HAL
open science

La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM

Sarah Antier-Farfar

To cite this version:

Sarah Antier-Farfar. La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris Saclay (COmUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS467 . tel-01456239

HAL Id: tel-01456239

https://theses.hal.science/tel-01456239v1

Submitted on 4 Feb 2017

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 : 2016SACLS467

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay préparée à l'Université Paris-Sud

Au sein du service d'Astrophysique du CEA-SACLAY (IRFU)

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

par

Mme Sarah Antier-Farfar

La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM

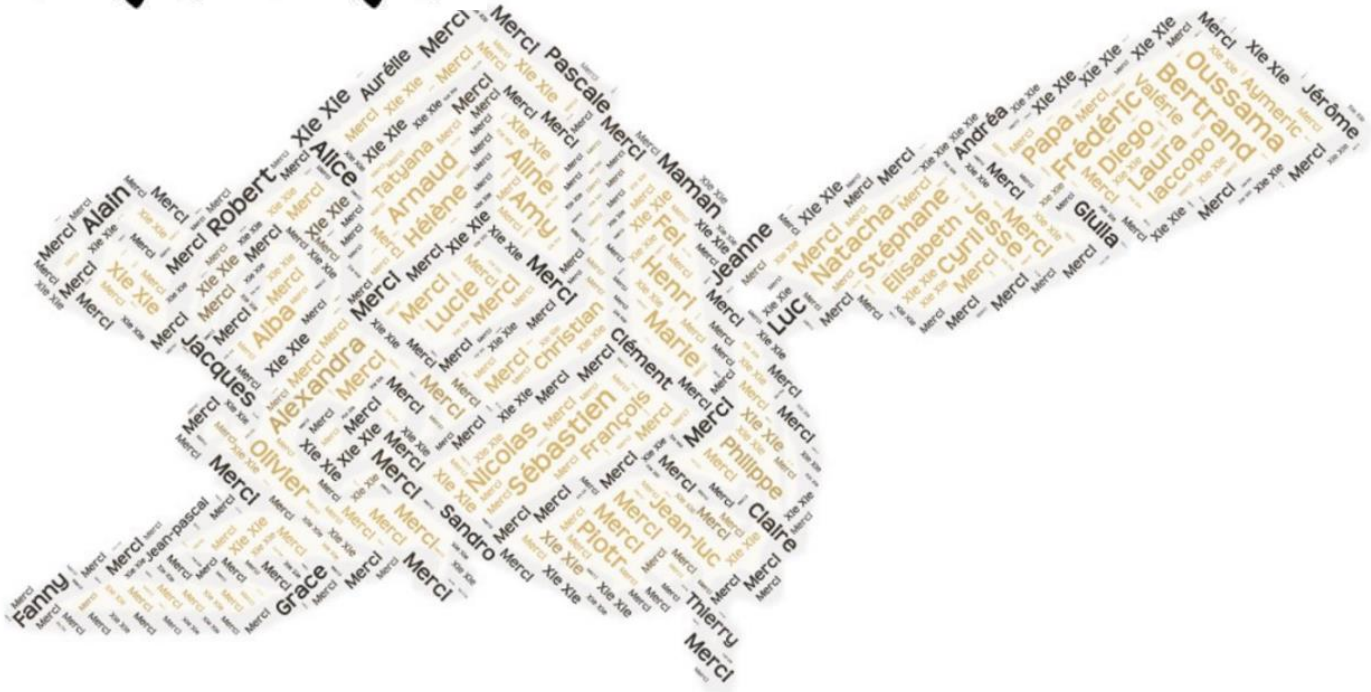
Thèse présentée et soutenue au CEA Saclay, le 29 novembre 2016.

Composition du Jury :

M.	Alain Abergel	Professeur des universités Institut d'Astrophysique Spatiale	(Président du jury)
M.	Sandro Mereghetti	Directeur de recherche INAF, Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica	(Rapporteur)
M.	Frédéric Piron	Directeur de recherche Laboratoire Univers et Particules de Montpellier	(Rapporteur)
Mme	Valérie Connaughton	Directeur de recherche NASA Marshall Space Flight Center	(Examinateur)
M.	Jean-Luc Atteia	Astronome Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	(Examinateur)
M.	Stéphane Schanne	Ingénieur - Chercheur CEA Saclay, Service d'Astrophysique	(Directeur de thèse)
M.	Frédéric Daigne	Professeur des universités Institut d'Astrophysique de Paris	(Co-directeur de thèse)
M.	Nicolas Leroy	Chargé de recherche Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire	(Invité)

Remerciements

謝謝



绳锯木断,
水滴石穿.

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

Titre : La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM

Mots clefs : astronomie gamma, sursauts gamma, instrumentation spatiale, détection en temps-réel

Résumé : Les sursauts gamma sont des événements fascinants de par leur origine longtemps restée mystérieuse, leur apparition imprévisible dans le ciel, et la formidable énergie qu'ils libèrent sous forme de bouffées de rayonnement gamma. Découverts fortuitement au début des années 1970, ils se traduisent par un intense flash de rayons gamma de brève durée (de quelques ms à quelques min), appelé émission prompte, suivi d'une émission longue, appelée rémanence, qui décroît rapidement, en émettant depuis les rayons X jusqu'au domaine radio. L'origine des sursauts gamma est encore largement discutée mais ces phénomènes extrêmes sont très vraisemblablement associés à la formation de nouveaux trous noirs stellaires. Mon sujet de thèse se situe au cœur de la mission sino-française SVOM dont le lancement du satellite est prévu en 2021, qui scrutera le ciel pour observer les sursauts avec une précision inégalée, associant observations spatiales et terrestres. Mon travail concerne l'instrument principal de la mission, le télescope spatial ECLAIRs. Il s'agit d'une caméra à masque codé sensible aux rayons X et gamma de basse énergie, en charge de la détection et de la localisation de l'émission prompte des sursauts. Durant mon travail de thèse, j'ai travaillé sur les performances scientifiques de l'instrument ECLAIRs et j'ai en particulier estimé le nombre de sursauts qui seront détectés et leurs caractéristiques. Pour cela, j'ai mis en place des simulations de performances utilisant les prototypes des algorithmes de détection embarqués combinés au modèle de l'instrument ECLAIRs. Les données en entrée des simulations comportent un bruit de fond simulé, et une population synthétique de sursauts gamma générée à partir de catalogues existants issus des observations des missions antérieures (CGRO, HETE-2, Swift et Fermi). Mon étude a permis d'estimer finement l'efficacité de détection d'ECLAIRs et prédit un taux de sursauts attendu par ECLAIRs entre 40 et 70 sursauts par an. Par ailleurs, mon travail a montré qu'ECLAIRs sera particulièrement sensible à une population de sursauts très riches en rayons X, population encore mal connue. Ma thèse présente plusieurs autres études complémentaires portant sur la performance de localisation, le taux de fausses alertes et les caractéristiques des déclenchements des algorithmes. Enfin, j'ai proposé deux nouvelles méthodes originales de détection de sursauts dont les résultats préliminaires présentés dans ma thèse sont très encourageants. Ils montrent que la sensibilité d'ECLAIRs aux sursauts courts (population d'intérêt particulier en raison de son lien attendu avec les ondes gravitationnelles) peut être encore améliorée.

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 : Detection of Gamma-Ray Bursts with the ECLAIRs instrument onboard the space mission SVOM

Keywords : gamma-ray astronomy, gamma-ray bursts, space instrumentation, real-time analysis

Abstract : Discovered in the early 1970s, gamma-ray bursts (GRBs) are amazing cosmic phenomena appearing randomly on the sky and releasing large amounts of energy mainly through gamma-ray emission. Although their origin is still under debate, they are believed to be produced by some of the most violent explosions in the Universe leading to the formation of stellar black-holes. GRBs are detected by their prompt emission, an intense short burst of gamma-rays (from a few millisecondes to few minutes), and are followed by a lived-afterglow emission observed on longer timescales from the X-ray to the radio domain. My thesis participates to the developement of the SVOM mission, which a Chinese-French mission to be launched in 2021, devoted to the study of GRBs and involving space and ground instruments. My work is focussed on the main instrument ECLAIRs, a hard X-ray coded mask imaging camera, in charge of the near real-time detection and localization of the prompt emission of GRBs. During my thesis, I studied the scientific performances of ECLAIRs and in particular the number of GRBs expected to be detected by ECLAIRs and their characteristics. For this purpose, I performed simulations using the prototypes of the embedded trigger algorithms combined with the model of the ECLAIRs instrument. The input data of the simulations include a background model and a synthetic population of gamma-ray bursts generated from existing catalogs (CGRO, HETE-2, Fermi and Swift). As a result, I estimated precisely the ECLAIRs detection efficiency of the algorithms and I predicted the number of GRBs to be detected by ECLAIRs : 40 to 70 GRBs per year. Moreover, the study highlighted that ECLAIRs will be particularly sensitive to the X-ray rich GRB population. My thesis provided additional studies about the localization performance, the rate of false alarm and the characteristics of the triggers of the algorithms. Finally, I also proposed two new methods for the detection of GRBs. The preliminary results were very promising and demonstrate that the sensitivity of ECLAIRs to the short GRBs (an interesting population due to the predicted association with gravitational waves) could be improved further.

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

Table des matières

1 Introduction **13**
1.1 Découverte et observation des sursauts gamma . . . 13
1.1.1 La découverte des sursauts . . . 13
1.1.2 Les premières missions et la stratégie d'une détection interplanétaire . . . 15
1.1.3 De *CGRO* à *Fermi* : les missions récentes d'observation des sursauts . . . 17
1.1.4 Description succinte des modèles physiques de sursauts gamma . . . 28
1.2 Questions ouvertes . . . 31
1.2.1 La physique des sursauts gamma . . . 31
1.2.2 Cosmologie et sursauts gamma . . . 32
1.2.3 Astronomie multi-messagers et sursauts gamma . . . 34
1.2.4 L'astronomie du ciel transitoire . . . 35
1.3 La mission *SVOM* . . . 36
1.3.1 Présentation générale . . . 36
1.3.2 Objectifs scientifiques . . . 37
1.3.3 Orbite, transmission des alertes et stratégie d'observation . . . 38
1.3.4 Les différents instruments scientifiques de la mission *SVOM* . . . 40
1.4 La problématique de la détection . . . 44
1.5 Plan de la thèse . . . 45

2 Détection et localisation des sursauts par ECLAIRs **47**
2.1 L'instrument ECLAIRs . . . 47
2.1.1 Le rôle d'ECLAIRs dans la mission *SVOM* . . . 48
2.1.2 Présentation des différents composants d'ECLAIRs . . . 49
2.2 Observation d'un sursaut gamma par un instrument . . . 53
2.3 Simulation de l'observation avec ECLAIRs . . . 55
2.3.1 Interaction rayonnement-matière . . . 55
2.3.2 Modélisation de l'instrument ECLAIRs sous Geant 4 . . . 56
2.3.3 Modélisation simplifiée de l'instrument ECLAIRs (approche dynamique) . 60
2.3.4 Modélisation simplifiée de l'instrument ECLAIRs (approche statique) . . 62
2.3.5 Comparaison des différentes approches . . . 62
2.4 Méthodes de détection et localisation . . . 62
2.4.1 Importance de la qualité de la détection et de la localisation . . . 63
2.4.2 Géométrie du champ de vue pour un instrument à ouverture codée . . . 64
2.4.3 Trigger Image . . . 65
2.4.4 Trigger Taux de comptage . . . 66
2.4.5 Principe de reconstruction d'image . . . 69
2.4.6 Calculateur à bord l'UGTS et logiciel des algorithmes de détection . . . 72
2.5 Conclusion . . . 75

3 Bruit de fond attendu dans ECLAIRs 76
3.1 Présentation générale . . . 76
3.2 Le fond diffus cosmique X . . . 77
3.2.1 Le modèle du fond diffus cosmique X . . . 77
3.2.2 Simulation du fond diffus cosmique X dans ECLAIRs . . . 79
3.3 Autres sources de bruit de fond . . . 80
3.3.1 Le vent et les éruptions solaires . . . 80
3.3.2 Les ceintures de radiation et l'anomalie magnétique de l'Atlantique Sud . 80
3.3.3 Le rayonnement cosmique . . . 82
3.3.4 L'effet du passage de la Terre dans le champ de vue d'ECLAIRs . . . 84
3.3.5 Sources ponctuelles astrophysiques . . . 86
3.4 Bilan . . . 86
3.5 Conclusion . . . 87

4 Simulations de données de sursauts pour ECLAIRs 90
4.1 Sursaut gamma dans les référentiels source et observateur . . . 91
4.1.1 Propriétés intrinsèques du sursaut gamma dans le référentiel de la source 91
4.1.2 Propriétés du sursaut gamma dans le référentiel de l'observateur . . . 91
4.2 Simulations de données à partir des catalogues existants . . . 92
4.2.1 Méthode générale . . . 93
4.2.2 Description des catalogues de sursauts disponibles . . . 94
4.2.3 Courbes de lumière . . . 94
4.2.4 Paramètres spectraux . . . 98
4.2.5 Conversion de la courbe de lumière (donnée en coups instrumentaux) en photons . . . 105
4.2.6 Extrapolation des sursauts dans la bande d'énergie d'ECLAIRs . . . 106
4.2.7 Cas particulier des sursauts dont le décalage vers le rouge est connu . . . 107
4.2.8 Bilan des sources d'incertitude . . . 111
4.2.9 Caractéristiques des sursauts gamma simulés . . . 111
4.3 Modèle de population synthétique de sursauts . . . 115
4.3.1 Principe du modèle . . . 116
4.3.2 Description du modèle . . . 117
4.4 Comparaison des populations de sursauts obtenues . . . 121

5 Simulations de la détection de sursauts par ECLAIRs 124
5.1 Définition de l'efficacité de détection d'un sursaut gamma . . . 124
5.2 Les deux approches de simulation de performance . . . 125
5.3 Méthode statique . . . 126
5.3.1 Méthode . . . 126
5.3.2 Mise en œuvre et implémentation . . . 127
5.4 Méthode dynamique . . . 127
5.4.1 Méthode . . . 128
5.4.2 Mise en œuvre et implémentation . . . 131
5.4.3 Imagerie . . . 134
5.5 Conclusion . . . 134

6 Taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs 136
6.1 Méthode . . . 136
6.1.1 Efficacité de détection à l'échelle d'une population . . . 137
6.1.2 Description des simulations réalisées . . . 137
6.1.3 Bilan des incertitudes . . . 138
6.2 Analyse des résultats de performance . . . 145

6.2.1 Efficacité de détection par ECLAIRs 145
6.2.2 Effet du seuil de détection 149
6.2.3 Effet de la bande d'énergie utilisée et du seuil bas en énergie 151
6.2.4 Effet des zones du détecteur, uniquement pour le trigger taux de comptage 154
6.2.5 Effet des tranches temporelles utilisées 155
6.2.6 Délais de détection 156
6.2.7 Performances de localisation d'ECLAIRs 159
6.2.8 Estimation du taux de fausses alertes 160
6.3 Prédiction du taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs 161
6.3.1 Une première approche (trop ?) naïve 161
6.3.2 Une seconde approche plus précise : sursauts de type BATSE 164
6.3.3 Sursauts de type GBM, BAT et *HETE-2* : le « bonus seuil bas » et le « bonus image » 166
6.3.4 Apport du modèle de population (Lien et al., 2014) 167
6.4 Caractéristiques des sursauts détectés par ECLAIRs 168
6.4.1 Durée 169
6.4.2 Paramètres spectraux 169
6.4.3 Flux au pic 170
6.4.4 Fluence 170
6.4.5 Décalage vers le rouge 171
6.4.6 Bilan général 171
6.5 Conclusion 171

7 Nouvelles méthodes de détection de sursauts gamma 186
7.1 Méthode basée sur la segmentation binaire *WBSB* 189
7.1.1 Principe 189
7.1.2 Présentation de la méthode *WBSB* 190
7.1.3 Application à la détection de sursauts gamma par ECLAIRs 193
7.1.4 Implémentation de la méthode *WBSB* 193
7.1.5 Résultats de performance de détection de *WBSB* 195
7.2 Méthode basée sur la segmentation binaire *F-WBSB* 196
7.2.1 Principe 196
7.2.2 Présentation de la méthode *F-WBSB* 199
7.2.3 Application de la méthode *F-WBSB* aux données d'archive *Fermi*-GBM . 205
7.2.4 Performances de détection pour les sursauts vus par GBM 206
7.3 Méthode basée sur le gradient du taux de comptage *GRAD* 212
7.3.1 Intérêt de la méthode 212
7.3.2 Présentation de la méthode *GRAD* 212
7.3.3 Application à la détection de sursauts gamma par ECLAIRs 215
7.3.4 Implémentation de la méthode *GRAD* 215
7.3.5 Résultats de performance de détection de *GRAD* 216
7.4 Méthode basée sur la classification *N-GRAD* 217
7.4.1 Principe 217
7.4.2 Présentation de la méthode *N-GRAD* 218
7.4.3 Implémentation de la méthode *N-GRAD* 218
7.4.4 Résultats de performance de détection de la méthode *N-GRAD* 219
7.5 Bilan 219
7.6 Annexe : détections de *F-WBSB* pour le mois de septembre 2008 223

8 Conclusion **235**
8.1 Les performances de l'instrument ECLAIRs 235
8.1.1 Démarche suivie 235
8.1.2 Résultats 236
8.2 Perspectives 238
8.3 Conséquence pour les autres instruments de la mission *SVOM* 240

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Découverte et observation des sursauts gamma 13
1.1.1 La découverte des sursauts 13
1.1.2 Les premières missions et la stratégie d'une détection interplanétaire . . 15
1.1.3 De *CGRO* à *Fermi* : les missions récentes d'observation des sursauts . . 17
1.1.4 Description succinte des modèles physiques de sursauts gamma 28
1.2 Questions ouvertes 31
1.2.1 La physique des sursauts gamma 31
1.2.2 Cosmologie et sursauts gamma 32
1.2.3 Astronomie multi-messagers et sursauts gamma 34
1.2.4 L'astronomie du ciel transitoire 35
1.3 La mission *SVOM* 36
1.3.1 Présentation générale 36
1.3.2 Objectifs scientifiques 37
1.3.3 Orbite, transmission des alertes et stratégie d'observation 38
1.3.4 Les différents instruments scientifiques de la mission *SVOM* 40
1.4 La problématique de la détection 44
1.5 Plan de la thèse 45

1.1 Découverte et observation des sursauts gamma

Cette section présente un panorama de la science des sursauts gamma et de leur observation par de nombreux instruments. Les sursauts gamma (*gamma-ray bursts* ou *GRB* en anglais) sont des événements fascinants. Ce sont parmi les phénomènes les plus énergétiques depuis la formation de notre Univers. Ils apparaissent au hasard sur le ciel comme des flash intenses de rayons gamma. Ils peuvent provenir des confins de l'Univers à une époque où notre galaxie, la Voie lactée, n'était pas encore formée. Malgré de nombreuses observations, leur nature exacte reste encore un sujet de recherche très actif.

1.1.1 La découverte des sursauts

Les sursauts gamma furent découverts par hasard en 1967 par des satellites américains conçus pour surveiller les essais d'armes nucléaires. La découverte des sursauts gamma est donc liée à la guerre froide, opposant les États-Unis et l'Union des Républiques Socialistes Soviétiques (URSS) et, de manière plus large, les régimes communistes et les démocraties occidentales. La guerre froide s'est installée progressivement après la seconde guerre mondiale, à partir de 1947, et a duré jusqu'à la chute des régimes communistes en Europe et la dislocation de l'URSS en 1991.

C'était une époque de vive tension, une course aux armements, vers celui qui s'équiperait des systèmes les plus puissants possibles. Une intense recherche était alors consacrée à l'armement nucléaire. En octobre 1962 survint la crise des missiles nucléaires de Cuba, ces derniers étant pointés en direction du territoire américain. Cette crise aurait pu déboucher sur de désastreuses frappes nucléaires. Mais le 10 octobre 1963, un traité entre l'URSS, les États-Unis et le Royaume-Uni a été signé à Moscou, portant sur l'interdiction des essais nucléaires dans l'atmosphère, dans l'espace ou sous l'eau. Le traité n'interdisait pas les tests menés sous terre. Avec le recul, il est apparu que ces accords ne servaient qu'à limiter la prolifération incontrôlée des armes nucléaires et de leurs essais par d'autres pays que les États-Unis et son allié, le Royaume-Uni, ou l'Union Soviétique, tels que la France mais surtout la Chine. Il faudra attendre les accords de SALT I (*Strategic Arms Limitation Talks*) pour une réelle limitation d'armes nucléaires et des équipements associés (lance missiles, bombardiers). Ces accords ont été réactualisés au fil des ans par les traités SALT II (1979), START I (1991) II (1993) et New START (2010).

Six jours après la signature du traité de 1963, les américains ont mis en orbite une série de satellites Vela (qui signifie « il veille » en espagnol). Ce programme lancé dès 1959 avait pour objectif de mettre au point une technologie propre à détecter à bord d'un satellite les effets d'éventuels essais d'armes nucléaires menés dans l'espace. En effet, à l'époque, les soviétiques avaient une avance considérable dans le domaine spatial et les américains craignaient que ces derniers procèdent à des essais de bombes nucléaires dans l'espace où il est plus difficile de détecter une explosion nucléaire. En effet, un test nucléaire mené dans l'atmosphère se manifeste d'une manière des plus spectaculaires en produisant une sphère de plasma (la boule de feu) qui se dissipe sous forme d'un flash thermique intense et qui s'élève rapidement en formant un nuage de type cumulo-nimbus (le fameux champignon). Par contre, un essai nucléaire mené dans le vide spatial ne produit qu'une intense bouffée de rayons X et gamma. Afin de repérer les effets de ces hypothétiques essais, les spécialistes américains utilisèrent différents types de détecteurs à scintillation. Pour les rayons X, ces instruments étaient gratifiés d'un mince cristal d'iodure de sodium et d'un collimateur limitant le champ de vue à environ six degrés d'ouverture. Pour les rayons gamma, les détecteurs étaient équipés d'un gros cristal d'iodure de césium. Il y avait aussi un détecteur de neutrons, ces derniers étant également relâchés lors de toute explosion nucléaire.

