschke, R., Becker, W., Bornemann, W., Bräuninger, H., Brunner, H., Boller, T., Burwitz, V., Burkert, W., Clerc, N., Churazov, E., Coutinho, D., Dennerl, K., Eder, J., Emberger, V., Eraerds, T., Freyberg, M. J., Friedrich, P., Fürmetz, M., Georgakakis, A., Grossberger, C., Haberl, F., Hälker, O., Hartner, G., Hasinger, G., Hoelzl, J., Huber, H., von Kienlin, A., Kink, W., Kreykenbohm, I., Lamer, G., Lomakin, I., Lapchov, I., Lovisari, L., Meidinger, N., Merloni, A., Mican, B., Mohr, J., Müller, S., Nandra, K., Pacaud, F., Pavlinsky, M. N., Perinati, E., Pfeffermann, E., Pietschner, D., Reiffers, J., Reiprich, T., Robrade, J., Salvato, M., Santangelo, A. E., Sasaki, M., Scheuerle, H., Schmid, C., Schmitt, J., Schwope, A. D., Sunyaev, R., Tenzer, C., Tiedemann, L., Xu, W., Yaroshenko, V., Walther, S., Wille, M., Wilms, J., and Zhang, Y.-Y., "eROSITA on SRG," in [*Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray*], **9144**, 91441T (July 2014).

[6] Angel, J. R. P., "Lobster eyes as X-ray telescopes," **233**, 364–373 (Oct. 1979).

[7] Arnaud, K. A., "XSPEC: The First Ten Years," in [*Astronomical Data Analysis Software and Systems V*], Jacoby, G. H. and Barnes, J., eds., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* **101**, 17 (1996).

Downloaded From: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/ on 09/09/2016 Terms of Use: http://spiedigitallibrary.org/ss/termsofuse.aspx

F.3 Journées des jeunes chercheurs CNES

Chaque année le CNES attribue des allocations de recherche. Ma thèse est co-financée par le CNES et le CEA. En octobre 2017, le CNES a organisé les journées des jeunes chercheurs pour les dernières années de thèse et les premières années de post-doctorat à la Cité de l'Espace de Toulouse. A cette occasion, j'ai effectué une présentation orale ainsi qu'une présentation poster et j'ai reçu le prix du meilleur poster de ma session.

JC² october 2017

Study and optimization of the scientific performance of the micro channel X-ray telescope MXT on board the SVOM space mission

Laura Gosset[1], Diego Götz[1], Karine Mercier[2]

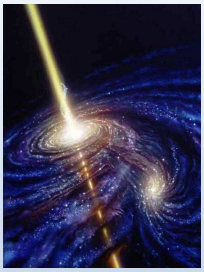
1. CEA Saclay – DRF/Irfu/Département d'Astrophysique – France, 2. CNES

Contact: laura.gosset@cea.fr

Abstract

SVOM is a French-Chinese space mission to be launched in 2021. Its goal is the study of Gamma-Ray Bursts, the most powerful stellar explosions in the Universe. The Micro-channel X-ray Telescope (MXT) is an X-ray focusing telescope, on board SVOM, with a field of view of 1° working in the 0.2-10 keV energy band. It is dedicated to the rapid follow-up of the Gamma-Ray Bursts counterparts and to their precise localization. In order to reduce the optics mass and to have an angular resolution of few arc minutes, a "Lobster-Eye" optical configuration has been chosen. Using a numerical model of the MXT point spread function (PSF) we simulated MXT observations of point sources in order to develop and test different localization algorithms to be implemented on board SVOM. These algorithms have to be a combination of speed and precision. We present the preliminary results of the different methods.

Gamma-Ray Bursts



Definition
- Powerful explosions
- Brief gamma-ray phenomena
  - Few ms – hundreds seconds
- Random events in time and space
- Accretion disk + 2 sided jets

Formation
- *Long* (>2s) = Collapse of a massive star (>50 Msun)
- *Short* = Merging of 2 compact objects (neutron stars)

Scientific goals
- Distant GRBs = cosmological goal : investigate the early Universe (firsts stars)
- Understand physical processes associated with GRBs

Characteristics
- Emission from radio to gamma rays

SVOM

- Space based multi-band astronomical Variable Object Monitor

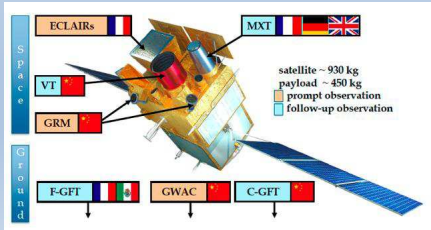
Collaboration
- The French Space Agency (CNES)
- The Chinese Academy of Sciences (CAS) and the Chinese Space Agency (CNSA)