Les satellites Vela furent envoyés par paires sur une orbite circulaire, dans des positions diamétralement opposées afin que la Terre ne masque pas les effets d'une éventuellle explosion nucléaire. Ils étaient situés à plus de cent mille kilomètres d'altitude, au delà des ceintures de radiations de telle sorte qu'ils n'étaient pas exposés au flux massif de particules chargées (protons et électrons) piégées dans ces ceintures.

Les satellites Vela n'ont donc pas été conçus au départ pour la recherche scientifique. Néanmoins, certains de leurs concepteurs se sont demandés si des phénomènes naturels ne pouvaient pas produire des signaux comparables à ceux d'un essai d'arme nucléaire mené dans l'espace. Cette étude fut menée par l'américain Stirling Colgate, spécialiste des explosions nucléaires. Ce dernier se pencha sur la physique des explosions d'étoiles telles les supernovae et compara le type de rayonnement libéré à celui d'un essai nucléaire. Sa conclusion fut telle que lors d'un Congrès des Nations-Unies à Genève, il attira l'attention sur la possibilité d'une fausse alarme déclenchée par l'apparition d'une supernova. Il était vraiment inquiet qu'un tel événement puisse être interprété comme une authentique explosion nucléaire dissimulée et provoquer une réelle crise diplomatique.

C'est dans ce contexte que plusieurs satellites militaires du type Vela furent lancés en 1963, 1964 et 1965. Par la suite, il a été décidé de construire une nouvelle série de satellites plus perfectionnés, nommée *Advanced Vela*. Alors que les Vela n'avaient que pour seul objectif les explosions nucléaires dans l'espace, ces derniers avaient aussi l'ambition de détecter des essais nucléaires dans l'atmosphère. Pour cela, ils embarquaient des photodiodes ultrasensibles pour

repérer des flashs dans le visible. Ils furent mis en orbite de 1967 à 1970 (voir figure 1.1, à gauche).

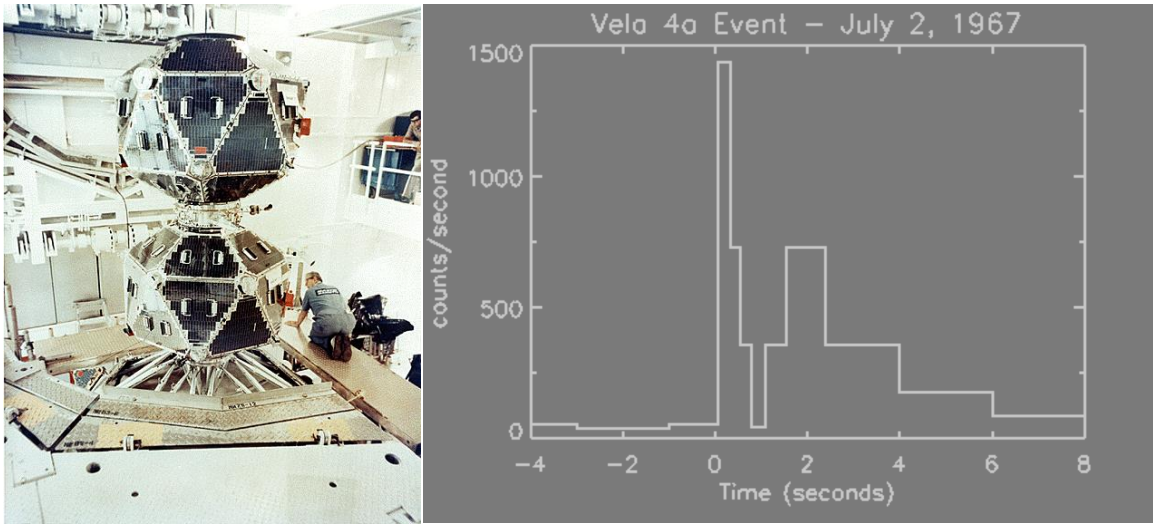


FIGURE 1.1 – Photographie des satellites Vela 5a et 5b (à gauche). Courbe de lumière du premier sursaut gamma détecté par le satellite Vela 4a le 2 juillet 1967 (à droite).

La réalisation de ces *Advanced Vela* a été confiée à deux laboratoires américains dont le Laboratoire Scientifique de Los Alamos dans lequel travaillait le scientifique Raymond Klebesadel. Klebesadel était en charge de l'exploitation des données des satellites Vela. En temps normal, les données étaient principalement du bruit de fond résultant de l'environnement de particules cosmiques dans lequel baignaient les appareils. Parfois, de brusques accroissements du nombre de photons gamma détectés dans un intervalle de temps donné apparaissaient. Le profil temporel de ces événements repéré par Klebesadel ne correspondait pas aux bouffées gamma que produirait une authentique explosion nucléaire. De plus, ces événements étaient simultanément détectés par plusieurs satellites forts distants les uns des autres. En utilisant une méthode de localisation par triangulation, Klebesadel conclua que ces événement ne pouvaient provenir ni de la Terre, ni du Soleil. Il s'agissait d'un bien d'un événement astronomique, dont le premier fut enregistré le 2 juillet 1967 à 14 : 19 UTC. C'est ainsi que l'équipe de Los Alamos menée par Klebesadel publia la première découverte des sursauts gamma dans l'Astrophysical Journal sous le titre : *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin* (Klebesadel et al., 1973).

Ce fut le début d'une longue quête...

1.1.2 Les premières missions et la stratégie d'une détection interplanétaire

Après la découverte des sursauts gamma, la recherche se focalisa sur le mystère de leur site d'origine. L'idée était de détecter l'émission gamma à l'aide d'observatoires spatiaux, embarquant à leur bord des instruments grand champ. Ces derniers mesureraient la direction d'origine du sursaut, dans l'espoir de pointer des télescopes classiques, plus sophistiqués et à champ réduit en direction de la source. Cette stratégie relevait d'une prouesse technique : la détection quasi-simultanée d'une source transitoire en multi-longueurs d'onde. En effet, la recherche de la contrepartie dans d'autres domaines de longueurs d'onde telles que les rayons X ou le domaine visible, nécessitait entre autres une localisation précise du sursaut.

Afin de mettre en place cette stratégie, on peut utiliser la méthode de triangulation précédemment employée dans le cas du réseau constitué des satellites Vela. En effet, il est possible de déterminer la position d'une source gamma en utilisant la différence entre les instants d'arrivée

de la bouffée gamma reçu par les différents satellites. L'intersection des champs d'observation de deux satellites permet de tracer un anneau sur le ciel. Ce n'est qu'avec l'ajout d'un troisième satellite, que l'anneau est sectionné donnant deux positions candidates. Plus les satellites sont espacés entre eux, plus la mesure de localisation est précise. Comme les distances interplanétaires sont des milliers de fois plus grandes que celles séparant les satellites Vela, il a été mis en place un réseau de détecteurs gamma dans tout le système solaire. À cette époque, les américains et les soviétiques menaient de nombreuses missions afin d'explorer les planètes Mars ou Vénus.

Plusieurs types de réseaux interplanétaires ont donc été mis en place :

1. le réseau américain. Le premier élément du réseau est un petit détecteur gamma à bord de la mission *ISEE3* (*International Sun-Earth Explorer*) qui est proche de la Terre, conçu par Los Alamos, et héritier de la recherche développée dans le cadre du projet Vela. Le deuxième élément est un autre détecteur gamma du même type, également conçu par Los Alamos et embarqué sur la mission *PVO* (*Pioneer Venus Orbiter*) située près de Vénus. Le dernier élément est le détecteur GFSC à bord de la sonde solaire *Hélios 2*.
2. le réseau franco-soviétique. Suite à la création de l'agence spatiale française (CNES) en 1961, la France devenait en 1965 la troisième puissance spatiale. Peu de temps après, à la suite d'un accord entre la France et l'URSS dont le but était de « promouvoir l'exploration de l'espace à des fins pacifiques », une série de programmes bilatéraux a vu le jour. Un de ces programmes regroupait des expériences pour étudier les particules et les photons de haute énergie. Les français ont fourni des instruments composés de détecteurs gamma à scintillation aux russes qui s'occupaient quant à eux de la plateforme [1] du satellite. En 1977, fut lancé l'instrument Signe 2 à bord de la mission russe *Prognoz 6*, en orbite autour de la Terre. Par la suite, le même instrument fut lancé à bord de deux satellites jumeaux appelés *Prognoz 7*, constituant deux membres du réseau interplanétaire. De son côté, l'URSS développa un ensemble d'instruments sensibles aux rayons gamma appelé Konus, à bord de *Venera 11* et *Venera 12*, proches de Vénus.

Le 5 mars 1979, un événement gamma particulièrement spectaculaire fut détecté par les différents réseaux. C'était la première fois que des conditions aussi favorables avaient été réunies (grand nombre de détecteurs touchés, grandes distances entre les détecteurs, même domaine spectral). L'événement fut localisé très rapidement : sa direction d'origine pointait dans la direction de N49, astre considéré comme un vestige de supernova situé dans le grand nuage de Magellan. Bien que cet événement correspondait à une émission de bouffées gamma comme les sursauts détectés jusqu'alors, son profil temporel ne correspondait pas totalement : une forte intensité, supérieure d'un ordre de grandeur à celle des sursauts « classiques », un temps de montée extrêmement bref et une bouffée de photons riche en rayons X. De façon plus étrange, quelques années plus tard, de nouvelles émissions gamma dans la même direction furent enregistrées par les instruments Konus. En réalité, cet événement provenait d'un magnétar, à savoir une étoile à neutrons en rotation rapide et ultra-magnétisée. Ce nouveau type de source gamma découvert par les observations de 1979, peut éjecter des bouffées de photons X (voire gamma dans ce cas-ci par exemple) à répétition aussi démesurées que brèves. Ces dernières ont été nommées *Soft Gamma Repeater* (*SGR*), sursaut gamma répétitif en français. Par la suite, plusieurs SGRs ont été découverts par des équipes françaises, soviétiques et américaines.

Un second réseau, appelé IPN2 puis IPN3 (*Inter Planetary Network*) fut construit par les américains à la suite du lancement des missions spatiales *SMM* (*Solar Maximum Mission*) ou *Ulysses*. IPN3 est toujours en activité.

1. Tout le satellite hormis les instruments scientifiques constituant la charge utile.

1.1.3 De *CGRO* à *Fermi* : les missions récentes d'observation des sursauts

Le grand observatoire gamma *CGRO* et les classes de sursauts gamma

CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*, voir figure 1.2), observatoire spatial dédié à l'étude des rayons gamma fut lancé le 5 avril 1991. Il pesait 17 tonnes faisant de lui, à cette époque, le satellite le plus massif dédié à l'astrophysique jamais lancé. *CGRO* mena des observations approfondies dans le domaine des hautes énergies.

FIGURE 1.2 – Photographie du satellite *CGRO*, prise de la navette spatiale lors de son déploiement.

CGRO possédait quatre instruments : l'instrument OSSE (*Oriented Scintillation Spectrometer Experiment*), l'instrument COMPTEL (*Imaging Compton Telescope*), l'instrument EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) et l'instrument BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*).

L'instrument BATSE était en charge de la détection des sursauts gamma sur la voûte céleste. Sensible dans une gamme d'énergie de 20 keV à 1 MeV, il était composé de 8 modules de détection gamma appelés LAD (*Large Area Detector*)[2]. Ces modules étaient consitués de détecteurs à scintillation composés de cristaux d'iodure de sodium, et montés à chacun des 8 coins de la structure principale de *CGRO*. Les axes des LADs étaient alignés de telle manière que chacun d'eux était perpendiculaire à l'une des huit faces d'un octaèdre régulier imaginaire. De ce fait, les huit LADs avaient leurs axes alignés en direction de huit très grandes zones distinctes du ciel. Ainsi, en comparant l'amplitude des signaux reçus pour un même sursaut par les différents modules, on pouvait estimer la position de la source à l'origine du sursaut avec une précision de l'ordre d'une dizaine de degrés. Enfin, l'instrument BATSE possédait un calculateur interne temps réel permettant la détection de sursauts avec une résolution temporelle minimum de 64 millisecondes.

2. La même technique était utilisée par l'instrument KONUS

Grâce à sa grande sensibilité aux rayons gamma et à son important champ de vue, BATSE offrait des capacités de détection supérieures à ses prédécesseurs. BATSE était pressenti comme celui capable de résoudre le mystère de la nature des phénomènes à l'origine des sursauts gamma. C'est plutôt l'importante richesse de son catalogue de plusieurs milliers de GRBs (2145 sursauts détectés à bord) qui l'ont fait connaître (Paciesas et al., 1999). En effet, les études statistiques ont montré que les sursauts gamma sont des phénomènes aléatoires, répartis de façon isotrope sur la voûte céleste (Fishman 1995, voir figure 1.4). Cela a permis de confirmer les hypothèses émises sur les propriétés des sursauts par les observations des missions précédentes (Mazets 1985, Atteia et al. 1987). Ils sont caractérisés par un flash gamma intense dont la durée s'étage de quelques millisecondes à quelques centaines de secondes. Leurs courbes de lumière sont d'une extrême diversité, rendant très difficile toute interprétation des mécanismes sous-jacents (voir figure 1.17). Le spectre associé présente une loi de puissance avec des indices très différents selon le sursaut. C'est donc un spectre non thermique caractéristique de l'émission de particules accélérées. Grâce à la performance de la caractérisation spectrale par BATSE, on a pu dégager un modèle spectral, proposé en 1993 par Band et ses collaborateurs (Band et al., 1993) reposant sur deux lois de puissance qui se reconnectent au niveau d'une énergie appelée E_{peak}.

La statistique des durées a montré une distribution bimodale des sursauts : les sursauts courts dont la durée est comprise entre quelques millisecondes et quelques secondes (moyenne centrée autour de 0,3 s) et les sursauts longs dont la durée est comprise entre quelques secondes et quelques centaines de secondes (moyenne centrée autour de 20 s). La séparation de ces deux classes est une durée d'environ 2 s, comme on peut le voir sur la figure 1.3 (Paciesas et al., 1999). La recherche de la nature de l'astre à l'origine de ces deux catégories de sursauts est un sujet de discussion brûlant et est encore d'actualité.

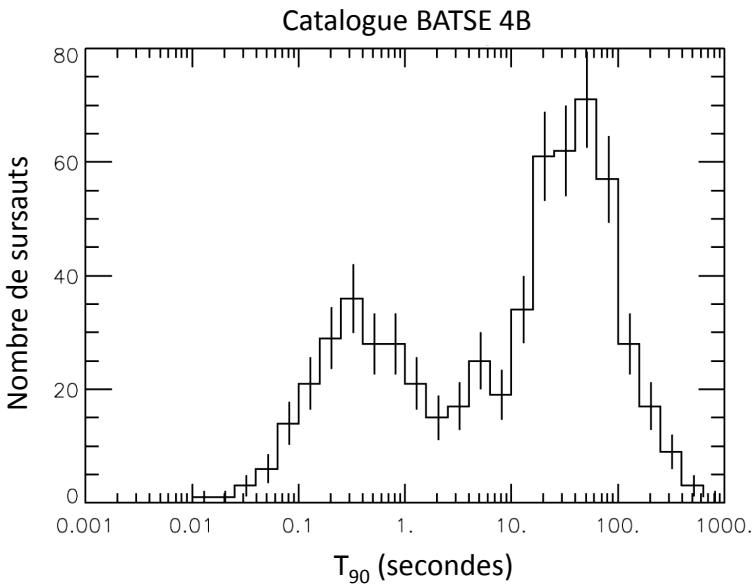


FIGURE 1.3 – Histogramme des durées des sursauts détectés par BATSE montrant la distinction de deux classes de sursauts (Paciesas et al., 1999).

En effet, depuis les premières observations de sursauts gamma, cette question n'a cessé d'être un sujet de discussion et parfois de discorde importante, notamment lors du débat de 1995. Deux visions se sont affrontées : les sursauts gamma ont-ils une origine galactique ou extra-galactique ? La version suivant laquelle les sursauts proviennent de notre galaxie conjecture également que ces derniers sont liés à des étoiles à neutrons, comme ce qui avait été démontré

pour les sursauts répétitifs. Mais comment expliquer le nombre important de sursauts gamma détectés comparativement aux populations d'objets supposés en être la source ? Mais surtout, comment expliquer l'isotropie apparente des sursauts gamma avec une hypothèse galactique ?

La version pour laquelle les sursauts ont une origine cosmologique, implique que les sursauts gamma sont issus de phénomènes extrêmement violents survenus dans l'Univers lointain. L'isotropie est alors naturelle. Ramenés dans le référentiel de la source, les quantités d'énergie émises sont d'autant plus importantes. D'ailleurs, certains spécialistes ont évoqué lors du débat que les plus faibles du catalogue étaient systématiquement plus longs. On pouvait supposer que ces derniers étaient produits par des sources situées à des distances cosmologiques, alors affectées par la dilatation des durées due à l'expansion. De ce fait, quel type d'objet astrophysique est-il capable de produire une telle quantitié d'énergie, pour qu'elle soit visible depuis la Terre ?

L'instrument BATSE n'a pas permis de trancher cette question dans un premier temps, mais de forts soupçons sur une provenance extra-galactique des sursauts se sont confirmés. En effet, le nombre de sursauts détectés étant de plus en plus important (comme le montre le catalogue BATSE 4B, Paciesas et al. 1999), et compte-tenu du fait qu'ils étaient répartis uniformément sur le ciel, l'idée que tous les progéniteurs soient situés dans le disque galactique pouvait être difficilement envisageable.

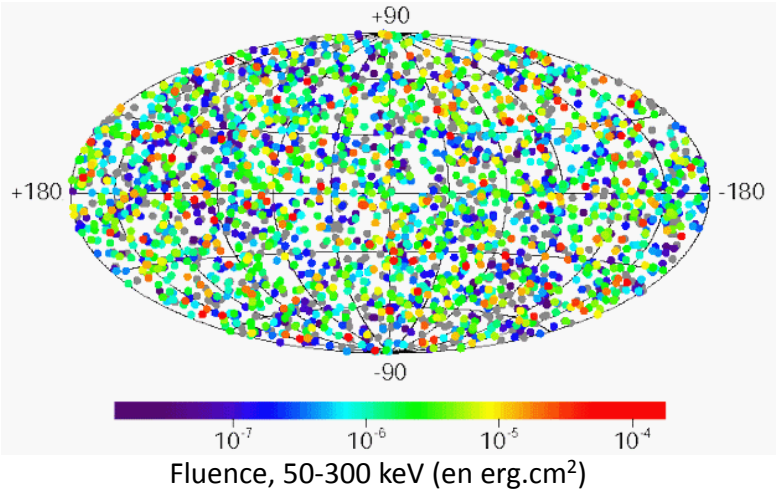


FIGURE 1.4 – Distribution sur la voûte céleste des sursauts détectés par BATSE (Paciesas et al., 1999).

Pour conclure le débat, il fallait passer par l'identification de leurs contreparties dans des bandes spectrales où les moyens d'observation astronomique permettent d'estimer les distances des astres. Mais comme il était attendu que l'éclat de ces éventuelles contreparties décroisse rapidement après l'apparition du sursaut, la position supposée de leurs sources devait donc être envoyée le plus rapidement possible aux moyens dédiés d'observation au sol, avec, au premier rang, les télescopes robotiques à réaction rapide.

Dans le cas de *CGRO*, les données étaient transmises au sol en temps quasi-réel au moyen du TDRSS (*Tracking and Data Relay Satellite System*), le système NASA de satellites de télécommunication mis à poste en orbite géostationnaire au départ pour relayer sans interruption les données transmises par les navettes spatiales, puis aujourd'hui par la Station Spatiale Internationale et plus généralement par tout satellite en orbite basse. La NASA en a profité pour mettre au point le système BACODINE (*BAtse COordinates DIstribution NEtwork*, Barthelmy et al. 1994), qui dès le milieu des années 1990, était en mesure de fournir à toute la communauté

scientifique la position supposée d'un sursaut gamma quelques secondes après que BATSE l'ait détecté. Toutefois, la précision de localisation des sursauts gamma avec BATSE (de l'ordre d'une dizaine de degrés en moyenne) n'était pas suffisante pour que BACODINE permette d'identifier une contrepartie d'un sursaut gamma. Cette étape décisive dans l'étude des sursauts gamma ne sera franchie qu'en 1997 grâce à la mission italienne *Beppo-SAX*.

La deuxième fonction de BACODINE était de collecter la position sur la voûte céleste de tous les sursauts détectés par d'autres satellites et de distribuer l'information à toute la communauté scientifique. Elle sera maintenue après la fin de la mission *CGRO* dans le cadre du système GCN (*Gamma-ray burst Coordinates Network*).

Beppo-SAX et la mesure de la rémanence des sursauts

Beppo-SAX est une mission italienne lancée en 1996. Elle était dévolue aux observations astronomiques dans une vaste gamme d'énergie de 0,1 keV à 300 keV.

Le satellite *Beppo-SAX* emportait un ensemble d'instruments à petit champ de vue, les NFI (*Narrow Field Instrument*) qui pointaient tous dans l'axe même de la plateforme spatiale. Quatre d'entre eux étaient des télescopes à rayons X de basse énergie. Groupés deux à deux, ils enserraient un instrument massif appelé GRBM (*Gamma-Ray Burst Monitor*), apte à détecter les sursauts gamma dans la bande 50-700 keV et dans un très vaste champ de vue. Enfin, deux autres caméras à grand champ (40×40 degrés), dont la surface de détection était de 500 cm^2 sensible dans la bande d'énergie 2-30 keV, complétaient la charge utile. La technologie utilisée par les deux caméras de contribution néerlandaise (appelées WFC pour *Wield Field Camera*) était celle d'un masque codé, placé devant le détecteur, fait de trous et de pleins, qui sont répartis d'une manière aléatoire. Elle permettait de former une image du ciel et de déterminer la position des sources gamma avec une erreur de localisation très faible comparé à celle de BATSE. Cette méthode avait été utilisée pour la première fois en astronomie gamma à bord de la mission franco-soviétique *Sigma* lancée en 1989. Ainsi, compte tenu de la taille des trous du masque codé (1 mm), de la distance entre le masque et le détecteur (70 cm) et la précision avec laquelle on mesure le point d'impact des photons ($0,4 - 0,8$ mm), chacune des WFCs offrait une résolution angulaire de 5 minutes d'arc et une précision de localisation des sources X de 1 à 3 minutes d'arc. L'instrument ECLAIRs à bord de *SVOM* sur lequel porte ma thèse utilise le principe d'ouverture codée.

Le satellite *Beppo-SAX* disposait d'un centre de contrôle très réactif. En effet, avec son orbite presque équatoriale, *Beppo-SAX* passait toutes les 103 minutes au dessus d'une station de réception des données que les italiens avaient installée au Kenya. À chaque survol, une liaison radio était établie pendant une dizaine de minutes avec le satellite afin de transmettre au sol les données enregistrées à bord pendant une orbite. Ces dernières étaient ensuite transmises au centre de traitement scientifique. Ainsi la procédure consistait à étudier en priorité les données du GRBM. Chaque fois que ce dernier détectait l'arrivée d'une bouffée de photons gamma, les données des WFCs étaient alors traitées pour produire des images avec les photons X enregistrés dans le laps de temps même durant lequel le GRBM avait détecté un signal gamma. Compte tenu du rapport des champs de vue entre le GRBM et les WFCs, on pouvait espérer dans 5 à 10 % des cas, que le sursaut soit détecté simulatément par les deux instruments. Si tel était le cas, la décision pouvait être prise de réorienter le satellite pour que la zone du sursaut ainsi détecté rentre dans le champ de vue des instruments petit champ.

Le 28 février 1997, le GRBM a détecté une bouffée de photons gamma présentant toutes les caractéristiques d'un sursaut long. Au même instant, un signal temporel similaire est repéré dans l'une des WFCs. À la suite de la reconstruction de l'image à l'aide du masque codé, une nouvelle source gamma est identifiée sur la voûte céleste dont la localisation est estimée avec une précision de 3 minutes d'arc. Les équipes scientifiques décidèrent alors d'envoyer une alerte à l'ensemble de la communauté et de repointer le satellite huit heures après la détection

de ce sursaut, GRB970228 pour observer le phénomène transitoire avec les NFIs. Ces derniers détectent une source de rayons X encore inconnue à la périphérie de la boîte d'erreur que la WFC a assigné à GRB970228. Au fil des observations, l'intensité de la source décroit d'un facteur 20, établissant directement le lien avec le sursaut gamma. La découverte de sa rémanence 8 heures après l'émission prompte gamma fut une grande avancée pour la science des sursauts (voir figure 1.5). Par ailleurs, à la suite de la réception de l'alerte, une observation menée 28 h plus tard par le télescope WHT (*William Herschel Telescope*), installé aux Canaries permit de mettre en évidence l'émission rémanente dans le domaine visible. À la suite, deux nouveaux sursauts auquels on a pu aussi associer des émissions X ont pu être découverts : GRB 970508 et GRB 971214 (Costa et al., 1997; van Paradijs et al., 1997).

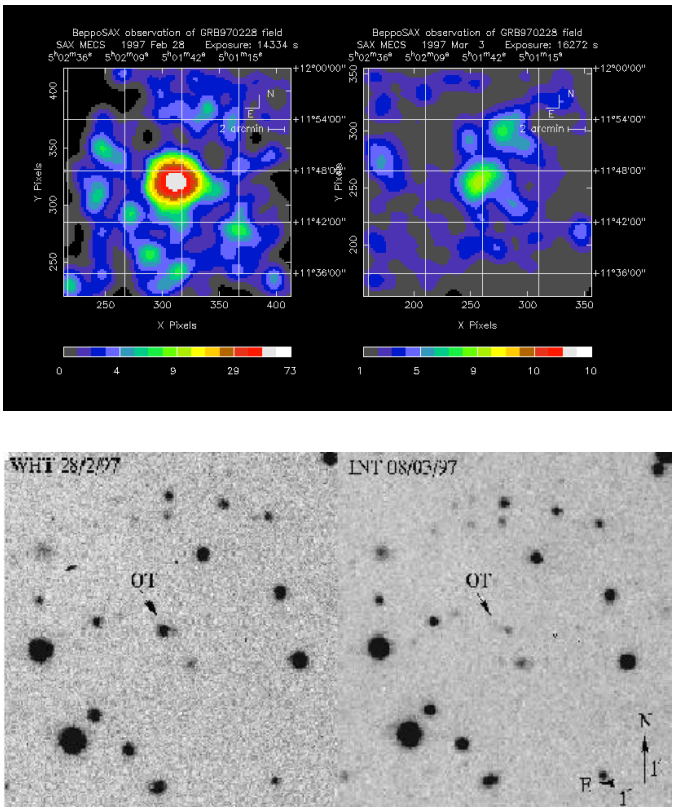


FIGURE 1.5 – Première observation de la contrepartie X et optique du sursaut gamma 970228 détecté par *Beppo-SAX*. La contrepartie X (en haut) a été étudiée 8 heures après la détection (à gauche), (Costa et al., 1997), et 3 jours après (à droite). La contrepartie dans le visible (en bas) a été étudiée 28 h après la détection du sursaut en gamma (van Paradijs et al., 1997).

Une question restait encore en suspens : l'éventuelle nature extra-galactique du sursaut. Pour cela, il ne faut pas uniquement savoir à quel point précis de la voûte céleste apparaît le sursaut gamma mais également être capable d'en estimer la distance. Ainsi dès que cela était possible, l'étude de l'émission rémanente dans le domaine visible permettait de rechercher des raies spectrales caractéristiques afin de mesurer le décalage vers le rouge [3]. De ce fait, on a observé dans le spectre du sursaut GRB970508, un décalage des raies du fer et du magnésium lié à l'effet de l'expansion de l'Univers (voir figure 1.6, Metzger et al. 1997). On a réalisé pour la première fois une mesure du décalage vers le rouge. Ce dernier était de $z = 0,835$, et fut confirmée par des mesures réalisées sur la galaxie hôte. Ce sursaut avait donc été produit il y a 7

3. À noter que dans la suite de la thèse, le terme « décalage vers le rouge » sera souvent remplacé par le terme anglais *redshift*.

milliards d'années. Cela permit d'attester définitivement la nature extra-galactique du sursaut. Par exemple, les sursauts tels que GRB971214 ont un décalage vers le rouge associé supérieur à 3, prouvant que les sursauts peuvent être bel et bien des phénomènes très lointains.

De plus, en ramenant ces sursauts dans l'Univers proche, les sursauts libèrent une énergie intrinsèque telle, que la nature du phénomène à l'origine des sursauts ne peut être une étoile à neutrons, même ultra-magnétisée. La quête des sources des sursauts gamma s'est donc orientée vers les trous noirs, astres les plus extrêmes de notre Univers. Une description du moteur central des sursauts sera proposée dans la suite de ce chapitre.

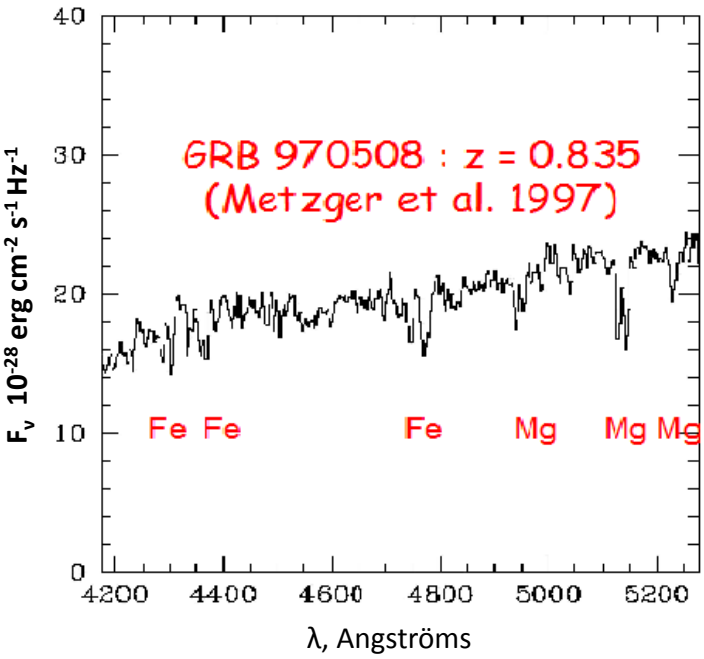


FIGURE 1.6 – Première mesure d'un décalage vers le rouge d'un sursaut (GRB970508). Les raies du fer et du magnésium sont décalées du à l'expansion de l'Univers.

HETE-2, la première mission dédié à l'étude des sursauts

HETE-2 (*High Energy Transient Explorer*) est un satellite dédié à l'étude des sursauts gamma, lancé le 9 octobre 2000 (voir figure 1.7). Il embarquait plusieurs instruments qui observaient l'émission prompte (bouffée de photons gamma) et la rémanence proche en rayons X, faisant de lui le premier appareil d'étude des sursauts gamma mariant précision de localisation et promptitude de réponse. Sa charge utile était constituée par :

— le système Frégate (*FRench GAmma TElescope*), composé de quatre détecteurs gamma à scintillation, apte à détecter les GRBs dans la gamme 4-600 keV. Il possédait un champ de vue de 3 stéradians et avait une surface efficace de 60 cm^2.

— au centre, le WXM (*Wide Field X-ray Monitor*), dispositif à ouverture codée opérant dans la bande des rayons X de 2 keV à 25 keV. Ce dernier possédait une bonne résolution spectrale et pouvait localiser les sursauts avec une précision d'une dizaine de minutes d'arc.

— les caméras SXC (*Soft X-ray Camera*), à ouverture codée opérant dans la bande des rayons X de 0,5 à 10 keV. La surface de détection était de 7,4 cm^2 pour chaque caméra et les sursauts pouvaient être localisés avec une précision maximale de 10 secondes d'arc.

HETE-2 utilisait aussi un système de transmission des données spécifique. Pour cela, une douzaine d'antennes VHF étaient reparties sur Terre sous la trace du satellite le long des zones

équatoriales. *HETE-2* passait et repassait au-dessus de ces zones et restait une dizaine de minutes en vue d'un même site. Le projet *SVOM* sur lequel je travaille utilise le même type de réseau d'alertes.

L'observation des sursauts par *HETE-2* a eu de nombreuses retombées scientifiques. Le sursaut GRB021004 fut détecté par Frégate, ses coordonnées célestes mesurées à l'aide de *WXM* et transmises au sol seulement 49 secondes après le début du sursaut. Aussitôt, un ensemble d'observatoires a scruté le ciel dans la direction fournie par *HETE-2*. L'émission rémanente a pu être observée seulement 9 minutes après le début du sursaut, grâce au télescope NEAT (*Near Earth Asteroid Tracking*). Elle était parfaitement visible comme un astre de magnitude $m = 15$ (Fox et al., 2003).

Une nouvelle performance observationnelle est effectuée avec le sursaut GRB030329. L'émission rémanente fut observée à l'aide du spectrographe UVES monté sur l'un des quatre télescopes de 8 m du diamètre du VLT (*Very Large Telescope*). Le décalage vers le rouge fut estimé à $z = 0,1685$. Une semaine après l'événement, les astronomes ont décelé la trace d'une autre émission se superposant à celle déclinante de la rémanence du GRB. L'éclat de la source évoluait comme une supernova, dans les premiers jours suivant l'explosion d'une étoile massive. Cela a permis d'établir observationnellement pour la première fois le lien étroit entre les sursauts gamma et les supernovae.

Le sursaut GRB050709 détecté par Frégate est un sursaut très bref (70 ms) et riche en photons X durs. L'observation de la rémanence à l'aide du télescope spatial à rayons X *Chandra* puis la découverte de la galaxie hôte dans le domaine visible avec le *HST* engendra une forte contrainte sur la nature des progéniteurs des sursauts courts. En effet, le sursaut apparaît en périphérie d'une galaxie elliptique ne formant plus d'étoiles. Contrairement aux sursauts longs comme GRB030329 qui sont associés à des explosions d'étoiles massives, l'observation de GRB050709 pointe vers une association de sursauts courts avec des coalescences d'étoiles à neutrons. Ce scénario pourra peut-être être confirmé par une association « sursaut gamma courts - onde gravitationelles ». Le système *SVOM* est conçu pour faciliter ces observations conjointes.

Enfin, *HETE-2* a caractérisé une nouvelle classe de sursauts riches en X (appelés *X-ray flashes* découverts par *Beppo-SAX*) dont le E_{peak} est aux alentours de 10 keV. Cette classe est particulière intéressante dans le cadre de ma thèse car l'instrument ECLAIRs dont j'étudie les performances sera sensible à ce type de sursauts.

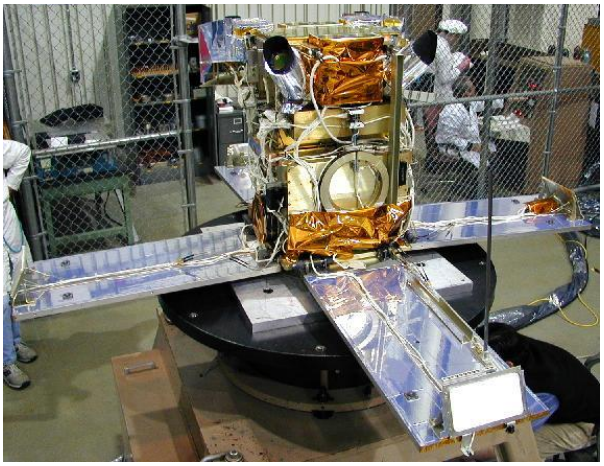


FIGURE 1.7 – Le satellite *HETE-2* en phase de test.

INTEGRAL

La mission *INTEGRAL* (*INTERnational Gamma Ray Astrophysics Laboratory*), projet européen d'envergure lancé en 2002, est fondée sur l'utilisation simultanée de deux grands dispositifs à ouverture codée : IBIS (*Imager on Board the Integral Satellite*) et SPI (*Spectrometer for Integral*). Ces derniers jouent un rôle précis : IBIS est en charge de la découverte des sources de photons gamma et de la mesure précise de leurs coordonnées (erreur inférieure à 1 minute d'arc), grâce à sa grande sensibilité entre 15 keV et 10 MeV et son champ de vue assez vaste (0,25 sr). SPI mesure l'énergie des photons avec une précision de deux pour mille et est sensible dans la bande d'énergie 20 keV-8 MeV. L'équipe du CEA où j'effectue ma thèse a beaucoup contribué aux deux instruments IBIS et SPI à bord d'Integral.

Grâce au grand champ de vue de ses deux dispositifs à ouverture codée, *INTEGRAL* détecte les sursauts au rythme d'un par mois. Les données sont transmises au sol en temps réel, permettant ainsi de faire tourner des algorithme de recherche de sources transitoires à l'aide du logiciel IBAS (*Integral Burst Alert System*, Mereghetti et al. 2003) installé au centre des données d'Integral ISDC à Genève. Par exemple, l'émission rémanente du sursaut GRB030501, détecté à l'aide d'IBAS, a pu être observée par le télescope robotique Tarot moins de 20 s après le début du sursaut. Une difficulté est que la loi de pointage d'*INTEGRAL* pointe majoritairement en direction du plan galactique, ce qui permet pas de suivre la rémanence visible des sursauts détectés, qui est absorbée par les poussières galactiques.

Les performances d'*INTEGRAL* en terme de précision de localisation ou de promptitude à diffuser l'information se démontrent aussi avec le sursaut GRB031203. Suite aux alertes envoyées via le réseau américain GCN, des observations de l'émission rémanente dans le proche infrarouge ont débouché sur la découverte de la galaxie hôte et sur la mesure de son décalage vers le rouge. Mais c'est en bande X, à l'aide du télescope XMM-Newton, que les résultats ont été les plus marquants (Watson et al., 2004). Au cours de cinq poses successives, on constate que la taille brillante de l'émission rémanente s'éteint peu à peu. Cette dernière est accompagnée d'un anneau en expansion, provenant de la diffusion des rayons X, que le sursaut avait produit en masse, par le milieu interstellaire de notre propre galaxie.

À noter enfin que le télescope IBIS est parvenu à mesurer le degré de polarisation de l'émission de plusieurs sursauts tel que GRB140206A (Götz, Laurent, Antier, et al., 2014).

Swift et le suivi en multi-longueurs d'onde automatisé

Le satellite *Swift* (voir figure 1.8) est un observatoire entièrement dédié à l'étude des sursauts gamma et de leur rémanence. Il détecte et de localise l'émission prompte des sursauts gamma avec son instrument à ouverture codée BAT, puis il dirige ses télescopes à petit champ dans la direction présumée du sursaut : le télescope X, XRT et l'instrument visible et ultra-violet UVOT. À la différence de *Beppo-SAX*, la manœuvre est entièrement automatisée grâce à l'emploi d'une plateforme spatiale ultra-agile, héritée du programme de la « guerre des étoiles ». Il a été lancé par une fusée Delta 2 le 20 novembre 2004 et il est toujours opérationnel. En 2014, il est jugé par l'agence spatiale américaine comme la mission spatiale la plus rentable entre son coût et ses retombées scientifiques.

Le premier instrument du satellite est le détecteur à ouverture codée en charge de la détection et de la localisation de l'émission prompte, appelé BAT (*Burst Alert Telescope*). Le champ de vue de BAT couvre le huitième de la voûte céleste soit 1,4 stéradians. BAT est équipé d'un détecteur, inspiré du plan détecteur ISGRI du télescope IBIS d'*INTEGRAL*. Ce dernier est constitué d'un plan de détection de 256 modules comprenant chacun 128 détecteurs CdZnTe mesurant 4 mm $\times$ 4 mm $\times$ 2 mm (ce qui correspond à un total de 32768 détecteurs). Le masque codé est situé à un mètre devant le plan de détection dont la surface est de 5200 cm^2. La précision de la localisation mesurée à l'aide du dispositif à masque codé est de l'ordre de quelques minutes

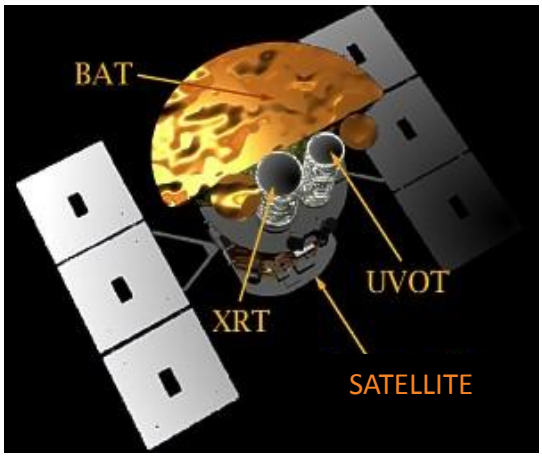


FIGURE 1.8 – Vue d'artiste du satellite Swift dédié à l'étude des sursauts gamma.

d'arc. Cette architecture mise en œuvre pour la première fois dans cette bande spectrale par le télescope *Sigma* à bord du satellite russe Granat puis par le télescope IBIS à bord du satellite *INTEGRAL*, a été reprise par l'instrument ECLAIRs de la mission *SVOM*.

L'instrument BAT est sensible entre 15 et 150 keV. Sa faible sensibilité à haute énergie ne permet pas la mesure fiable du pic de l'émission gamma, mesure utile pour caractériser le sursaut. Sa sensibilité dans les rayons gamma mous lui permet de détecter des sursauts riches en X tels que les sursauts les plus distants.

Grâce à ses nombreuses qualités techniques, l'instrument BAT détecte chaque année en moyenne 90 sursauts gamma.

Le délai de repointage rapide de la plateforme du satellite *Swift* est de l'ordre de 40 à 160 secondes suivant la position du sursaut.

Le second instrument est le télescope X XRT (*X-Ray Telescope*). Ce dernier est sensible entre 0,2 et 10 keV. Il permet la localisation précise des sursauts gamma préalablement détectés par le BAT une fois le repositionnement du satellite effectué. Cet instrument mesure et observe l'émission rémanente X des sursauts gamma.

L'instrument UVOT (*UV and Optical Telescope*), est un télescope qui permet la caractérisation des sources dans un domaine de longueurs d'onde situé entre le visible et l'UV.

De nombreuses avancées sur la connaissance des sursauts ont pu être obtenues par *Swift* grâce à la combinaison des instruments embarqués sur le satellite et couvrant une large bande d'énergie, de sa stratégie de repointage automatisée et du réseau de satellites relais TDRSS transmettant rapidement au sol les coordonnées de la source gamma détectée. De nombreuses alertes localisées sont envoyées ainsi à une cadence de 90 par an, ce qui est bien plus qu'auparavant. Les infrastructures au sol ou spatiales sont à l'affut de ces alertes envoyées sur le réseau GCN : cela concerne des petits télescopes robotiques (comme le télescope français Tarot) mais aussi de grands télescopes (VLT, Keck), ou des observatoires spatiaux (*Chandra*, *XMM-Newton*).

De ce fait, c'est au niveau de l'émission rémanente que le progrès fut de taille grâce au repointage très rapide du satellite pour suivre au plus vite la rémanence. Par exemple, les observations du télescope X ont mis en évidence l'existence d'un plateau ou des émissions éruptives en rayon X, présentes dans la moitié des cas, qui pourraient traduire une recrudescence de l'activité de la source à l'origine du sursaut (Nousek et al., 2006).

La stratégie de suivi des alertes de l'instrument *Swift*-BAT a permis également de mesurer de nombreux décalages vers le rouge, environ dix fois plus qu'auparavant. En effet, 38 % des sursauts

ont un décalage vers le rouge mesuré, soit environ 35 par an. Grâce à son système d'imagerie, *Swift* a identifié et caractérisé des sursauts longs et très lointains (le décalage maximum mesuré est $z = 9.2$, Fritz et al. 2011) : traquer les GRB jusqu'aux confins du cosmos, c'est aussi tracer la formation d'étoiles dans la jeunesse de l'Univers.

Swift est toujours en activité. Ses objectifs de mission se sont étendus vers l'astronomie X et gamma sur alerte (Gehrels & Cannizzo, 2015). Swift réoriente le satellite à la suite de demandes de la communauté scientifique afin d'observer la voûte céleste en particulier avec les télescopes XRT et UVOT.

Fermi et la caractérisation spectrale de l'émission prompte

FIGURE 1.9 – Photographie du satellite *Fermi* peu avant son envol.

Le satellite *Fermi* est dédié à l'observation de sources gamma de haute énergie (voir figure 1.9). Il fut lancé par une fusée Delta 2 en juin 2008 depuis Cap Canaveral. Bien que sa mission était prévue pour une durée nominale de 5 ans, *Fermi* est toujours opérationnel. Il a obtenu de nombreux résultats en particulier dans la science des sursauts gamma. En outre, il a permis de caractériser l'émission prompte des sursauts gamma comme jamais auparavant. Cela fut rendu possible par l'utilisation de ces deux instruments : le LAT (Large Array Telescope) et le GBM (Gamma-Ray Burst Monitor).