Aim of the mission
- Study Gamma-Ray Bursts and other high-energy sources

Instruments on board
- 2 wide field of view : ECLAIRs and GRM
- 2 narrow field of view : MXT and VT

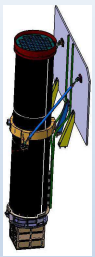
➡ Operates from near-infrared to gamma rays

What happens when there is a GRB ?
- ECLAIRs will detect and localize the GRB
- SVOM will reorient itself thanks to ECLAIRs indication
- MXT and VT will observe the GRB with a better precision and transmit the information to ground based telescopes



MXT

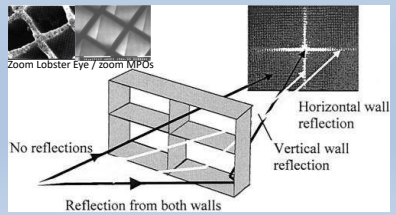
Goal
- Observe GRBs in X-rays (0.2-10 keV)
- Localize GRB afterglows in real time
- Transmit their positions to ground based telescopes



Localization of GRBs
- Field of view 57 x 57 arcmin
- Smaller Point Spread Function (PSF) than ECLAIRs : 6.5' vs 1°

Localization error
- Less than 1' vs less than 10' for ECLAIRs

Composition
- Detector of 256 x 256 pixels, 75µm side
- Optics in Lobster Eye configuration = focus X-rays thanks to reflections in micropores



MXT Simulator

Goals
- Simulate realistic MXT observations
- Develop and optimize the on board localization algorithms

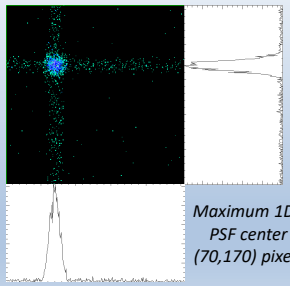
IN
GRB characteristics
- Duration
- Flux
- Spectral model
- Temporal model

➡ ***Simulator***

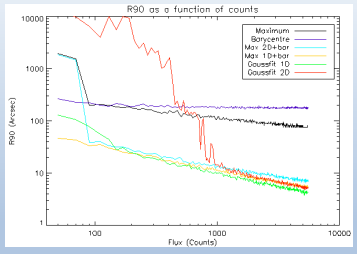
OUT
Photon characteristics
- Position
- Energy
- Arrival time
- Origin (source / background)
- CCD impact pattern

➡ **Configurable PSF + event file**

Localization Methods



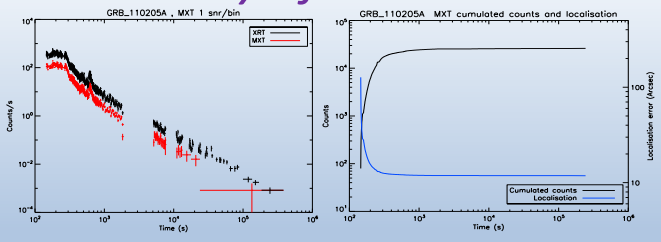
Maximum 1D : PSF center (70,170) pixels



➡ **1D methods are better at high and low fluxes**

➡ **Good compromise between precision and calculation time**

Study of real GRBs



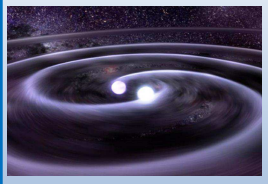
Localization < 15 arcsec for few hundred seconds

Statistical error

➡ **Good precision of the localisation error**

SVOM Follow-up Strategy

Gravitational waves

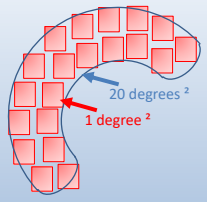


Formation

Possible counterparts of short Gamma Ray Bursts

Particularities
- Fast decrease of the counterparts
- Confirmation of a GW detection = few hours
- Large error boxes (tens of degrees in the best cases)

Simulations
- Observations 4h/6h/12h + 4 orbits
- Calculation of the cumulated counts
- Analysis of the localization



Svom tiling strategy

5 observations of 500 sec/orbit
4 orbits (~6h)
= 20 tiles

References

L. Gosset et al., SPIE, 99051L (2016)
D. Götz et al., SPIE, 99054L (2016)
B. Cordier et al, ArXiv e-prints (2015)

Conclusions

We have developed a simulator to assess the scientific capabilities of MXT. It is highly configurable and it demonstrates the gain in scientific performance of starting the localization algorithms before reaching the complete stabilization of SVOM. MXT is also able to search for gravitational wave sources counterparts in the X-rays thanks to the SVOM follow-up strategy.