Le premier instrument est le LAT (télescope à grand champ de vue, Atwood et al. 2009) sensible aux rayons gamma (de 20 MeV à 300 GeV). Cependant, il faut noter que le maximum d'énergie émise par le sursaut ne se trouve pas dans ce domaine d'énergie mais plutôt à quelques centaine de keV. De ce fait, seulement une dizaine de sursauts par an a pu être vue par le LAT.

Le second instrument du satellite *Fermi* est le GBM (*Gamma Burst Monitor*), dédié aux sursauts. Il est composé de douze détecteurs à scintillation utilisant des cristaux d'iodure de sodium (NaI). Ces derniers peuvent détecter des photons gamma dont l'énergie est comprise entre 8 keV et 1 MeV. À cela, s'ajoutent deux détecteurs à scintillation en germanate de bismuth (BGO). Ces derniers sont sensibles dans une gamme d'énergie comprise entre 150 keV et 40 MeV. Cette large bande d'énergie, notamment comprenant une sensibilité pour les hautes énergies, permet à l'instrument GBM, de mesurer précisément l'énergie de pic du spectre, E_{peak} pour la plupart des sursauts mais aussi l'intégralité du profil spectral.

L'instrument GBM est très similaire à l'instrument BATSE : grand champ de vue (12 stéradians), promptitude de l'alerte via l'utilisation des satellites relais TDRSS, et précision

de localisation d'une dizaine de degrés. Ce dernier point fait que la recherche des contreparties dans les autres domaines de longueurs d'onde par les observatoires spatiaux et terrestres à champ de vue restreint reste très limitée. Par conséquent, la mesure du décalage vers le rouge des sursauts vus par GBM ne se fait que dans de rares cas, contrairement à ceux détectés par Swift. L'utilisation du télescope sol iPTF (*Intermediate Palomar Transient Factory*) a mesuré cependant quelques décalages vers le rouge. Quant à l'instrument LAT, qui possède une précision de localisation meilleure que 0,5 degré, il n'a détecté au cours de ses 3 premières années d'observation que 35 sursauts dont 28 sursauts au-delà de 100 MeV et 12 au-dessus du GeV (Ackermann et al., 2013). Ceux dont l'émission prompte a été détectée par ce dernier, sont suivis par l'instrument *Swift*-XRT pour l'observation de la rémanence en rayons X d'une part, et par les télescopes sensibles dans le visible pour la mesure du décalage vers le rouge.

Grâce à sa sensibilité dans une large bande d'énergie et par l'association de ses deux instruments GBM et LAT, *Fermi* a fait progresser notre compréhension de l'émission prompte du sursaut. La fine résolution spectrale et temporelle a permis de mettre en lumière la complexité du processus physique d'émission du sursaut. Le LAT a contribué à l'amélioration de la statistique des observations du sursaut à de très hautes énergies, ce qui avait été initié par l'instrument EGRET à bord de *CGRO* (Schneid et al., 1992). Le record d'énergie d'un photon provenant d'un sursaut a été enregistré par ce dernier à 18,5 GeV (pour GRB940217). Celui pour le LAT est détenu par le sursaut GRB130927A Ackermann et al. (2014) avec une énergie maximale déposée de 95 GeV. Les observations des sursauts à très haute énergie donnent de fortes contraintes sur le facteur de Lorentz et sur les processus physiques mis en jeu.

Caractérisation de l'émission d'un sursaut gamma et bilan

À la lumière de toutes les observations, je résume ici la façon dont les différentes phases d'émission du sursaut sont identifiés. L'émission prompte est caractérisée par :

— ses propriétés temporelles. La courbe de lumière d'un sursaut est le taux de comptage de photons détectés en fonction du temps. Elle est l'une des signatures propre au sursaut. Sa première caractéristique est la durée du sursaut. À noter que la durée absolue du sursaut (ici dans le référentiel de l'observateur) est très difficile à estimer du fait que le début et la fin ne sont pas nettement marqués (plus le signal du sursaut est faible, plus il est noyé dans le bruit). De ce fait, on préfère utiliser un indicateur appelé T_{90}, qui est la durée recouvrant 90 % du flux du sursaut. T_{90} dépend aussi de l'instrument qui a observé le sursaut, notamment sa bande d'énergie. La deuxième caractéristique est le profil de la courbe de lumière. Parfois, il est décrit par un unique pic alors que pour d'autres il est plus chaotique. On peut utiliser à cet effet un indicateur de variabilité (qui sera décrit dans le chapitre 4).

— ses propriétés spectrales. Le spectre en coups du sursaut est le taux de comptage des photons en fonction de l'énergie. Le spectre reçu est généralement obtenu à partir des coups enregistrés sur la durée du sursaut T_{90} mais on peut aussi faire de l'analyse spectrale par portions temporelles pour les sursauts forts. Ce spectre est caractéristique de chaque sursaut. Il possède en général un pic d'émission situé à l'énergie E_{peak}. Ce spectre est principalement non-thermique et se décrit par une ou plusieurs lois de puissance avec des paramètres mesurant leurs pentes appelés indices spectraux. On peut appliquer et ajuster un modèle en loi de puissance au spectre. Cela permet ensuite d'extrapoler son flux dans une certaine bande d'énergie, notamment en dehors de la bande de mesure de l'instrument considéré. Le modèle le plus classique et le plus couramment utilisé est le

modèle de Band de 1993 (Band et al., 1993).

$$N(E) = A \begin{cases} \left(\frac{E}{E_{piv}}\right)^{\alpha} \exp\left[-\frac{(\alpha+2)E}{E_{peak}}\right] & \text{pour} \quad E \leq \frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{\alpha+2}\,, \\ \left(\frac{E}{E_{piv}}\right)^{\beta} \exp\left(\beta-\alpha\right) \left[\frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{(\alpha+2)E_{piv}}\right]^{\alpha-\beta} & \text{pour} \quad E > \frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{\alpha+2}\,. \end{cases} \tag{1.1}$$

où A est l'amplitude (exemple en ph/cm^2/keV/s), α est l'indice spectral de basse énergie et E_{peak} est l'énergie du pic du spectre.

Le spectre de la rémanence est modélisée par un comportement en loi de puissance du type $F_\mu \propto \mu^{-\lambda_1}\, t^{-\lambda_2}$ avec λ_1 et λ_2 qui dépendent du domaine spectral et varient dans le temps.

Une dernière propriété importante du sursaut gamma est la mesure de son décalage cosmologique vers le rouge. Il permet de nous renseigner sur la distance du sursaut.

Bilan

Pour conclure cette partie, de nombreuses avancées ont été obtenues depuis la première détection de sursauts gamma par les satellites Vela. Successivement BATSE, *Beppo-SAX*, *HETE-2*, *INTEGRAL*, *Swift* et *Fermi* ont fait progresser notre compréhension des sursauts.

L'observation successive de nombreux sursauts au fil des ans a apporté une large statistique sur cette population très diversifiée et complexe. Depuis BATSE, nous avons pu constituer un échantillon assez conséquent ce qui a mis en évidence l'isotropie des sursauts et la diversité temporelle de leur émission prompte. Les observations de *Swift* ont très bien illustrées les deux phases d'émission mais la mesure de la distance n'a pu être possible que dans 30% des cas et la description spectrale de l'émission prompte était restreinte. Dans le cas de *Fermi*, la large sensibilité spectrale aussi bien à basse et haute énergie a permis de très bien caractériser l'émission prompte mais ce n'est que dans très rares cas qu'on a pu localiser les sursauts et suivre leur rémanence. Le projet *SVOM* dans lequel je travaille a mis en place une stratégie cohérente d'observations avec différents instruments sensibles en multi-longueurs d'onde pour permettre la constitution d'un échantillon de sursauts très bien décrit au niveau de l'émission prompte et de la rémanence.

1.1.4 Description succinte des modèles physiques de sursauts gamma

Cette section décrit brièvement l'état de nos connaissances des progéniteurs des sursauts gamma, les processus de l'émission prompte et de l'émission rémanente.

Progéniteurs des sursauts

Les sursauts sont des objets astronomiques qui présentent une très grande diversité et complexité. Néanmoins, l'observation des sursauts gamma par le satellite BATSE a permis de distinguer deux catégories : les sursauts courts et les sursauts longs. Comment ces sursauts se forment-ils ? Et d'où proviennent-ils ?

Il a été établi que ces deux catégories proviennent de deux types de progéniteurs. Tout d'abord, plusieurs observations (comme par exemple l'association d'une supernova avec GRB030329 et d'autres sursauts, Galama et al. 1998, Stanek et al. 2003) montrent que les sursauts longs sont provoqués par l'effrondrement d'étoiles très massives, qualifiées de *collapsars*. Les caractéristiques précises des étoiles qui produisent un sursaut sont en revanche mal comprises : on parle généralement d'étoiles de masse supérieure à 30 masses solaires. Il est probable que d'autres caractéristiques entre en jeu comme une rotation rapide ou une métallicité faible, voire la présence d'un compagnon. Un des arguments les plus forts de ce scénario est l'étude des galaxies hôtes des sursauts gamma longs. Ils se produisent systématiquement dans des galaxies à

formation d'étoiles (Christensen et al. 2004, Savaglio et al. 2009) et plus particulièrement dans des régions à forte concentration d'étoiles jeunes (Bloom et al. 2002, Fruchter et al. 2006). Cela permet d'ailleurs d'utiliser les sursauts comme des traceurs de régions de formation d'étoiles. Une question ouverte intéressante est de savoir si la première génération d'étoiles (étoiles de « Population III »), constituées majoritairement d'étoiles massives a généré les sursauts gamma. Si oui, les sursauts gamma constituent peut être un des rares moyens d'accès à cette population très lointaine.

En ce qui concerne les sursauts courts, l'événement initial serait la coalescence de deux astres compacts (étoile à neutrons ou trou noir) comme décrit dans Perna & Belczynski (2002). Ce scénario est plus incertain mais est en accord avec l'observation des galaxies hôtes des sursauts courts. Ces galaxies hôtes peuvent être de types morphologiques y compris elliptiques (Gehrels et al., 2005), à faible ou fort taux de formation stellaire (Berger et al., 2009). Les sursauts courts observés jusqu'à présent se situent en très large majorité hors des régions de formation stellaire récente. Ils ne sont donc très probablement pas liés à l'évolution d'étoiles jeunes et massives. Généralement situées dans des zones présentant de vieilles populations stellaires, les progéniteurs de sursauts courts sont donc très probablement liés à de vieux objets, tels que les étoiles à neutrons et trous noirs, qui ont largement eu le temps de migrer hors de leur zone de formation initiale. Une confirmation très attendue serait l'association des ondes gravitationnelles avec les sursauts gamma courts.

La première détection directe d'ondes gravitationnelles en septembre 2015 par le double interféromètre LIGO lance la recherche de contreparties électromagnétiques associées aux ondes gravitationnelles (Abbott et al., 2016a). La première détection a révélé la coalescence de deux trous noirs de 29 et 36 masses solaires, qui a eu lieu il y a environ 1,3 milliard d'années. Dans les années qui viennent, lorsque la sensibilité des interféromètres aura été améliorée, on pense pouvoir détecter de nombreux cas de fusion d'étoiles à neutrons qui pourraient être accompagnées de sursauts gamma courts. La prochaine décennie dira si l'on détectera simultanément des ondes gravitationnelles et des sursauts courts. On espère que *SVOM* jouera un rôle important dans cette recherche.

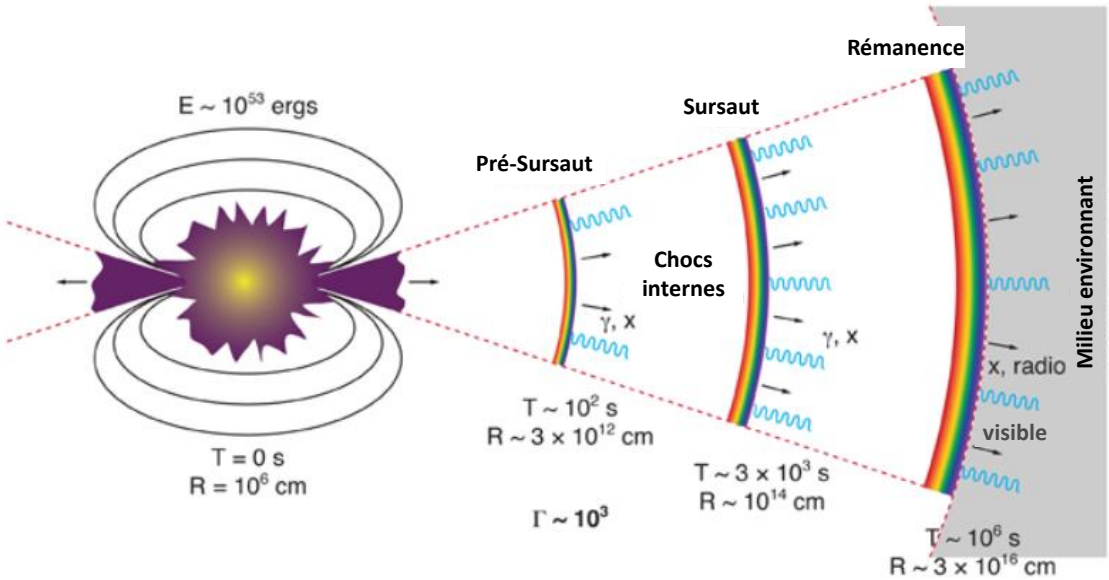


FIGURE 1.10 – Modèle de l'émission du sursaut gamma (prompte et rémanente).

Description de l'émission prompte

Quelque soit le progéniteur, le principe d'émission du sursaut reste le même (Piran, 1999). Un objet compact nouvellement formé (un trou noir) accrète rapidement de la matière qui provient soit de l'étoile massive en effondrement, soit du disque d'accrétion formé après la coalescence de deux objets compacts. Cette phase est totalement opaque et non observable, sauf au moyen de neutrinos et d'ondes gravitationelles. L'étude de ces ondes gravitationnelles pourraient donner des informations très précises sur les caractéristiques de l'effondrement, comme par exemple la masse et le spin du trou noir formé.

Selon la distribution de moment angulaire dans la matière accrétée, un tore de débris stellaires entourant l'object compact peut se stabiliser pendant quelques secondes. Pendant ce laps de temps, des vitesses de rotation très importantes (de l'ordre de mille tours par seconde) dues à la proximité de l'object compact amplifient le champ magnétique du tore. Par un mécanisme encore mal compris, ce système trou noir accrétant magnétisé est alors capable d'éjecter de la matière à vitesse relativiste. L'énergie nécessaire est extraite de l'énergie de liaison du disque par accrétion et/ou de l'énergie de rotation du trou noir. Deux jets de matière se forment alors dans deux directions opposées le long de l'axe autour duquel tournent encore le tore de débris stellaires (voir figure 1.10). L'angle d'ouverture de ces jets est mal contraint (de l'ordre de dix degrés ?). Chaque jet est composé d'un plasma chaud, sans doute magnétisé, mais opaque aux rayonnements. Il doit éventuellement se frayer un passage dans ce qu'il reste de l'étoile. Si ces couches externes sont encore trop denses, le processus avorte. Mais dans certains cas, les jets arrivent à s'échapper et accélèrent : le jet devient alors ultra-relativiste.

À grande distance de la source, l'éjecta devient suffisamment dilué pour devenir transparent à son propre rayonnement. C'est à ce moment là que l'émission prompte du sursaut est produite par des mécanismes de dissipation interne. Le plus discuté invoque des chocs internes (Piran et al. 1993 et Daigne & Mochkovitch 1998). La variabilité du moteur central conduit à une sucession de nombreux chocs qui expliquent naturellement la complexité des courbes de lumière observées. La forme du spectre est plus difficile à reproduire mais serait due principalement au rayonnement synchrotron des électrons accélérés par les chocs. Des alternatives au modèle des chocs internes sont également discutées, qui invoquent soit une photosphère dissipative (Hascoët et al., 2013), soit de la reconnexion magnétique (Spruit et al. 2001, Lyubarsky 2005, Giannios 2008). Une meilleure compréhension physique des mécanismes à l'œuvre nécessite une courverture large de l'émission prompte associée à la mesure de la distance de la source. De nouvelles observations de l'émission prompte en multi-longueurs d'onde apporteront davantage de réponses.

L'émission rémanente

À encore plus grande distance de la source, le jet est freiné par son environnement, ce qui provoque la rémanence. La dissipation de son énergie et sa conversion en photons par émission synchrotron se réalisent par des mécanismes via des chocs :

— les chocs externes correspondent aux chocs directs entre la matière du jet et le milieu extérieur (Mészáros & Rees 1997, Sari 1998).

— le choc en retour est lié à la frontière entre la matière du jet déjà ralentie par le milieu extérieur et celle qui arrive et qui n'a pas encore ressenti les effets de ce ralentissement (Genet et al. 2007, Uhm & Beloborodov 2007).

Ce modèle repoduit bien la forme générale de la rémanence. En revanche, la complexité temporelle révélée par *Swift* (plateau, variabilité, ...) reste encore très mal comprise.

Il est important de noter que si le mécanisme de l'émission prompte est sans doute le même pour les sursauts courts et longs, on peut s'attendre à des différences pour la rémanence. En effet, pour les sursauts longs associés à l'effondrement d'une étoile massive, la densité du milieu extérieur peut être élevée, avec éventuellement un profil complexe caractéristique d'un vent stellaire (les étoiles massives éjectent une grande quantité de matière dans les dernières phases

de leur évolution avant leur effondrement final). Dans le cas des sursauts courts, la production du sursaut gamma intervient bien après la fin de l'évolution des étoiles ayant abouti aux objets compacts entrant en coalescence. L'événement se produit donc dans un milieu beaucoup moins dense.

1.2 Questions ouvertes

1.2.1 La physique des sursauts gamma

Il existe de nombreuses questions ouvertes dans le cadre du scénario théorique décrit ci-dessus.

— *progéniteur et événement initial.* L'enjeu est de mieux comprendre les caractéristiques du progéniteur. Il faut mieux contraindre les caractéristiques des progéniteurs des deux familles de sursauts (coalescence d'étoiles ou effondrement d'une étoile massive). Il existe plusieurs types observationnels pour cela : mieux caractériser la galaxie hôte associée et/ou le profil de densité de la rémanence, rechercher des supernovae ou des kilonovae [4] associées aux sursauts (Hjorth & Bloom, 2012; Li & Paczyński, 1998), exploiter la diversité des sursauts observés pour contraindre la diversité des progéniteurs.

— *moteur central et éjection relativiste.* C'est une des questions les plus difficiles étant donné la physique complexe mise en jeu et l'opacité de l'environnement immédiat du moteur central. En revanche, cette physique semble être universelle car elle intervient dans toute une gamme de sources (blazars, micro-quasars, etc..). Une bonne caractérisation de l'émission prompte (voir point suivant) permettrait de contraindre certaines caractéristiques du jet et de sa magnétisation. Cela renseigne aussi indirectement sur le mécanisme du jet relativisite. De plus, lorsque c'est possible, une meilleure couverture spectrale en dehors de la gamme d'énergie traditionelle, notamment à plus haute énergie ou dans le visible, est un véritable atout pour une modélisation du spectre (Hu et al., 2014).

— *émission prompte et mécanisme de dissipation interne.* Plusieurs mécanismes de dissipation interne sont proposés (modèle des chocs interne, reconnexion magnétique ou émission photosphérique) avec des processus radiatifs associés différents (comptonisation ou, effet synchrotron et diffusion Compton inverse). Le seul moyen pour distinguer ces processus passe par une caractérisation précise du spectre de l'émission prompte (pente spectral, présentes de plusieurs profils) et la mesure de la distance. Egalement, l'observation de la transition entre l'émission prompte et la rémanence permet de contraindre le rayon d'émission et donc aussi le mécanisme à l'œuvre (Hascoët et al., 2013). Enfin une mesure de polarisation de l'émission prompte est également un diagnostic important pour en savoir davantage sur la géométrie du champ magnétique dans la zone d'émission (Granot & Königl, 2003).

— *interaction avec l'environnement et émission rémanente.* Pour faire une bonne modélisation de la rémanence, il faut effectuer un bon suivi multi-longueurs d'onde (spectral et temporel). La question alors principale est l'origine de la diversité et de la variabilité de la rémanence révélée par *Swift* (Gehrels & Razzaque, 2013). De nombreux modèles associent cette dernière à une activité tardive du moteur central donc à une physique proche de celle de l'émission prompte. Pour contraindre ces différents scénarios, il est donc important de caractériser temporellement et spectralement à la fois l'émission prompte et la rémanence des mêmes sursauts.

4. Une kilonova est une contrepartie lumineuse attendue après la coalescence de deux étoiles à neutrons. La source d'énergie est la radioactivité des événements lourds fraîchement synthétisés. Ces événements sont prédits moins lumineux que les supernovae et piquant dans le visible et proche infrarouge.

1.2.2 Cosmologie et sursauts gamma

Les sursauts gamma sont des phénomènes intéressants en raison du caractère extrême de la physique mise en jeu. Mais en raison de leur large distribution en décalages vers le rouge ($0,1 < z < 9,0$), ils peuvent provenir des confins de l'Univers et donc être aussi utilisés comme outils pour la cosmologie. Dans cette section, nous allons établir ce lien des sursauts gamma avec la cosmologie.

Cadre cosmologique

Dans toute la thèse, on se place dans le scénario cosmologique standard ΛCDM, dans lequel l'Univers est composé majoritairement d'énergie noire et de matière noire froide. La valeur des paramètres cosmologiques est tirée des observations de la mission *Planck* (Planck Collaboration et al., 2014) : la densité de matière $\Omega_M = 0,286$; la densité d'énergie noire $\Omega_\Lambda = 0,714$ et la constante d'Hubble $H_0 = 69.6$ km/s/Mpc.

Chandelles standard

Aptes à localiser avec précision les astres sur la voûte céleste, les moyens d'observation astronomiques ne donnent pas accès à la troisième dimension : la distance. Dans le cas des objets célestes les moins distants, les astronomes utilisent la méthode de la parallaxe. Un astre assez proche, observé de deux points opposés de l'orbite terrestre, semble se déplacer légèrement par rapport au fond des étoiles ; la parallaxe est le demi-angle qui sous-tend ce petit déplacement apparent. Connaissant le demi grand axe de l'orbite terrestre, la mesure de la parallaxe permet de calculer la distance de l'astre en question. Aujourd'hui, les mesures les plus précises sont à porter au crédit de l'astrométrie spatiale avec, dans le cas de la mission européenne *Gaia*, une précision de mesure de la parallaxe de 7×10^{-6} seconde d'arc pour une étoile de magnitude m_V=10 et de 100 à 300×10^{-6} seconde d'arc pour une étoile de magnitude m_V=20. Les distances correspondantes vont de ~ 3 à ~ 100 kpc, ce qui limite l'usage de cette méthode à notre Galaxie et ses satellites.

Dans le cas des astres plus distants dont la parallaxe n'est plus mesurable, il faut s'en remettre à d'autres techniques. La plus utilisée est la méthode dite de la « chandelle standard ». Elle tient au fait que l'éclat d'un objet lumineux est inversement proportionnel au carré de sa distance [5]. Si on dispose d'un astre pour lequel il existe un méthode permettant de déterminer sa luminosité intrinsèque (on parle alors de « chandelle standard »), il devient possible de déduire sa distance à partir de son éclat apparent. La méthode de détermination de la luminosité intrinsèque dépend du type de chandelle standard utilisée et doit être généralement calibrée par un échantillon local, dont la distance est mesurée par une autre méthode (si possible la parallaxe). Les chandelles standard les plus courantes sont :

1. les étoiles variables de type RR Lyrae ou céphéides. Ces étoiles présentent des variations périodiques de flux. La période est corrélée à la luminosité intrinsèque. Les étoiles les plus lumineuses ont une période plus longue. La mesure de la période permet donc de remonter à la luminosité. Les étoiles de type RR Lyrae sont des géantes rouges utilisées essentiellement pour mesurer des distances dans la Voie Lactée, comme celles des amas globulaires proches. Les étoiles céphéides sont des super-géantes rouges plus brillantes et permettent d'atteindre des distances jusqu'à 100 Mpc, c'est à dire jusqu'aux galaxies proches.
2. les supernovae de type Ia. Les supernovae de type Ia font partie de la classe des phénomènes très brillants de fin d'évolution stellaire. Ce sont des explosions thermo-nucléaire de naines blanches. Le phénomène de ce type de supernova est bien connu et largement modélisable.

5. Précisément le flux F d'une source de luminosité L vaut $F = L/(4\pi\, D_{\rm L}^2)$, où la distance de luminosité $D_{\rm L}$ ne dépend que du *redshift* z selon une expression qui sera donnée au chapitre 4.

Ainsi, on peut remonter à leur luminosité intrinsèque et la comparer à celle observée pour en déterminer la distance. Elles permettent de plus d'explorer l'Univers dans un volume très important. Cependant, elles sont limitées pour l'observation de l'Univers profond. En effet, leur décalage vers le rouge caractéristique maximum est aux alentours de $z = 1,5$.

Les observations des sursauts gamma ont révélé que ces derniers étaient détectables dans un volume d'Univers bien plus grand que pour les supernovae de type Ia. Le sursaut le plus lointain détecté dont on connaît précisément le décalage vers le rouge est GRB090429B, détecté par *Swift*, pour lequel les observations de suivi ont déterminé un décalage vers le rouge de $z = 9,2$ (Cucchiara et al. 2011 et table de Greiner [6]). Les sursauts gamma représenteraient donc un véritable atout s'ils pouvaient être utilisés comme chandelles standards. Cela permettrait en particulier de bien contraindre certains paramètres cosmologiques.

L'enjeu principal devient la standardisation des sursauts lointains comme ce qui a été fait pour les supernovae de type Ia, afin d'estimer leur luminosité. Du fait de leur complexité et de leur variabilité, cela représente un véritable défi. Par exemple, Amati et al. (2002) ont identifié une corrélation entre l'énergie de pic du spectre (E_{peak}) et leur énergie rayonnée [7] ($E_{\rm iso}$). Cette relation est très largement discutée en raison des biais d'instrumentation qui peuvent l'affecter (Nakar & Piran 2005, Goldstein et al. 2010, Collazzi et al. 2012). On pourra en particulier consulter les travaux menés par Vincent Heussaf durant sa thèse (Heussaff, 2015). Pour progresser sur ce sujet sur le plan observationnel, il faut constituer un échantillon le plus grand possible dans lequel on connaît précisément à la fois le spectre et la distance des sursauts. *Swift* a constitué un échantillon conséquent de sursauts dont la distance est connu mais malheureusement, le spectre associée est mal caractérisé. Grâce à la combinaison de ses instruments embarqués, *SVOM* s'est donné comme objectif de relever ce défi.

Sursauts gamma et formation d'étoiles

L'association des sursauts gamma longs avec l'effondrement d'étoiles massives fait de ces phénomènes un traceur de la formation d'étoiles tout au long de l'histoire de l'Univers. Les sursauts gamma les plus lointains sont des traceurs d'explosions d'étoiles très massives aux confins de l'Univers observable. Parmi ceux là, certains pourraient être produits parmi les toutes premières étoiles de l'Univers (étoiles de Population III), estimées avoir été formées à $z \sim 10 - 15$. Après les âges sombres de l'Univers qui ont débuté avec la formation d'atomes neutres à l'époque de la recombinaison et de l'émission du rayonnement fossile ($z \sim 1100$), ces premières étoiles pourraient avoir été à l'origine de la réionisation de l'Univers et de son enrichissement en « métaux ». La question de la capacité des étoiles de Population III à engendrer des sursauts gamma est encore débattue (Belczynski et al., 2006). Sur le plan observationnel, le seul moyen de progresser sur le sujet est de se donner les capacités de détecter des sursauts très lointains et de suivre leur rémanence, ce qui implique d'accéder au proche infrarouge.

Utilisation des sursauts gamma comme des phares

En illuminant l'Univers par leur forte luminosité et sur de très larges distances, les sursauts gamma servent à étudier la matière sur la ligne de visée. Comme les quasars, les sursauts gamma illuminent le milieu interstellaire des galaxies hôtes et le milieu intergalactique. La signature des propriétés des objets astronomiques situés le long de la ligne de visée s'imprègne dans le spectre de la rémanence observée (raies d'absorption). De telles études spectroscopiques sont couramment menées avec les quasars mais les sursauts perturbent moins leur milieu environnant et sont observés à plus grand décalage vers le rouge. Une fois la rémanence éteinte, l'étude spectroscopique de la galaxie hôte permet d'accéder aux raies d'émission. Cette capacité à observer le

6. www.mpe.mpg.de/~jcg/

7. iso indique qu'il s'agit de l'énergie « équivalente isotrope », c'est à dire obtenue en supposant que la source rayonne de la même façon dans toutes les directions.

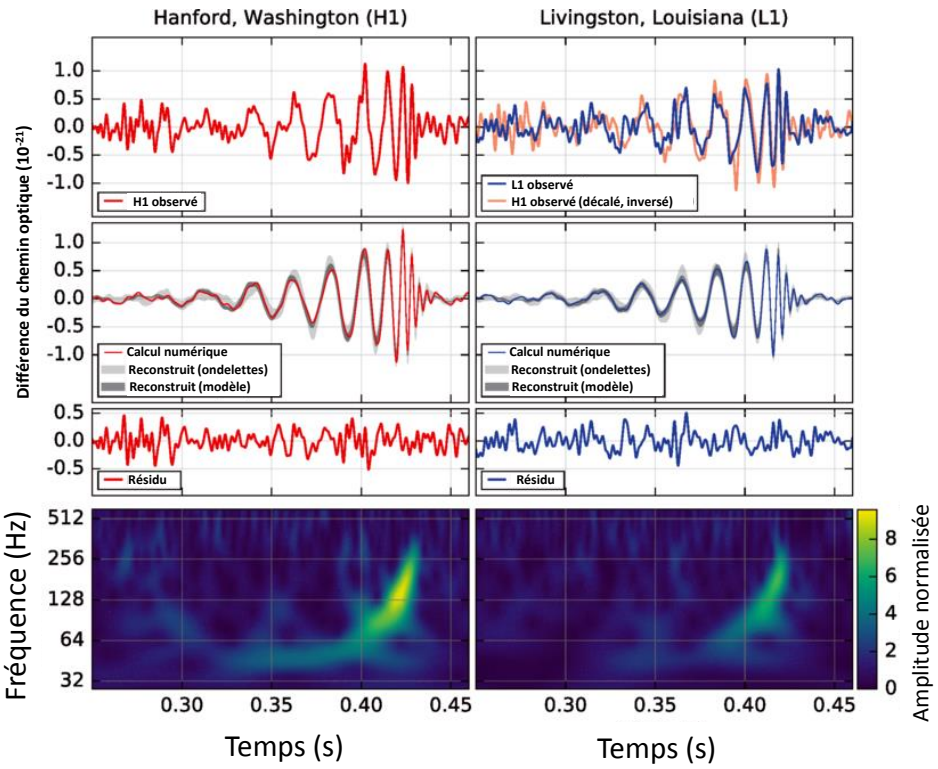


FIGURE 1.11 – Détection des ondes gravitationnelles GW140915 par l'interféromètre de Handford noté H1 (à gauche) et Livingston noté L1 (à droite). Figure tirée d'Abbott et al. (2016a). Le T_0 correspond au temps de déclenchement soit 09 : 50 : 45 UTC. Pour un effet plus visuel, les séries temporelles ont été filtrées avec un filtre passe-bande (35-350 Hz), ce qui permet de supprimer les fréquences liées au bruit instrumental. Sur le haut de la figure sont représentées la différence du chemin optique entre les deux bras pour chaque interféromètre H1 et L1. Sur la figure du milieu, on montre le même signal filtré et le signal théorique obtenu à partir de la théorie de la relativité générale (Einstein 1915, Mroué et al. 2013 et Cornish & Littenberg 2015). Sur le bas de la figure, est représentée la fréquence du signal en fonction du temps. On constate l'augmentation rapide de cette fréquence jusqu'à la coalescence qui a lieu au temps $T = 0.42s$.

milieu interstellaire de la galaxie hôte à la fois en absorption et en émission est une unique possibilité offerte par les sursauts gamma. Pour pouvoir bénéficier de cet avantage, il faut pouvoir faire un suivi rapide en direction du sursaut avec de grands télescopes.

1.2.3 Astronomie multi-messagers et sursauts gamma

L'astronomie multi-messagers a subi un véritable tournant à la suite de la première détection directe d'un signal d'ondes gravitationnelles en septembre 2015. Ce signal a été détecté par LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) constituée de deux interféromètres distants de milliers de kilomètres. Le signal enregistré provient de la coalescence de deux trous noirs, survenue il y a 1,3 milliards d'années, dont les masses sont respectivement de 29 et 36 masses solaires (voir figure 1.11). Les ondes gravitationnelles ont été prédites par la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein, publiée en 1915. Jusqu'alors aucune mesure directe de ces ondes n'avait été établie ; la première mesure indirecte avait été effectuée en 1975 (Taylor & Weisberg, 1982). La décroissance de la période orbitale du pulsar binaire PSR B1913+16 correspond avec une grande précision à ce que prévoit la relativité générale en supposant que ce système perd son énergie par émission d'ondes gravitationnelles. Le 26 décembre 2015, LIGO détectait à nouveau le passage d'un train d'ondes gravitationnelles provenant de la coalescence

de deux trous noirs loin dans l'Univers, confirmant l'émergence de cette nouvelle astronomie.

Cette découverte n'est que le début d'une nouvelle branche de recherche qui sera certainement fructueuse pour l'astronomie. En particulier, les sources d'ondes gravitationnelles les plus attendues correspondent à la coalescence de deux objets compacts. Or, les sursauts courts sont probablement associés à des coalescences « étoile à neutrons - étoile à neutron » ou « étoile à neutrons - trou noir». L'association détection d'un signal électromagnétique et d'une onde gravitationnelle confirmerait définitivement l'origine des sursauts courts. De plus, les deux signaux seraient très complémentaires : les ondes lumineuses renseignant sur le jet et son interaction avec le milieu extérieur, et les ondes gravitationnelles permettant de caractériser précisément le moteur central.

À l'horizon 2021 lorsque le satellite *SVOM* sur lequel je travaille sera lancé, une nouvelle génération de détecteurs d'ondes gravitationnelles sera mise en service tels que Advanced Virgo, Advanced Ligo, Ligo India et KAGRA au Japon. L'horizon de sensibilité sera élargi d'un facteur 10 par rapport au détecteur Ligo actuel, ce qui conduira à une augmentation du volume de l'espace accessible d'un facteur [8] 1000. De ce fait, le taux de détection d'ondes gravitationnelles sera beaucoup important. D'autre part, avec les cinq détecteurs en fonctionnement, la boîte d'erreur de localisation des sources d'ondes gravitationelles sera nettement diminuée, favorisant la recherche d'éventuelles contreparties électromagnétiques.

D'autres messagers non-photoniques peuvent aussi porter témoignage des événements violents que sont les sources des sursauts gamma, à commencer par les neutrinos cosmiques. Sensibles seulement à l'interaction faible, les neutrinos peuvent s'échapper sans entrave des milieux émissifs les plus opaques du type de ceux qui se manifestent lors des phases initiales d'un sursaut gamma. Insensibles à l'interaction électromagnétique, les neutrinos cosmiques ne s'écartent pas de leurs directions d'origine sous l'effet des champs magnétiques interstellaires ou intergalactiques, ce qui en fait des messagers de choix pour l'astronomie. Mais comme ils interagissent très peu avec la matière, les neutrinos sont très difficiles à détecter. Il faudra attendre la mise en service d'instruments offrant des volumes de détection se chiffrant en kilomètre cube (comme *IceCube-Gen2* dans les glaces du Pôle Sud ou *KM3NeT* en Méditerranée) pour espérer détecter des neutrinos cosmiques en coïncidence spatiale et temporelle avec un sursaut gamma. Une détection de neutrinos permettrait de sonder le site d'accélération initiale du jet du sursaut gamma, et également de tester les mécanismes d'accélération de particules à l'œuvre pendant les phases d'émission.

1.2.4 L'astronomie du ciel transitoire

Jusqu'à la Renaissance, les astronomes européens étaient soumis au dogme aristotélicien de l'immuabilité du monde supra-lunaire. Ils étaient donc persuadés que l'éclat des étoiles ne pouvait pas varier. Ce postulat fut battu en brèche quand Tycho Brahé observa la supernova SN 1572, et démontra que par rapport aux étoiles supposées fixes de l'arrière-plan, ce nouvel objet n'avait pas la parallaxe diurne de la Lune ; il était donc bien plus distant que cette dernière.

Étudier la variabilité de l'éclat des astres est devenu l'un des moyens d'investigation les plus féconds de l'astrophysique. De nombreux moyens d'observation astronomique dévolus au suivi des phénomènes transitoires devraient bientôt entrer en service, tant et si bien que l'astronomie du ciel transitoire est à l'aube d'une révolution. Les événements ultra-violents et cataclysmiques font bien sûr partie de la catégorie des sources transitoires dont les sursauts gamma sont les exemples les plus emblématiques.

Pour bien observer le ciel transitoire, il faut mettre en œuvre des moyens d'observation très spécialisés, possédant un grand champ de vue et capables de scruter rapidement une large portion

8. Le signal mesuré est la variation relative de chemin optique dans l'interféromètre. La déformation varie comme $1/D$, où D est la distance de la source.

du ciel (et aussi de revenir rapidement sur le même champ pour en détecter les changements). C'est le défi dans lequel se sont lancés de nombreux instruments observant à différentes longueurs d'onde. La mission *SVOM* pour laquelle je travaille s'inscrit directement dans ce contexte.

En effet, lorsque *SVOM* sera en orbite en 2021, le nombre de sources transitoires détectées va augmenter de façon importante. Cela sera rendu possible par l'arrivée d'observatoires de nouvelle génération tels que le télescope CTA (*Cherenkov Telescope Array*, Actis et al. 2011) dans le domaine des rayons gamma de haute énergie, le télescope LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*, Ivezic et al. 2014) opérant dans le visible et le radio-télescope SKA en ondes radio (*The Square Kilometer Array*, Braun et al. 2015). Ces nouvelles installations produiront des milliers d'alertes par jour et nécessiteront des super-ordinateurs capables de différencier les détections issues de phénomènes astrophysiques de fausses alertes. Le suivi multi-longueurs d'onde des nouvelles sources les plus interessantes deviendra un réel enjeu.

1.3 La mission *SVOM*

La mission *Swift* a révolutionné notre connaissance des sursauts gamma. Parmi ses nombreuses contributions, elle a pu les localiser très précisément permettant d'évaluer la distance des phénomènes à l'origine des sursauts gamma grâce à la mesure de leur décalage vers le rouge. Elle a pu aussi étudier en détail la rémanence des sursauts. *Swift* doit ce succès à la maniabilité de son satellite (pointage rapide des instruments à petit champ en direction du sursaut pour un suivi en rayons X et dans le visible), et à sa capacité de transmission rapide des données au sol pour l'observation des sursauts dans tous les domaines spectraux. La mission *SVOM* suit les pas de *Swift* et souhaite apporter des connaissances nouvelles dans la science des sources transitoires. Elle bénéficiera de la présence de nouveaux instruments sensibles à d'autres types de messagers que les photons (neutrinos, ondes gravitationnelles) qui seront en opération dans quelques années. L'observation conjointe par ces nouvelles installations et par *SVOM* permettra de faire de véritables avancées dans l'astronomie multi-messagers.

1.3.1 Présentation générale

La mission *SVOM* (*Space-based Variable Objects Monitor*) est une mission spatiale dédiée à l'étude des sursauts gamma (Wei, Cordier, Antier, et al., 2016). Successeur de la mission américaine *Swift*, elle vise à poursuivre l'exploration de l'Univers transitoire à l'aide d'instruments sensibles à différentes longueurs d'onde (du domaine gamma au proche infrarouge). C'est une mission internationale regroupant la Chine et la France à travers leurs agences spatiales (CNSA et CNES). *SVOM* comporte à la fois des instruments dans l'espace et aux sol. Le satellite *SVOM* est de taille moyenne ($<$ 1000 kg). Il emporte quatre instruments : deux à grand champ pour l'émission prompte et deux à petit champ pour la rémanence. Les instruments au sol permettront l'observation de l'émission prompte dans le visible et un suivi de la rémanence plus sensible et étendu jusqu'au proche infrarouge. Le projet *SVOM* a démarré en 2006. Il a connu une période de gel[9] de 2012 à 2014. À la suite de décisions prises au plus haut niveau des deux agences spatiales, courant 2014, le projet a été relancé et une réorganisation s'est opérée au niveau de la partie française. Le lancement du satellite est prévu fin 2021.

SVOM sera un puissant détecteur de nouvelles sources transitoires grâce à ses instruments à grand champ qui sondent une fraction importante du ciel : le télescope à masque codé ECLAIRs sensible aux rayons X durs et le détecteur gamma GRM. *SVOM* pourra repointer rapidement le satellite afin de placer ses instruments à petit champ de vue en direction de la source détectée. Ces derniers sont un télescope X (appelé MXT) capable de localiser à 30 secondes d'arc près une grande partie des sursauts, et un télescope à grand diamètre (40 cm) appelé VT, très sensible,

9. en raison de composants de la plateforme du satellite ne pouvant être exportés en Chine.

opérant dans le visible pouvant localiser la source à la seconde d'arc. Les instruments au sol sont d'une part les télescopes à grand champ de vue (GWAC), observant une partie de la même portion du ciel observée par ECLAIRs ce qui permet de détecter l'émission prompte visible, et d'autre part, des télescopes robotiques à petit champ de vue, appelés GFT, opérant dans le domaine visible et proche infrarouge, et dont l'objectif est de suivre la rémanence du sursaut. En dehors des observations des sursauts gamma, *SVOM* suivra un programme d'observation de sources connues. Il pourra aussi effectuer un suivi multi-longueurs d'onde d'une nouvelle source déclenchée à la suite d'une alerte envoyée par la communauté internationale (par exemple après la découverte d'un nouvel événement transitoire ou une détection de neutrinos ou d'ondes gravitationnelles).

Je précise dans la suite de l'exposé les objectifs scientifiques et les caractéristiques des différents instruments de la mission *SVOM*.

1.3.2 Objectifs scientifiques

Le programme scientifique de *SVOM* est centré sur l'étude des sources transitoires : les sursauts gamma mais également les événements transitoires qui se manifestent d'une manière similaire, comme les magnétars ou les dislocations d'étoiles par effet de marée autour d'un trou noir super-massif.

SVOM a pour but de construire un échantillon de sursauts dont l'émission prompte et la rémanence sont bien caractérisées à toutes les longueurs d'onde et dont la distance est connue. Dans le cas de la mission *SVOM*, nous avons estimé le nombre de sursauts de cet échantillon. Ces résultats sont présentés dans 8. Nous espérons avec cet échantillon avoir des retombées scientifiques dans de nombreux domaines :

— **Physique des sursauts**. *SVOM* cherche à détecter tout type de sursauts tels que les courts ou les longs, les mous ou les durs. Il utilise à cet effet deux instruments grand champ ECLAIRs et GRM sensibles dans une gamme d'énergie de 4 keV à 5 MeV. Par exemple, la détection d'une population de sursauts à composante spectrale riche en rayons X (c.a.d à faible E_{peak}) appelés *X-ray flashes* est particulièrement intéressante. Ces derniers avaient été détectés par les missions *HETE-2* (Sakamoto et al., 2004) et *Beppo-SAX* (Heise et al., 2001). Ils sont très brillants dans la bande d'énergie 2-30 keV, là où ECLAIRs sera particulièrement sensible. Ces *X-ray flashes* sont actuellement très mal connus : il s'agira pour *SVOM* de caractériser en particulier leur rémanence et leur association éventuelle dans l'Univers local avec une supernova.

  La détection de sursauts de tout type et leur caractérisation complète permettront d'étayer notre connaissance sur la physique des sursauts. L'émission prompte en rayons X durs et en rayons gamma sera suivie par ECLAIRs et le GRM et l'émission prompte visible par le GWAC. La rémanence sera mesurée en rayons X par le télescope MXT, dans le domaine visible par le télescope VT et au sol par le C-GFT et le F-GFT, ce dernier étant aussi doté d'une bonne sensibilité dans le proche infrarouge. Le suivi spectroscopique de la rémanence permettra la mesure du *redshift* dans une fraction élevée des sursauts $\sim 60\%$. C'est alors la caractérisation complète des sursauts gamma (émission prompte, rémanence, distance) qui fera tout l'intérêt de l'échantillon *SVOM*.