ÉCOLE DOCTORALE
Astronomie et Astrophysique d'île-de-France

Titre : Etude et optimisation des performances de l'instrument MXT, télescope X à micro-canaux, embarqué à bord de la mission spatiale SVOM.

Mots clefs : Sursauts gamma, Télescope, MXT, SVOM, Mission spatiale, Rayons X.

Résumé : SVOM est une mission spatiale franco-chinoise qui sera lancée à la fin de l'année 2021. Son objectif est d'étudier les sursauts gamma et autres sources transitoires du ciel X et gamma. Les sursauts gamma sont des explosions cosmiques brèves et très énergétiques permettant leurs détections à des distances extrêmes. Ils apparaissent de manière aléatoire sur tout le ciel et émettent de la radiation dans une large gamme de longueurs d'ondes, allant de l'émission en infrarouge jusqu'aux rayons gamma. SVOM, qui évoluera en orbite basse autour de la Terre, sera composé de quatre instruments, sensibles du domaine visible aux rayons gamma, et sera couplé à des télescopes situés sur Terre qui effectueront des observations complémentaires dans les longueurs d'ondes allant du visible à de l'infrarouge. Le travail que je présente dans cette thèse est basé sur l'étude des performances du télescope MXT, dont l'optique est inspirée du principe de fonctionnement des "yeux des langoustes". Elle sera mise en place pour la première fois dans le cadre de télescopes X, nécessitant donc de comprendre la réponse de cette optique. MXT est chargé d'observer, la contrepartie qui suit les sursauts gamma, dite émission rémanente, dans la gamme des rayons X entre 0,2 et 10 keV. Il joue un rôle clé dans la localisation précise de ces sources astrophysiques afin de transmettre, en temps réel, leurs positions aux télescopes situés au sol, qui observeront à leur tour, rapidement et précisément, le phénomène. Au cours de mon travail de thèse, j'ai mis en place un simulateur d'observation de MXT qui m'a permis d'estimer et d'étudier les performances attendues de l'instrument au cours de la mission. J'ai également développé des algorithmes de localisation qui seront implémentés à bord du satellite. Ceux-ci m'ont ensuite permis de tester les capacités de localisation de MXT à partir d'une base de données des rémanences de sursauts gamma et de montrer que 50% de ces rémanences seront localisées plus précisément que la minute d'arc. J'ai enfin appliqué une partie de mes modélisations numériques dans le cas de sources d'ondes gravitationnelles afin d'évaluer la détection des contreparties X d'étoiles à neutrons binaires.

Title : Study and optimization of the MXT instrument, microchannel X-ray telescope onboard the SVOM space mission.

Keywords : Gamma-ray bursts, Telescope, MXT, SVOM, Space mission, X-rays.

Abstract : SVOM is a Sino-French space mission to be launched at the end of 2021. Its objective is the study of gamma-ray bursts (GRBs) and other transient high energy sources. These GRBs are very powerful cosmic explosions that can be detected at extreme distances. They appear randomly on all the sky and emit radiation in a wide wavelength range, from the infrared emission to gamma rays. SVOM space mission will shed new light on the physical phenomena associated to GRBs by detecting and observing them in real time over a wide energy range. The satellite, which will be injected on a low Earth orbit, will carry four instruments sensitive from the visible to the gamma-ray domain. Ground based telescopes will complement the space borne ones and will allow for follow-up observations from the visible to the infrared band. The MXT instrument, whose optics are based on the 'lobster eyes' principle, will observe GRBs soft X-rays counterparts (afterglows) between 0.2 and 10 keV. This optics will be used for the first time for an X-ray telescope which means to characterize this optics. MXT will play a key role in the localization of these astrophysical sources that will be transmitted, in real time, to ground based instruments allowing for fast and precise observations. During my thesis, I developed an MXT observation simulator in order to predict the performances of the instrument during the mission. I also developed localization algorithms to be implemented on board the SVOM satellite and made use of the state of the art knowledge about X-ray afterglows in order to predict the localization capabilities of MXT. I finally applied my simulation tools in the case of gravitational wave sources and, in particular, to assess the capabilities of MXT to observe bright X-ray counterparts of binary neutron star mergers.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France