  Enfin, une caractérisation complémentaire des sursauts pourra être apportée grâce à l'observation de ces derniers à l'aide d'une nouvelle génération d'instruments (CTA, LSST ou SKA).

— **Sursauts et cosmologie**. La détection des sursauts gamma à grand décalage vers le rouge permet d'accéder à des populations très éloignées. Si les sursauts lointains sont assez lumineux, une étude spectrale approfondie est effectuée en bande visible à l'aide de grands télescopes. Cette étude permet de caractériser le milieu entre le site du sursaut

et l'observateur et ainsi d'effectuer la tomographie de la ligne de visée. Même lorsqu'une spectroscopie précise n'est pas possible, la mesure du décalage vers le rouge du sursaut permettra de contribuer aux études cosmologiques (évolution cosmique de la formation des étoiles par exemple). Enfin, pour tous les sursauts bien localisés, sans contrainte de délai, une fois la rémanence éteinte, on peut étudier sa galaxie hôte par les grands télescopes au sol ou le futur *JWST* dont les capacités infrarouges sont particulièrement adaptées aux galaxies les plus lointaines.

Les objectifs de *SVOM* sont de bien couvrir toute la gamme en *redshift* des sursauts gamma, en repoussant au maximum sa borne supérieure. Pour détecter les sursauts lointains, la collaboration *SVOM* a effectué plusieurs choix technologiques lors de la conception des instruments :

1. une caméra gamma ECLAIRs sensible jusqu'à une énergie de 4 keV permettant la détection de sursauts fortement décalés vers le rouge.
2. la rémanence des sursauts suivie avec précision en rayons X, en visible et en proche infrarouge.
3. l'identification rapide de candidats à grand décalage vers le rouge par le télescope VT qui opère jusque dans le très proche infrarouge.
4. une loi d'attitude antisolaire pour permettre le suivi des sursauts par les télescopes sols. Cette dernière sera détaillée dans la suite de l'exposé.
5. l'utilisation du télescope F-GFT avec une bonne sensibilité dans l'infrarouge pour effectuer une première estimation du décalage vers le rouge par photométrie.

— **Sursauts et astronomie multi-messagers**. *SVOM* ambitionne de chercher la nature des sources qui émettent un signal électromagnétique en même temps que des ondes gravitationnelles ou des neutrinos. Par exemple, dans le cadre du scénario très discuté selon lequel les sursauts courts proviendraient de la coalescence de deux astres compacts (étoile à neutrons et/ou trou noir), un phénomène qui sucite d'importantes ondes gravitationnelles. La difficulté principale à cette double observation est que la contrepartie électromagnétique est fortement focalisée. Elle doit être dirigée vers la Terre pour être détectable. À l'inverse, l'émission d'ondes gravitationnelles est omnidirectionelle. Dans de nombreux cas, un signal d'ondes gravitationnelles ne pourra donc pas être associé à un sursaut court. L'angle d'ouverture typique du jet des sursauts courts est malheureusement mal contraint, ce qui ne permet pas de déterminer précisément la fraction des événements où une double observation est possible. Par ailleurs, on ne sait pas encore si toutes les coalescences sont suseptibles de produire un sursaut gamma. Enfin, le taux même de coalescence reste incertain (Abadie et al., 2010).

Dans le cas de la mission *SVOM*, nous avons estimé le nombre de sursauts courts que l'on pourrait observer et qui seraient associés à un signal d'ondes gravitationnelles (Daigne, Cordier, Antier, & Lachaud, 2016).

1.3.3 Orbite, transmission des alertes et stratégie d'observation

Le satellite *SVOM* sera mis à poste sur une orbite circulaire basse (altitude : 600-650 km, période : 90 min) afin d'évoluer en dessous des ceintures de radiations où il n'est pas possible d'observer avec ECLAIRs ou le GRM en raison du bruit de fond très élevé que suscitent les flux intenses de particules chargées piégées dans ces ceintures. En raison de l'inclinaison de son orbite par rapport à l'équateur terrestre (30 degrés), le satellite traversera néanmoins plusieurs fois par jour l'anomalie magnétique de l'Atlantique sud, dénommée en anglais par le sigle SAA (*South Atlantic Anomaly*). À chaque passage dans la SAA, *SVOM* sera en butte à des flux intenses de particules chargées qui interdiront toute observation avec ECLAIRs ou le GRM ; le temps total d'observation s'en trouvera réduit de $\sim 13\%$.

La détection des sources transitoires sera menée à bord du satellite *SVOM* au moyen de ses deux instruments à grand champ ECLAIRs et GRM. Dans le cas du télescope ECLAIRs, c'est au module UGTS (Unité de Gestion et de Traitements Scientifiques) que reviendra la détection de toute nouvelle source transitoire apparaissant dans le champ de vue de l'appareil ainsi que l'estimation de ses coordonnées célestes. Ces dernières données seront utilisées par la plateforme spatiale pour en modifier l'attitude afin que la source transitoire nouvellement détectée se retrouve dans l'axe de visée des deux télescopes à petits champs de vue MXT et VT.

Ces mêmes données seront également transcrites dans un message qu'un émetteur VHF monté à bord du satellite transmettra à un réseau d'alerte fait d'une quarantaine de stations de réception disposées au sol sous la trace du satellite, à l'instar du système déjà mis en œuvre dans le cadre de la mission *HETE-2*. Chacune de ces stations sera en permanence à l'écoute d'éventuels messages qui, dès réception, seront relayés par internet dans un délai de 30 secondes à une minute à partir de la détection vers le centre de traitement scientifique installé au CEA-Saclay. Grâce au réseau GCN ou VOEvents, ce dernier sera alors en mesure de communiquer aux observatoires du monde entier les principaux paramètres de toute source transitoire nouvellement détectée.

La mission *SVOM* a pour stratégie d'observation de favoriser le suivi par des moyens au sol de toute source transitoire nouvellement détectée. Dans ce but, l'attitude du satellite suivra une orientation prédéfinie (Cordier et al., 2008), dénommée loi d'attitude B1 dans le jargon *SVOM*, avec l'axe optique des instruments dirigé la plupart du temps dans une direction située à 135 degrés de la direction du Soleil. Avec un tel pointage quasi-antisolaire, les sources transitoires nouvellement détectées seront aussitôt observables de nuit depuis le sol. Les observatoires terrestres seront ainsi en mesure d'étudier la rémanence des sursauts gamma avant que l'éclat de cette dernière n'ait décru dans de trop grandes proportions, ce qui pourra favoriser l'estimation du décalage vers le rouge des événements les plus distants et le suivi spectroscopique nécessaire aux études cosmologiques. Une telle stratégie d'observation implique toutefois que la Terre occultera en moyenne 35% du champ de vue d'ECLAIRs, réduisant d'autant son temps d'observation et introduisant sur le détecteur un bruit de fond asymétrique dont les caractéristiques varient au cours de l'orbite.

La stratégie d'observation de la mission *SVOM* inclura également le pointage de cibles d'opportunité. Dans la plupart des cas, il s'agira de sources transitoires détectées par d'autres moyens d'observation au sol ou dans l'espace et dont le suivi par les instruments *SVOM* présentera un intérêt scientifique reconnu. À noter toutefois que tout pointage de la plateforme spatiale dans une nouvelle direction impliquera l'envoi d'une série de télécommandes via les stations bande S affectées à la mission. Compte-tenu de la disponibilité de ces stations, il pourra s'écouler un certain délai (jusqu'à quelques dizaines d'heures) avant que la manœuvre de pointage du satellite soit effectuée.

Les données recueillies par l'instrument ECLAIRs seront enregistrées dans la mémoire de masse embarquée à bord du satellite. Elles seront ensuite transmises régulièrement au sol via les émetteurs bande X. Les données pourront ainsi être à nouveau traitées par des algorithmes de détection plus performants afin de détecter les sources transitoires que n'auraient pas repérées les algorithmes embarqués limités en capacité de calcul. Les nouvelles sources transitoires ainsi identifiées pourront être suivies par les télescopes au sol propres à la mission *SVOM* (GWAC, C-GFT et F-GFT). Le cas échéant, surtout s'il semble pertinent d'effectuer un suivi dans le domaine des rayons X avec le MXT, cette nouvelle source transitoire pourra être considérée comme une cible d'opportunité, ce qui s'avérera éventuellement profitable dans le cas de sursauts gamma extrêmement longs. Par ailleurs, les données SVOM pourront être analysées à nouveau au vu d'alertes transmises par d'autres moyens d'observation (LSST, détecteurs d'ondes gravitationnelles et télescopes à neutrinos).

1.3.4 Les différents instruments scientifiques de la mission *SVOM*

Dans cette section sont présentés les différents instruments scientifiques spatiaux et terrestres de la mission *SVOM*.

FIGURE 1.12 – La mission *SVOM* avec ses instruments grand-champ GRM, ECLAIRs, GWAC et ses instruments petit-champ MXT,VT et GFT.

Le GRM (Gamma-Ray Monitor)

Le moniteur de rayons gamma appelé GRM, est en charge de la détection de l'émission prompte des sursauts. Il sera particulièrement sensible aux sursauts courts et à ceux à forte dureté spectrale. Le GRM est réalisé par le laboratoire IHEP à Pékin. Il est sensible dans une bande d'énergie de 15 keV à 5000 keV, permettant de caractériser avec précision le profil spectral de l'émission prompte. Il est constitué de trois modules de détection appelés GRDs et d'un scintillateur pour détecter les particules chargées. Ces derniers sont positionnés à différents endroits sur la plateforme, leurs axes étant inclinés de 30 degrés par rapport à l'axe principal du satellite (voir la figure 1.13). Ils sont constitués d'un détecteur de type scintillateur (NaI), couplé à un photo-multiplicateur et d'une électronique de lecture. Chaque détecteur possède une surface efficace de détection de 200 cm^2. Le champ de vue d'un GRD est de 2 stéradians. La taille du champ de vue que forment les trois détecteurs est d'environ 6 stéradians.

Le GRM possède son propre algorithme de détection de sursauts basé sur l'augmentation du taux de comptage enregistré par le détecteur, calculé dans différentes bandes d'énergie et pour 4 périodes de temps, de 16 ms à 8 s. Il pourra générer ainsi des alertes qui seront d'une part envoyées à l'instrument ECLAIRs et d'autre part transmises au sol. J'ai d'ailleurs réalisé une étude en collaboration avec l'équipe chinoise sur l'apport de l'information GRM pour la décision de la détection d'une nouvelle source transitoire par l'instrument ECLAIRs. De plus, comme les trois modules GRDs pointent le ciel dans des directions différentes, il est possible d'effectuer une localisation très approximative du sursaut, mais avec une précision insuffisante pour permettre le suivi de ce dernier par les instruments à petit-champ de vue.

Enfin, on peut ajouter qu'un moniteur de particules, placé à côté du GRM enregistre les taux de comptage des particules. Les données seront analysées au sol lors des passages dans la SAA.

Les estimations actuelles prédisent que le nombre de sursauts par an attendu par GRM est de 90 (Zhao et al., 2013).

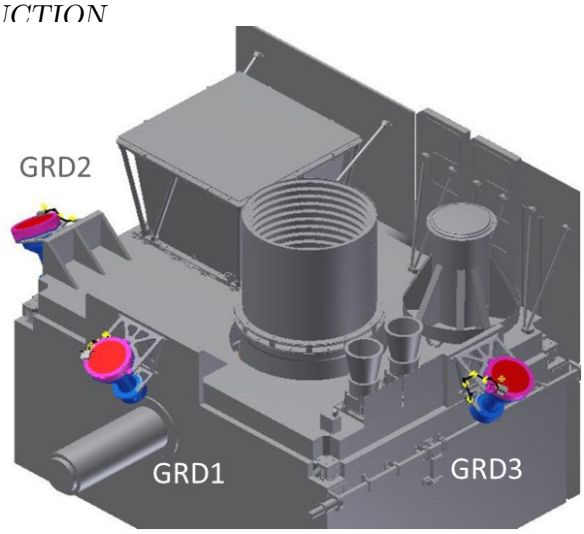


FIGURE 1.13 – Position des différents détecteurs GRDs formant le GRM.

ECLAIRs

Le télescope à masque codé ECLAIRs est en charge de la détection et de la localisation de l'émission prompte du sursaut. Il est réalisé conjointement par l'IRAP à Toulouse, le SAp et le SEDI à Saclay et l'APC à Paris sous la maîtrise d'œuvre du CNES. Il est sensible dans la bande d'énergie 4-150 keV. Son optique d'entrée à ouverture codée permet la localisation des sursauts. Son plan détecteur possède une surface de 1024 cm^2 ; son champ de vue est de 2 stéradians. Mon travail de thèse a porté sur cet instrument. Je vais le décrire plus en détail dans le chapitre 2. On estime détecter environ 60 sursauts par an avec ECLAIRs. Les résultats concernant l'estimation du nombre de sursauts qui ont détectés par ECLAIRs sont présentés dans le chapitre 6.

MXT

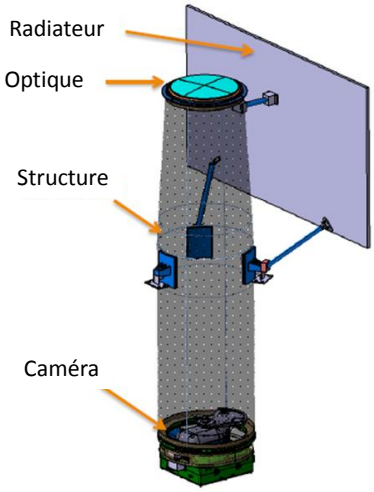


FIGURE 1.14 – Schéma représentant les différents éléments du télescope MXT.

Le MXT (*Microchannel X-ray Telescope*) est un télescope en charge de l'observation et la localisation de la rémanence du sursaut dans la bande des rayons X. Le MXT est réalisé

conjointement par le SAp à Saclay, l'Université de Leicester et le MPE à Garching, sous la maîtrise d'œuvre du CNES. Ce télescope met en œuvre une optique d'entrée d'un nouveau type pour faire converger les rayons X (*Lobster-eye* en anglais). Il s'agit d'une véritable lentille faite d'un assemblage de micro-cannaux arrangés selon la géométrie des yeux de langouste. Par comparaison avec les miroirs à incidence rasante, elle permet de réduire considérablement la taille et la masse du télescope. L'optique a une distance focale de 1 mètre. À son foyer, est placée une mosaïque de détecteurs de type pn-CDDs.

Le MXT est sensible de 0,2 keV à 10 keV et possède une surface efficace de 45 cm^2 à 1 keV. Son champ de vue est de $64 \times 64\,\text{arcmin}^2$. Nous estimons que le MXT pourra suivre la rémanence de 90 % des sursauts détectés par ECLAIRs. La boîte d'erreur de localisation des sursauts est de 2 minutes d'arc pour l'ensemble des sursauts, et de 30 secondes d'arc pour les plus brillants.

VT

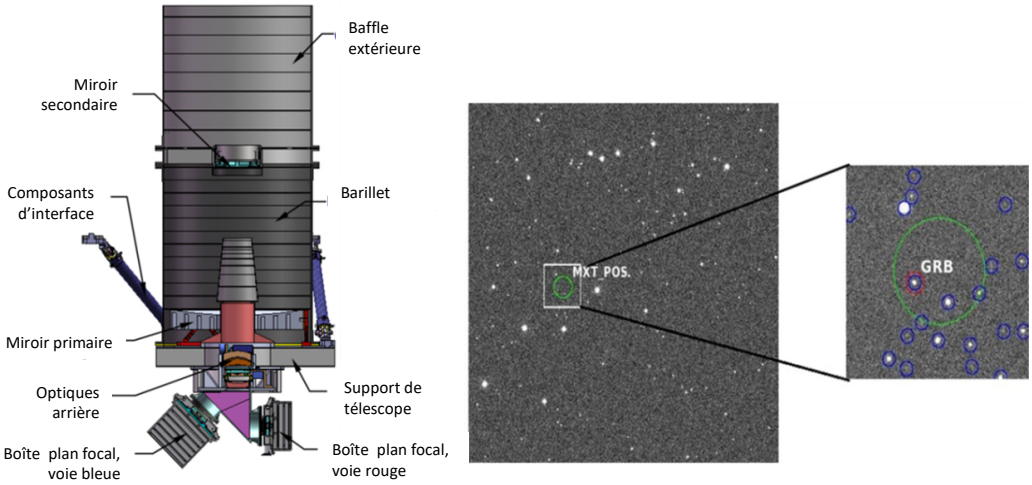


FIGURE 1.15 – À gauche : Schéma représentant les différents éléments du télescope spatial visible. À droite : Image du ciel sur laquelle on a placé l'erreur de localisation d'une source par le MXT (cercle vert) et la couverture du champ de vue du VT (carré blanc).

Le VT (*Visible Telescope*) est un télescope en charge de la détection et de l'étude de la rémanence dans le domaine visible. Il est réalisé conjointement par le NAOC à Pékin, le XIOPM à Xian et le SECM à Shanghai. C'est un télescope du type Ritchey-Chretien d'un diamètre de 40 cm. Sa magnitude limite est $m_V = 22,5$ pour un temps d'intégration de 300 secondes. Sensible de 0,4 μm à 1 μm, il possède deux voies d'étude : une bleue et une rouge, permettant d'étudier la rémanence de sursauts lointains (dont le décalage vers le rouge est en dessous de 5-6). Le champ de vue du VT est de 26 $\times$ 26 minutes d'arc. Il faut noter que la boîte d'erreur de localisation d'ECLAIRs est contenue dans le champ de vue du VT.

Le VT possède son propre analyseur de données à bord. Ce dernier est en charge de créer une liste potentielle de sources transitoires présentes dans la boîte d'erreur de localisation du télescope X. Cette liste sera ensuite traitée au sol afin de déterminer si une nouvelle source transitoire a été détectée : on comparera les localisations des sources candidates de la liste à un catalogue de sources. Grâce à ce traitement rapide à bord, on pourra mieux détecter les sursauts à haut décalage vers le rouge.

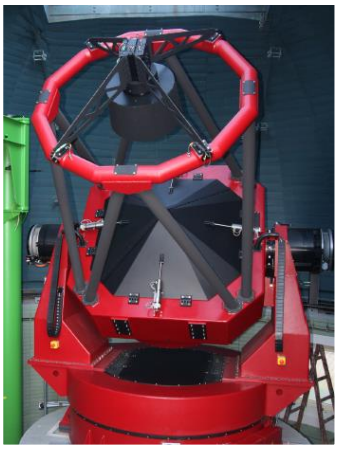


FIGURE 1.16 – À gauche : Photographie du premier prototype du télescope GWAC. À droite : Représentation d'un prototype du télescope français F-GFT.

La caméra grand champ GWAC

L'instrument GWAC (*Ground Wide Angle Cameras*) est en charge de la détection et de l'étude de l'émission prompte dans le visible, qui jusqu'alors, a été très rarement observée (voir figure 1.16). Le GWAC est réalisé par le laboratoire NAOC à Pékin et est situé actuellement sur le site de Xinglong en Chine. Un deuxième site est prévu au Chili. Il est prévu pour scruter en permanence une large partie du ciel, observée en même temps par ECLAIRs. Il est à la recherche de sources transitoires dans le visible se manifestant avant, pendant ou après le sursaut.

Le dispositif est constitué d'un ensemble de 36 caméras couvrant un champ de vue de 5000 degrés carré. Sa magnitude limite est de $m_V = 16$ pour un temps d'exposition de 10 s. Chaque caméra a un diamètre de 18 cm et une distance focale de 22 cm, et est sensible de 500 nm à 800 nm. GWAC possède son propre logiciel d'analyse qui détecte des sources transitoires par excès dans une image ou par soustraction de deux images successives d'une durée de 10 secondes. À cet ensemble, sont ajoutés deux télescopes robotiques de 60 cm de diamètre, qui dès lors qu'une alerte est déclenchée par GWAC, pointent en direction de la source. La résolution temporelle de ces télescopes est de moins de 1 s, ce qui permet de suivre avec précision l'évolution de l'émission prompte.

Les télescopes GFT

Le télescope F-GFT (*Ground Follow-up Telescope*) est un télescope sol opérant dans le domaine visible et proche infrarouge. Il est réalisé par le LAM à Marseille, l'IRAP à Toulouse et l'institut d'astronomie de l'UNAM à Mexico. Il sera situé sur le site de San Pedro Martir au Mexique. Il étudie la rémanence du sursaut dans le domaine visible suite à une alerte envoyée par le satellite. Ce télescope a la capacité de pointer très rapidement en direction de la source à étudier (moins de 25 s) ; il pourra ainsi :

— affiner la position du sursaut avec une précision d'une seconde d'arc.
— proposer une première estimation photométrique du décalage vers le rouge à l'aide de sa sensibilité en infrarouge.
— étudier les sursauts dont la rémanence ne pourrait pas être observée dans la bande visible, que ce soient des sursauts lointains, ou des événements dont la rémanence est absorbée par la poussière environnante.

Le télescope possède un champ de vue de 26 arcminutes. Son diamètre est de 1,3 m.

Un autre télescope d'un mètre de diamètre appelé C-GFT, déjà en service en Chine, sera également en charge du suivi des alertes *SVOM* dans le domaine visible.

1.4 La problématique de la détection

La détection de sursauts s'inscrit dans une problématique globale de recherche d'un signal temporel et de la détection d'un excès dans une image du ciel provenant d'un astre. Le signal reçu peut-être variable ou constant, éphémère ou persistant. Ici, nous essaierons de présenter succintement les différents éléments à prendre en compte pour établir la bonne stratégie en termes de détection de sursauts.

Sursauts : phénomènes aléatoires et variables

Les sursauts sont des phénomènes éphémères, complexes et diversifiés. Ils peuvent apparaître n'importe où sur la voute céleste, et n'importe quand. Le signal provoqué par l'arrivée d'une bouffée de rayons gamma cosmiques dure quelques millisecondes à une centaine de minutes. Le profil temporel associé est très variable et diffère d'un sursaut à un autre comme l'atteste la figure 1.17. Le maximum d'émission des bouffées évolue dans une large gamme d'énergie d'une dizaine à quelques centaines de keV.

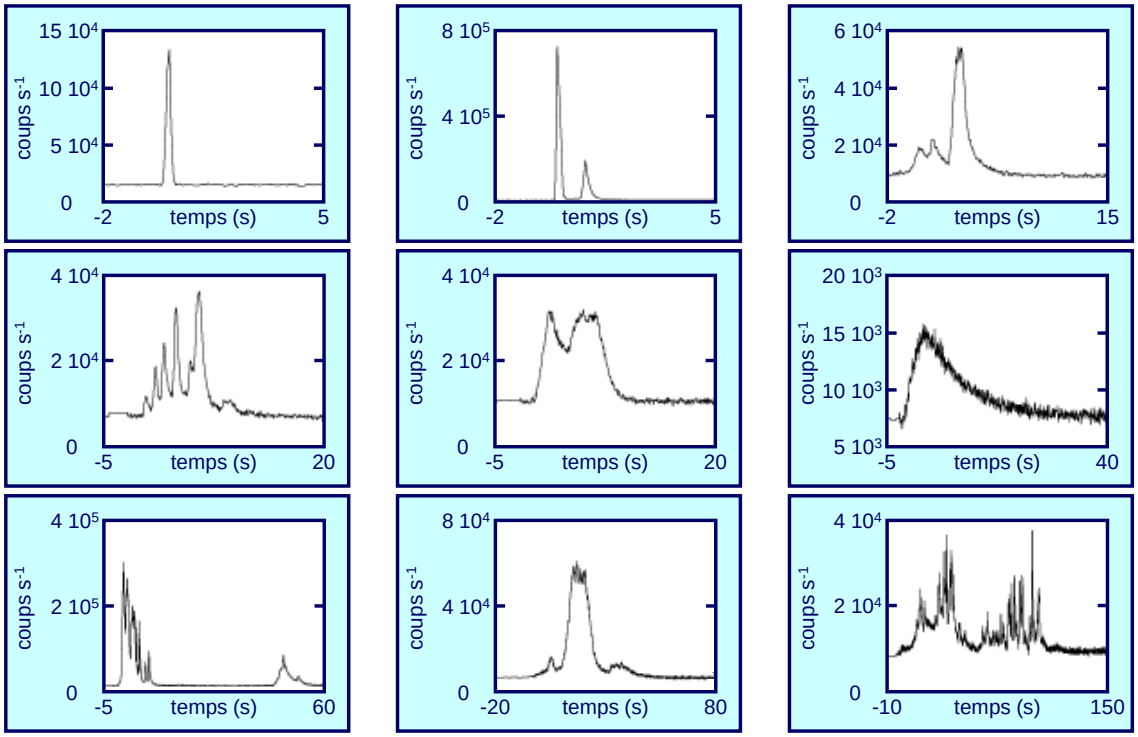


FIGURE 1.17 – Représentation de quelques profils temporels des sursauts gamma détectés par BATSE, tirée du catalogue Paciesas et al. (1999).

Stratégie de détection du flash gamma

Le sursaut est révélé en premier lieu dans le domaine des hautes énergies. Le signal associé est souvent rythmé de bouffées soudaines de photons, apparaissant comme des pics étroits sur le profil temporel.

Les méthodes employées devront pouvoir être capables de détecter **tout type de sursauts** : les sursauts courts ou très longs, riches en rayons X ou en gamma. De plus, il faut poursuivre l'effort pour détecter des phénomènes transitoires plus inhabituels qui sont difficilement détectables

mais pouvant représenter un considérable apport scientifique. Ces méthodes doivent donc laisser une ouverture vers de nouvelles découvertes.

Suivi des sursauts et observation de l'émission rémanente

Dès qu'une nouvelle bouffée de photons gamma est détectée, sa source doit être localisée rapidement avec une précision de l'ordre d'une dizaine de minutes d'arc. Cette alerte doit permettre le repointage automatisé du satellite pour observer l'émission rémanente par les autres instruments embarqués sur le satellite opérant dans le domaine des rayons X et du visible. Les coordonnées célestes du sursaut sont transmises au sol afin que les infrastructures terrestres prennent le relais et scrutent à qui mieux mieux la zone même du ciel où le GRB s'est produit.

Dans ce contexte, la détection de l'émission prompte doit se faire en **temps quasi réel** afin de récolter le plus d'informations sur l'émission rémanente, et effectuer une première estimation de la distance des sursauts : c'est une véritable course contre la montre. Les méthodes utilisées doivent donc être implémentées à bord du satellite et se dérouler de manière automatique. Dans ce cas, il faut prendre aussi en compte la limitation de la capacité de calcul d'un logiciel embarqué, comme il n'y a pas de lien de transmission temps-réel remontant vers le satellite (et pas assez de débit dans le lien descendant pour envoyer toutes les données nécessaires directement).

Limitation du nombre de fausses alertes

Chaque envoi d'alerte à la suite de l'analyse des données du télescope ECLAIRs, a des répercussions d'une part sur les programmes d'observation des infrastructures terrestres et d'autre part, sur le pointage du satellite. Il faut donc impérativement avoir un niveau de confiance suffisant afin de **limiter le taux de fausses alertes**.

Lorsqu'une bouffée de rayonnement gamma est enregistrée, son suivi permet de confirmer ou d'invalider la nature de cette dernière. En particulier, dans le cas d'un système à ouverture codée, l'imagerie et la recherche de nouvelles sources dans le champ de vue sont capitales pour connaître la cause de l'augmentation du taux de comptage de rayons gamma. Cette recherche sera d'autant plus efficace que le temps de pause sera long. Il y a donc un équilibre à trouver entre la promptitude de l'annonce et le niveau de confiance associé.

Estimation des performances

Les méthodes de détection embarquées doivent comporter un certain nombre de paramètres à étalonner. En effet, chaque instrument est unique de par sa conception, et de ce fait, observera le ciel de sa propre manière. De plus, les paramètres mission tels que l'attitude et la loi de pointage conditionnenent l'observation. L'étalonnage permettra d'adapter les méthodes aux données spécifiques de l'instrument. Cependant, il est très difficile de simuler des données réalistes en particulier au niveau des données de bruit de fond. En ce qui concerne le signal, il faut s'inspirer des données enregistrées dans le cas de sursauts déjà observés. Néanmoins, l'évaluation des performances à partir de données simulées permettra de comprendre en première estimation, le comportement des méthodes et l'évaluation des choix effectués.

1.5 Plan de la thèse

La thèse s'articule autour de la détection et de la localisation des sursauts gamma. Dans le chapitre 2, je présenterai en détail l'instrument ECLAIRs à bord de la mission *SVOM*. J'exposerai aussi les méthodes de détection et de localisation prévues d'être embarquées (dites « méthodes standard »). J'expliquerai ensuite les données simulées que j'ai créées afin de tester les performances scientifiques de ces méthodes. Ces données regroupent un bruit de fond simulé aussi

réaliste que possible (chapitre 3) et des catalogues synthétiques de sursauts formant une population diversifiée et exhaustive (chapitre 4). Dans le chapitre 5, je décrirai les simulations mises en place pour évaluer les performances de détection et de localisation d'ECLAIRs. Pour cela, deux approches ont été mises en place : une version statique, simplifiée et rapide permettant d'explorer un grand champ de paramètres en vue d'optimiser au mieux la méthode : et une version dynamique, utilisant les vraies méthodes de détection de sursauts embarquées à bord d'ECLAIRs. Le chapitre 6 présente les résultats de performances de détection et de localisation obtenus avec ces simulations. Il précise en particulier le nombre de sursauts gamma attendu pour ECLAIRs et caractérise cet échantillon. Dans le chapitre 7, j'exposerai des méthodes alternatives de détection de sursauts gamma. Enfin, je concluerai ma thèse dans le chapitre 8.

Chapitre 2

Détection et localisation des sursauts gamma par l'instrument ECLAIRs à bord de SVOM

Sommaire

2.1 L'instrument ECLAIRs 47
2.1.1 Le rôle d'ECLAIRs dans la mission *SVOM* 48
2.1.2 Présentation des différents composants d'ECLAIRs 49
2.2 Observation d'un sursaut gamma par un instrument 53
2.3 Simulation de l'observation avec ECLAIRs 55
2.3.1 Interaction rayonnement-matière 55
2.3.2 Modélisation de l'instrument ECLAIRs sous Geant 4 56
2.3.3 Modélisation simplifiée de l'instrument ECLAIRs (approche dynamique) 60
2.3.4 Modélisation simplifiée de l'instrument ECLAIRs (approche statique) . 62
2.3.5 Comparaison des différentes approches 62
2.4 Méthodes de détection et localisation 62
2.4.1 Importance de la qualité de la détection et de la localisation 63
2.4.2 Géométrie du champ de vue pour un instrument à ouverture codée . . . 64
2.4.3 Trigger Image 65
2.4.4 Trigger Taux de comptage 66
2.4.5 Principe de reconstruction d'image 69
2.4.6 Calculateur à bord l'UGTS et logiciel des algorithmes de détection . . . 72
2.5 Conclusion 75

L'instrument ECLAIRs est une caméra gamma à masque codé qui sera embarquée à bord de la mission *SVOM*. Il est en charge de la détection et de la localisation des sources transitoires gamma en particulier les sursauts gamma dont il doit caractériser l'émission prompte. Dans ce chapitre, je vais détailler les différents composants de cet instrument. J'expliquerai ensuite les algorithmes en charge de la détection et de la localisation en temps-réel des sursauts à bord d'ECLAIRs. Mon travail de thèse a consisté en partie à caractériser les performances de détection et de localisation de ces algorithmes (voir chapitre 6).

2.1 L'instrument ECLAIRs

La table 2.1 résume les propriétés de l'instrument. Pour plus de détails, on peut se référer à l'article Schanne et al. (2015).

Bande d'énergie	4 – 150 keV
Surface active [1] du plan détecteur	1024 cm^2
Nombre de pixels détecteurs	6400 pixels CdTe (regroupés en 200 modules)
Aire efficace à 10 keV	400 cm^2
Aire efficace à 4 keV	150 cm^2
Résolution en énergie à 60 keV	< 1.5 keV
Résolution Temporelle	10 μs
Temps mort	$< 5\%$ pour 10^5 coups/s
Champ de vue total (totalement et partiellement codé)	2.02 sr
Erreur de localisation de sources ponctuelles	< 12 minutes d'arc (en rayon)
Sensibilité d'ECLAIRs à une source dans l'axe en 1 s d'exposition	2.5 10^{-8} erg.cm^{-2}.s^{-1} dans [5-50] keV
Taux de comptage maximal avant saturation	10^5 coups/s sur la caméra.

TABLE 2.1 – Principales caractéristiques de l'instrument ECLAIRs.

2.1.1 Le rôle d'ECLAIRs dans la mission *SVOM*

ECLAIRs est un instrument français réalisé en partenariat avec différents laboratoires : l'IRAP à Toulouse, le SAp à Saclay et l'APC à Paris (voir figure 2.1). Il est sous la maîtrise d'œuvre du CNES. Le responsable scientifique de l'instrument ECLAIRs est Jean-Luc Atteia (IRAP), qui était aussi le PI (*Principal Investigator*) de l'instrument Frégate à bord d'*HETE-2*.

D'une masse de 87 kg, l'instrument ECLAIRs consomme une puissance de 84 W. Il est formé d'une caméra à ouverture codée avec un large champ de vue d'environ 2 stéradians. Il est sensible aux photons dans la bande d'énergie 4-150 keV. Son seuil particulièrement bas de 4 keV permet la détection de sursauts riches en rayons X, en particulier les sursauts lointains. De plus, ECLAIRs reçoit en temps quasi-réel des informations sur la détection d'une augmentation significative du taux de comptage enregistré par les 3 modules GRDs de l'autre détecteur gamma de *SVOM*, le GRM. Cela permet de faciliter la détection des sursauts courts avec ECLAIRs. D'autre part, l'étendue spectrale du système ECLAIRs-GRM permet d'augmenter les performances de caractérisation spectrale des sursauts détectés, un enjeu important pour l'interprétation physique de ces phénomènes. Par ailleurs, la précision de localisation d'ECLAIRs est ajustée à la taille du champ de vue du télescope VT à bord de *SVOM* opérant dans le domaine visible, de sorte à permettre à celui-ci de suivre la rémanence de la plupart des sursauts détectés.

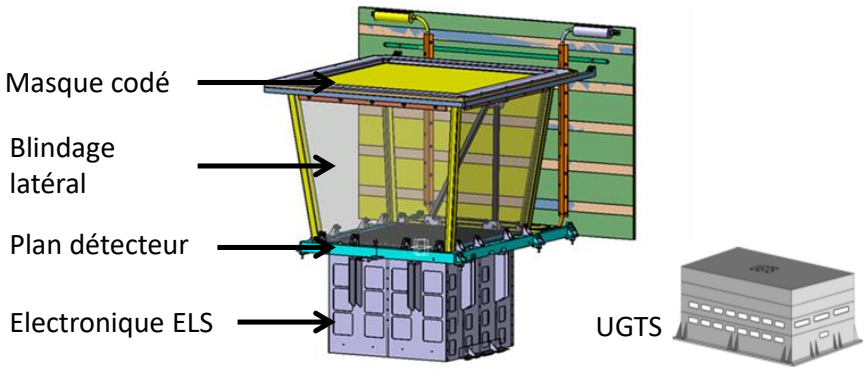


FIGURE 2.1 – Les différents composants de l'instrument ECLAIRs

Puisque SVOM ne possède pas de lien de communication en temps réel avec le sol, la détection des sources transitoires doit se faire de façon autonome à bord du satellite par le biais de l'unité

1. Surface du plan détecteur en ne comptant que les pixels c'est à dire que les cristaux CdTe. Si on prend en compte la distance entre les pixels, la surface totale du détecteur est de 1296 cm^2.

de traitement scientifique UGTS (voir section 1.3.3). Lorsque cette dernière détecte et localise une nouvelle source transitoire sur le ciel, elle en alerte le satellite pour qu'il puisse se repointer en direction de la présumée source afin que les instruments à petit champ puissent effectuer un suivi multi-longueurs d'onde. D'autre part, l'alerte sera aussi transmise aux installations au sol de la mission *SVOM* et à la communauté internationale (voir section 1.3.3).

2.1.2 Présentation des différents composants d'ECLAIRs

Le masque codé

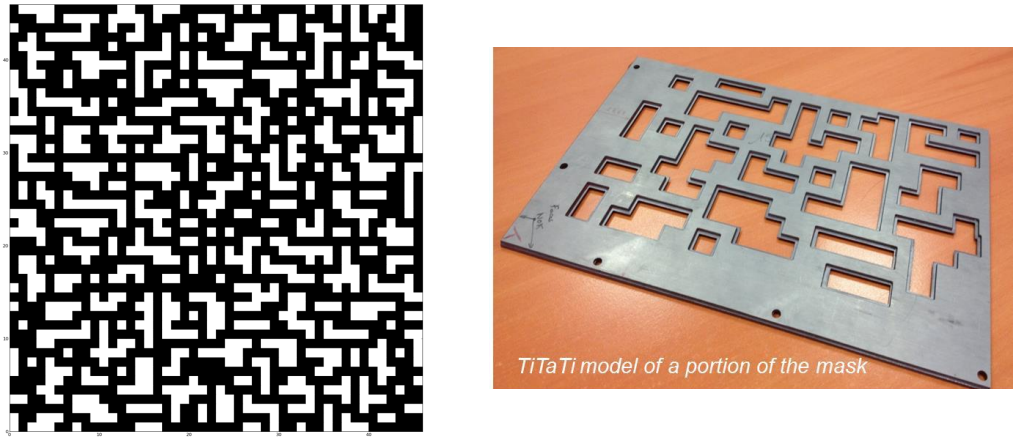


FIGURE 2.2 – À gauche : représentation du motif du masque constitué de 46 × 46 éléments. À droite : section du masque utilisée pour étudier les propriétés mécaniques de l'assemblage Ti-Ta-Ti.

Le laboratoire APC à Paris est responsable de la réalisation du masque codé d'ECLAIRs (l'armature latérale blindée sous responsabilité du CNES).

L'armature blindée est composée d'un succession de feuilles d'aluminium, de cuivre et de plomb. Elle encadre le plan détecteur et limite le champ de vue de l'instrument. Elle permet de réduire le bruit de fond causé par le fond diffus cosmique X (*Cosmic X-ray Background* ou CXB, chapitre 3.2). Grâce à ce blindage, dans la gamme sensible d'ECLAIRs, la plupart des photons du CXB provenant de l'extérieur du champ de vue défini par le masque codé est supprimée. De plus, ce blindage permet aussi l'étalonnage à basse énergie du détecteur. En effet, l'intérieur du blindage est recouvert d'une couche de cuivre, qui produit une raie de fluorescence à 8.06 keV dans le spectre enregistré sur le détecteur. De même, les interactions du rayonnement cosmique avec les autres éléments du blindage conduisent à des signatures spécifiques dans le spectre.

Le masque codé avec le plan détecteur permet de localiser une source ponctuelle dans le ciel avec une précision d'une dizaine de minutes d'arc. Dans le cas d'un instrument à ouverture codée tel qu'ECLAIRs, on utilise une technique spécifique pour construire une image du ciel. On a placé le masque codé au dessus d'un détecteur pixelisé (à 46 cm du plan détecteur), constitué d'un ensemble de trous (éléments ouverts) et de pleins (figure 2.2). L'ensemble trous-pleins forme un motif appelé motif du masque. Les photons d'une source arrivent sur le détecteur et y projettent l'ombre du masque formant une figure caractéristique de la direction d'incidence des photons. On appelle ouverture du masque la fraction de surface des trous par rapport à la surface codante totale du masque. Le détecteur reçoit les photons provenant du ciel qui sont passés à travers les trous du masque. De ce fait, la répartition de ces photons enregistrés sur le détecteur n'est pas uniforme car elle dépend du motif du masque et de la direction de la source.

Le masque codé est un ensemble autoporteur constitué d'une feuille de Tantale prise en sandwhich entre deux couches de Titane, appelé « Ti-Ta-Ti ». Il mesure 54 × 54 cm^2. L'ouverture du masque est de 40%. La composition et l'épaisseur des pleins permet d'arrêter quasiment tous les photons d'une énergie inférieure à 120 keV.

Chaque élément du masque mesure $m = 11.73$ mm de côté, tandis que le pas de la grille des pixels du détecteur est $d = 4.5$ mm de côté. Dans ce cas, le rapport entre la taille d'un élément du masque et d'un pixel du détecteur vaut $m/d = 2.6$. Quand $m/d \sim 1$, la précision de localisation est optimale mais la sensibilité est faible. Il a été choisi de dégrader la précision de localisation afin d'augmenter la sensibilité (Lachaud, Gros, & Schanne, 2011). Les résultats de l'étude ont montré que la boîte d'erreur de localisation est inférieure à 12 minutes d'arc dans 98% des cas et inférieure ou égale à 5 minutes d'arc dans 70% des cas (section 6.2.7). Dans la majorité des cas, elle est plus petite que le champ de vue du télescope MXT (1 × 1 deg^2) et du télescope VT (26 × 26 arcmin^2). La section 2.4.5 traitera du procédé de reconstruction de l'image du ciel à l'aide du masque codé.

Le plan détecteur

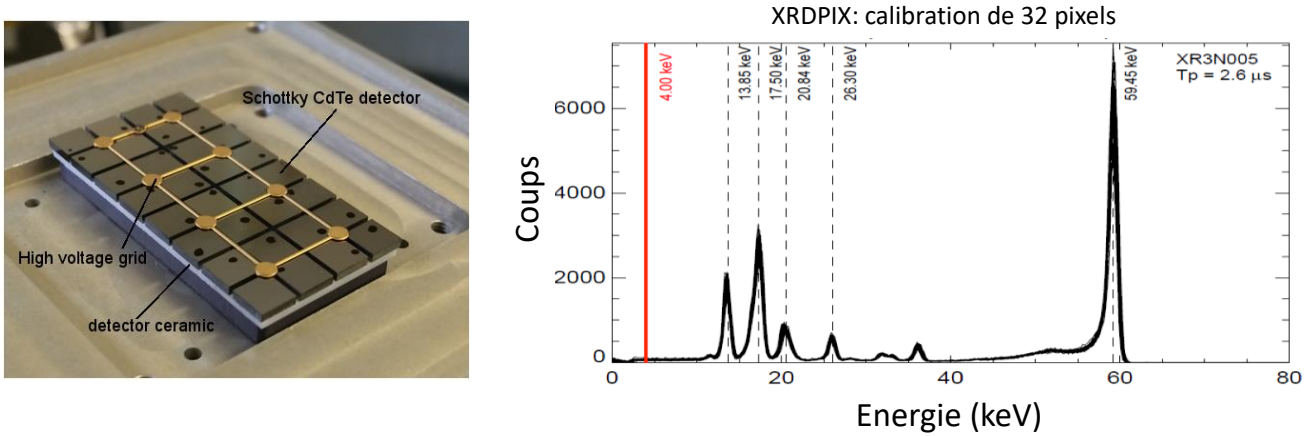


FIGURE 2.3 – À gauche : vue d'ensemble d'un module XRDPIX composé de 32 détecteurs. À droite : spectre mesuré en sortie d'un module XRDPIX, exposé à une source de ^{241}Am, et qui témoigne de la sensibilité des détecteurs à 4 keV mais aussi l'absence de bruit au delà de 4 keV.

Le plan détecteur d'ECLAIRs, dénommé DPIX, est étudié et construit par l'IRAP à Toulouse (Nasser et al. 2014, Nasser 2015).

Il est composé d'une mosaïque de 6400 pixel-détecteurs (80 × 80 pixels). Construit par la société Acrorad, chaque détecteur est en cristal de Tellure de Cadmium (CdTe), et de type Schottky [2] à contact en platine. Il offre ainsi l'avantage d'avoir un très faible courant de fuite (< 150 pA à -20°). La surface de chaque détecteur est de 4 × 4 mm^2 et son épaisseur de 1 mm.

La distance entre chaque détecteur sur le plan détecteur est de 0.5 mm (si bien que la grille du détecteur a un pas de 4.5 mm). La surface géométrique est de 1296 cm^2 et la surface active de détection est de 1024 cm^2 (avec une surface efficace de 150 cm^2 à 4 keV et 400 cm^2 dans la bande d'énergie 20-50 keV, voir section 2.3.2).

Les détecteurs sont groupés par 32, formant un module XRDPIX. Ce dernier est connecté à une électronique de lecture à base d'ASICs (*Application Specific Integrated Circuit*), dénommés IDeF-X ; développés au SEDI à Saclay. Les modules sont regroupés par 25 de façon à former un secteur. Chaque secteur est connecté à une électronique de lecture ELS (*Electronique de Lecture*

2. Type de détecteur optimal pour limiter les courants de fuite dans un semi-conducteur CdTe.

Secteur), qui lui fournit le HVPS (la haute tension électronique à 300 keV) et qui s'assure que chaque événement détecté est marqué en temps (avec une précision de 10 μs), en position et en énergie (codée sur 1024 canaux). Les événements peuvent être considérés comme des événements simples si un seul pixel d'un XRDPIX est touché dans une fenêtre de multiplicité (typiquement réglée à 10 μs), ou mutiples si plusieurs pixels sont atteints dans cette fenêtre. Les ELS sont également en charge de la conversion du signal électrique reçu en valeur numérique de l'énergie. La calibration utilise alors les raies de fluorence des différents matériaux du système (Cu, Cd, Te). Les huit ELS transmettent leurs données en temps réel au module UGTS, qui groupe les événements en paquets et les envoie à la mémoire de masse de *SVOM*.

Pour le succès de la mission, le choix de bons détecteurs est déterminant. En effet, certains détecteurs peuvent devenir plus bruyants que d'autres. Sousmis aux radiations, la qualité de ces derniers se dégrade et peut conduire à la détection de faux coups non induits par une interaction de photons avec le détecteur. Une campagne de test a été menée par l'IRAP : sur 12000 détecteurs, 8000 ont été sélectionnés pour être candidats au modèle de vol. Plusieurs prototypes d'une partie du plan détecteur ont été testés pour valider certaines caractéristiques telles que leur performance à 4 keV, la linéarité, etc. La figure 2.3 de droite représente le spectre des coups enregistrés sur un module XRDPIX à partir d'une source radiactive de l'isotope ^{241}Am.

L'unité de traitement scientifique UGTS

L'unité UGTS d'ECLAIRs (Unité de Gestion et de Traitement Scientifique) est développée conjointement par le CNES à Toulouse, le SAp et le SEDI au CEA Saclay. Le responsable scientifique de l'UGTS est Stéphane Schanne (SAp).

L'une de ses fonctions principales est le traitement scientifique pour la détection des sursauts gamma de *SVOM*. Comme le satellite *SVOM* ne dispose pas d'un lien de télémesure à grand débit permanent avec le sol, les données de photons acquises par ECLAIRs sont trop volumineuses pour être envoyées par télémesure en temps-réel au sol, afin d'y être traitées (à l'instar du système IBAS d'*INTEGRAL*, Mereghetti et al. 2003). De plus, si la réiorientation du satellite devait se faire par l'envoi d'une télécommande depuis le sol, cela induirait un délai supplémentaire dommageable pour les sursauts gamma. L'UGTS est donc employée pour effectuer ces fonctions de façon autonome à bord. Un tel traitement automatique de données à bord a déjà été mis en place pour l'instrument BAT de *Swift* ce qui permet le repointage automatique très rapide du satellite (McLean et al., 2004).

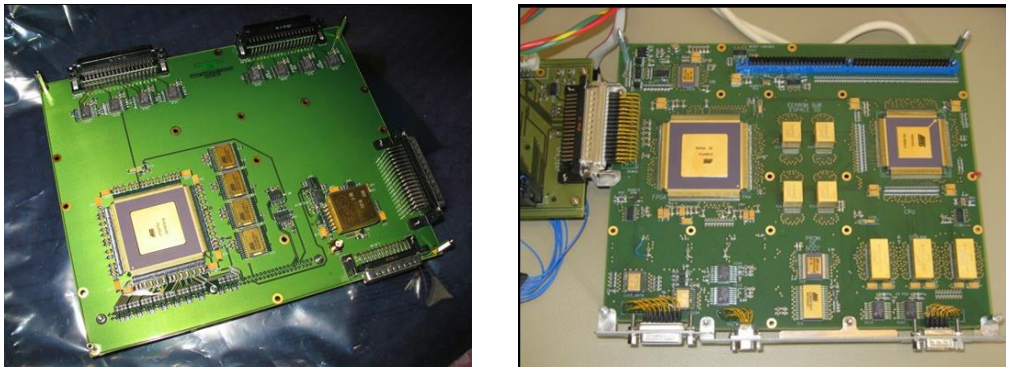


FIGURE 2.4 – Les cartes électroniques de bord avec l'ancienne version du processeur utilisées dans l'UGTS. À gauche : FPGA (Atmel ATF280). À droite : CPU (Atmel AT697F). La carte pour le nouveau processeur est en cours de développement.

Les fonctions de l'UGTS se résument en :

— **Contrôle et surveillance du bon fonctionnement d'ECLAIRs** tels que le contrôle de température du plan détecteur, le réglage du seuil bas en énergie, la gestion des pixels bruyants, le contrôle de puissance électrique et la gestion des modes de défaillance de composants d'ECLAIRs. L'UGTS produit également des données de télémesure auxiliaires (*housekeeping* en anglais) permettant de surveiller ce bon fonctionnement depuis le sol.

— **Acquisition des données**. L'UGTS reçoit les coups individuels (énergie, pixels, temps) depuis les boîtiers ELS, et les envoie à la mémoire de masse du satellite pour leur transmission au sol. Les données sont transmises au sol via les émetteurs bande X, leur quantité volumineuse ne permettant pas de recevoir les données en temps réel par la voie VHF. L'UGTS reçoit aussi la base de temps depuis la plateforme, l'attitude du satellite et la position du satellite sur son orbite, qu'elle enregistre dans une mémoire circulaire interne (contenant un historique des valeurs reçues sur une fenêtre temporelle glissante de durée prédéterminée de $\sim$ 20 min). Des données de surveillance de l'équipement UGTS et du bon déroulement de son algorithme de déclenchement sont également générées vers la mémoire de masse.

— **Configuration** : L'UGTS est reconfigurable par télécommande depuis le sol (mise à jour des logiciels). Par exemple, les seuils des algorithmes de détection sont configurables.

— **Déclenchement et localisation d'une nouvelle source transitoire (candidat sursaut)**. La localisation s'effectue en utilisant l'image du ciel construite à partir de la liste des coups sur le détecteur (section 2.4.5). Le meilleur excès contenu dans l'image au dessus d'un certain seuil, et qui ne correspond pas à la position d'une source référencée dans le catalogue de sources gamma, est un candidat sursaut. Sa position précise sur le ciel est déterminée en ajustant à la position de l'excès la fonction d'étalement du point d'ECLAIRs. Le processus de localisation prend du temps ($\sim$ 2 s). Ainsi deux algorithmes fonctionnent en parallèle pour rechercher la meilleure période temporelle sur laquelle la localisation est faite. L'UGTS recevra aussi les informations sur les excès significatifs des taux de comptage des GRDs. ECLAIRs utilise deux modes de déclenchements :

  — **Déclenchement par augmentation de taux de comptage appelé « Trigger taux de comptage »**. L'UGTS effectue la détection d'une augmentation significative d'un taux de comptage (nombre de coups par unité de temps) sur des plages temporelles allant de 10 ms à 20 s. Cette augmentation est un premier indicateur de la présence d'une source transitoire dans son champ de vue. Si un excès est trouvé, on forme l'image du ciel associée afin de localiser l'excès dans l'image.

  — **Déclenchement par l'image appelé « Trigger image »**. Sur toute plage temporelle de 20 s à 20 min, l'UGTS reconstruit systématiquement l'image du ciel et cherche à localiser une éventuelle nouvelle source (sans augmentation au préalable d'un taux de comptage qui est indiscernable de l'évolution du bruit de fond pour un sursaut long et peu intense).

— **Envoi en temps quasi réel d'un message VHF**. Si une nouvelle source a été localisée avec un bon niveau de confiance, l'UGTS génère une séquence d'alertes sur le réseau VHF (donnant entre autres, une localisation sur le ciel et un niveau de confiance), ainsi que des courbes de lumière observées par ECLAIRs dans différentes bandes en énergie.

— **Requêtes de repointage satellite**. Si une nouvelle source a été localisée avec un excellent niveau de confiance, sa position est envoyée au satellite afin de le faire pivoter sur lui-même pour repointer (en quelques minutes) l'axe optique des télescopes à petit champ de vue VT et MXT en direction de la source pour le suivi de sa rémanence.

L'UGTS utilise un processeur Leon qualifié pour le spatial. Au CEA, un prototype de l'UGTS a été réalisé à base de FPGAs et d'une CPU de Leon 2 (voir figure 2.4, Schanne et al. 2014, Le

Provost et al. 2014). Une étude est actuellement en cours pour mettre à jour l'architecture de l'UGTS afin d'utiliser une plus récente version du processeur, le CPU Leon 3 à deux cœurs, afin de gagner en puissance de calcul (voir section 2.4.6).

2.2 Observation d'un sursaut gamma par un instrument : définitions générales

Dans cette section, sont définies les grandeurs associées à la description du sursaut dans le référentiel de l'observateur, et au signal mesuré par le détecteur.

Caractéristiques de l'instrument.

— *Bande d'énergie.* On considère un instrument qui est sensible dans une bande d'énergie $[E_{1,\mathrm{obs}}; E_{2,\mathrm{obs}}]$.

— *Aire efficace.* Cet instrument a une surface efficace $A(E_{\mathrm{obs}})$ à l'énergie E_{obs}, donnée en cm^2.

Flux et durée du sursaut.

— *Flux du sursaut.* On suppose que le flux de photons du sursaut gamma à l'énergie E_{obs} entrant au niveau de l'instrument est $N(E_{\mathrm{obs}}, t_{\mathrm{obs}})$ en $\mathrm{ph/cm^2/keV/s}$.

— *Durée du sursaut.* Le sursaut émet pendant une durée $\Delta t_{\mathrm{obs}} = t_{\mathrm{end,obs}} - t_{\mathrm{start,obs}}$ où $t_{\mathrm{start,obs}}$ et $t_{\mathrm{end,obs}}$ en secondes correspondent aux dates du début et de la fin du sursaut.

Description temporelle du sursaut (en entrée de l'instrument).

— *Discrétisation de la durée du sursaut.* La durée du sursaut est divisée en K intervalles de temps, allant de $t_{0,\mathrm{obs}} = t_{\mathrm{start,obs}}$ à $t_{\mathrm{K,obs}} = t_{\mathrm{end,obs}}$. Le i-ème intervalle va de $t_{\mathrm{i-1,obs}}$ à $t_{\mathrm{i,obs}}$ avec $i = 1$ à K. Sa durée est notée $\Delta t_{\mathrm{i,obs}} = t_{\mathrm{i,obs}} - t_{\mathrm{i-1,obs}}$.

— *Courbe de lumière en photons.* Le flux du sursaut gamma dans la bande d'énergie de l'instrument vaut :

$$N_{12}(t_{\mathrm{obs}}) = \int_{E_{1,\mathrm{obs}}}^{E_{2,\mathrm{obs}}} N\left(E_{\mathrm{obs}}, t_{\mathrm{obs}}\right) \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}} \; [\mathrm{ph/cm^2/s}] \,. \tag{2.1}$$

La courbe de lumière est l'évolution temporelle de ce flux. Il est d'usage de discrétiser cette courbe de lumière en utilisant les intervalles de temps définis ci-dessus :

$$N_{i,12} = \frac{1}{\Delta t_{\mathrm{i,obs}}} \int_{t_{\mathrm{i-1,obs}}}^{t_{\mathrm{i,obs}}} N_{12}\left(t_{\mathrm{obs}}\right) \mathrm{d}t_{\mathrm{obs}} \; [\mathrm{ph/cm^2/s}] \,. \tag{2.2}$$

— *Courbe de lumière en énergie.* Le flux en énergie correspondant vaut :

$$F_{12}(t_{\mathrm{obs}}) = \int_{E_{1,\mathrm{obs}}}^{E_{2,\mathrm{obs}}} E_{\mathrm{obs}}\, N\left(E_{\mathrm{obs}}, t_{\mathrm{obs}}\right) \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}} \; [\mathrm{erg/cm^2/s}] \,, \tag{2.3}$$

$$F_{\mathrm{i},12} = \frac{1}{\Delta t_{\mathrm{i,obs}}} \int_{t_{\mathrm{i-1,obs}}}^{t_{\mathrm{i,obs}}} F_{12}\left(t_{\mathrm{obs}}\right) \mathrm{d}t_{\mathrm{obs}} \; [\mathrm{erg/cm^2/s}] \,. \tag{2.4}$$

E_{obs} doit être exprimée en erg.

— *Fluence en photons.* Elle est définie comme le nombre total de photons reçus par unité de surface pendant la durée du sursaut. Elle vaut :

$$\mathcal{N}_{12} = \int_{t_{\mathrm{start,obs}}}^{t_{\mathrm{stop,obs}}} \int_{E_{1,\mathrm{obs}}}^{E_{2,\mathrm{obs}}} N\left(E_{\mathrm{obs}}, t_{\mathrm{obs}}\right) \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\, \mathrm{d}t_{\mathrm{obs}} \; [\mathrm{ph/cm^2}] \tag{2.5}$$

$$= \sum_{i=1}^{K} N_{\mathrm{i},12}\; \Delta t_{\mathrm{i,obs}} \; [\mathrm{ph/cm^2}] \,. \tag{2.6}$$

— *Fluence en énergie.* Elle est définie comme l'énergie totale reçue par unité de surface pendant la durée du sursaut. Elle vaut :

$$\mathcal{F}_{12} = \int_{t_{\mathrm{start,obs}}}^{t_{\mathrm{stop,obs}}} \int_{E_{1,\mathrm{obs}}}^{E_{2,\mathrm{obs}}} E_{\mathrm{obs}}\, N\left(E_{\mathrm{obs}}, t_{\mathrm{obs}}\right) \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\, \mathrm{d}t_{\mathrm{obs}}\ [\mathrm{erg/cm^2}] \tag{2.7}$$

$$= \sum_{i=1}^{K} F_{i,12}\ \Delta t_{\mathrm{i,obs}}\ [\mathrm{erg/cm^2}]\,. \tag{2.8}$$

Description temporelle du sursaut (en sortie de l'instrument en supposant la source sur l'axe). Il faut maintenant tenir compte de la surface efficace de l'instrument, vue depuis la direction de la source.

— *Courbe de lumière en coups.* Le flux du sursaut et la courbe de lumière discrétisée en coups sont donnés par :

$$C_{12}\left(t_{\mathrm{obs}}\right) = \int_{E_{1,\mathrm{obs}}}^{E_{2,\mathrm{obs}}} N\left(E_{\mathrm{obs}}, t_{\mathrm{obs}}\right)\ A\left(E_{\mathrm{obs}}\right)\ \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\,, \tag{2.9}$$

$$C_{i,12} = \frac{1}{\Delta t_{\mathrm{i,obs}}} \int_{t_{\mathrm{i-1,obs}}}^{t_{\mathrm{i,obs}}} C_{12}\left(t_{\mathrm{obs}}\right)\ \mathrm{d}t_{\mathrm{obs}}\ [\mathrm{coups/s}]\,. \tag{2.10}$$

— *Fluence en coups.* La fluence du sursaut dans l'axe de l'instrument en coups est :

$$C_{12} = \int_{t_{\mathrm{start,obs}}}^{t_{\mathrm{stop,obs}}} C_{i,12}(t_{\mathrm{obs}})\ \mathrm{d}t_{\mathrm{obs}}\,, \tag{2.11}$$

$$= \sum_{i=1}^{K} C_{\mathrm{i},12}\ \Delta t_{\mathrm{i,obs}}\ [\mathrm{coups}]\,. \tag{2.12}$$

Si le sursaut n'est pas dans l'axe, le nombre de coups est réduit d'un facteur qui sera explicité à la section 2.4.2.

Description spectrale du sursaut.

— *Discrétisation de la durée du sursaut.* L'analyse spectrale ne peut pas être faite avec une aussi bonne résolution temporelle que la courbe de lumière. La durée du sursaut est divisée en $L < K$ intervalles de temps, allant de $t_{0,\mathrm{obs}} = t_{\mathrm{start,obs}}$ à $t_{\mathrm{L,obs}} = t_{\mathrm{end,obs}}$. Le j-ème intervalle va de $t_{\mathrm{j-1,obs}}$ à $t_{\mathrm{j,obs}}$ avec $j = 1$ à L. Sa durée est notée $\Delta t_{\mathrm{j,obs}} = t_{\mathrm{j,obs}} - t_{\mathrm{j-1,obs}}$. Lorsque $L = 1$, on parle du « spectre intégré du sursaut » (*time integrated spectrum*). Lorsque $L > 1$, ce qui n'est possible que pour les sursauts les plus brillants, on parle de « spectre résolu en temps » (*time resolved spectrum*).

— *Spectre en photons.* Il est donné par la fluence dans l'intervalle de temps considéré en fonction de l'énergie observée E_{obs}. Il vaut :

$$\mathcal{N}_{\mathrm{j}}\left(E_{\mathrm{obs}}\right) = \int_{t_{\mathrm{j-1,obs}}}^{t_{\mathrm{j,obs}}} N\left(E_{\mathrm{obs}}, t_{\mathrm{obs}}\right)\ \mathrm{d}t_{\mathrm{obs}}\ [\mathrm{ph/cm^2/keV}]\,. \tag{2.13}$$

— *Flux de photons moyen.* On peut également calculer le flux de photons moyen à une énergie donnée dans chaque intervalle de temps par :

$$\bar{N}_{\mathrm{j}}\left(E_{\mathrm{obs}}\right) = \frac{1}{\Delta t_{\mathrm{j,obs}}} \mathcal{N}_{\mathrm{j}}\left(E_{\mathrm{obs}}\right)\ [\mathrm{ph/cm^2/keV/s}]\,. \tag{2.14}$$

— *Spectre en énergie.* Il vaut :

$$\mathcal{F}_j(E_{\mathrm{obs}}) = E_{\mathrm{obs}}\, \mathcal{N}_j(E_{\mathrm{obs}})\ [\mathrm{erg/cm^2/keV}]\,. \tag{2.15}$$

— *Flux en énergie moyen.* Il est donné par :

$$\bar{F}_j(E_{\rm obs}) = E_{\rm obs}\ \bar{N}_j(E_{\rm obs})\ \ [{\rm erg/cm^2/keV/s}]\,. \tag{2.16}$$

— *Lien avec les fluences.* Les fluences définies ci-dessus se retrouvent à partir du spectre par :

$$\mathcal{N}_{12} = \sum_{j=1}^{L} \int_{E_{1,\rm obs}}^{E_{2,\rm obs}} \mathcal{N}_j(E_{\rm obs}){\rm d}E_{\rm obs}\ [{\rm ph/cm^2}]\,. \tag{2.17}$$

$$\mathcal{F}_{12} = \sum_{j=1}^{L} \int_{E_{1,\rm obs}}^{E_{2,\rm obs}} \mathcal{F}_j(E_{\rm obs}){\rm d}E_{\rm obs}\ [{\rm erg/cm^2}]\,. \tag{2.18}$$

2.3 Simulation de l'observation d'une source astrophysique à travers l'instrument ECLAIRs

On cherche à connaître le comportement d'ECLAIRs lorsqu'il reçoit un flux de particules (photons, protons, neutrons). En effet, il est important d'établir l'efficacité de détection de l'instrument : sur un nombre de photons provenant d'une source, combien sont réellement détectés sur le plan détecteur et à quelle énergie ?

Un modèle complet d'ECLAIRs a été développé à l'aide du code Geant 4 du CERN [3]. Coûteux en temps de calcul, il ne peut être utilisé que pour faire des études ciblées sur la réponse instrumentale, le niveau de bruit de fond, le taux d'événements multiples, etc. Sinon on utilise deux versions simplifiées du modèle de l'instrument, pour les simulations de performances de détection et de localisation (décrites au chapitre 5).

Nous décrirons dans un premier temps les différentes interactions des photons gamma avec les composants de l'instrument, c'est à dire l'ingrédient essentiel du modèle. Puis nous effectuerons une étude comparative des différents modèles d'ECLAIRs et de leur usage dans le cadre de ma thèse.

2.3.1 Interaction rayonnement-matière

Les rayons X et gamma constituent des rayonnements ionisants. Leur interaction avec la matière conduit à l'éjection d'électrons. La majorité des détecteurs utilisent le transfert d'énergie totale ou partielle des photons (selon le type d'interactions) aux électrons du cortège électronique pour détecter les photons et mesurer leur énergie (via la conversion de l'énergie transmise à l'électron en signal électrique [4]). Trois processus principaux sont dominants :

— L'effet photo-électrique. C'est le processus d'interaction dominant pour les rayons X et gamma de faible énergie. Le photon incident d'énergie $h\nu$ interagit avec un électron des couches profondes d'un atome (couches K, L ou M). Son énergie est totalement absorbée lors de l'interaction, et l'électron (appelé « photoélectron ») est libéré. Ce dernier laisse une lacune dans le cortège électronique de l'atome. Cet état instable sera comblé par un électron des couches supérieures qui viendra occuper ce niveau, en libérant son surplus d'énergie. La réorganisation du cortège électronique produit l'émission de photons de fluorescence X qui pourront produire des raies dans le spectre. La table 2.2 représente les énergies de transition transmises aux photons de fluorescence les plus probables pour le cadmium et le tellure.

3. http ://geant4.web.cern.ch/geant4

4. Dans un détecteur semi-conducteur, l'électron éjecté crée des paires électron-trous dont le nombre est proportionnel à l'énergie de l'électron. Ces électrons et ces trous dérivent dans le champ électrique vers la cathode et l'anode, induisant une charge électrique, convertie par l'électronique en une mesure numérique en énergie.

	Cd (Z=48)	Te (Z=52)
$K\alpha 1$ (transition couche K – L3)	23.17 keV	27.47 keV
$K\alpha 2$ (transition couche K – L2)	22.98 keV	27.20 keV

TABLE 2.2 – Energies de transition les plus probables pour les cortèges électroniques du Cd et du Te. Ces énergies seront à l'origine de pics de fluorescence dans les spectres.

— Effet Compton : un photon incident, de plus haute énergie, interagit avec un électron faiblement lié du matériau et l'éjecte du cortège électronique, en lui communiquant une fraction de son énergie, soit $E_s < h\nu$. Cet « électron Compton » est diffusé selon un angle ϕ par rapport à la direction du photon incident. En parallèle, le photon initial n'a pas disparu et se retrouve lui aussi diffusé selon un angle θ et avec une énergie « résiduelle » inférieure à $h\nu$, qui s'écrit :

$$E_s = \frac{E_b}{1 + \frac{E_b}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \text{ avec } E_b = E_s + E_r \tag{2.19}$$

avec mc^2 représentant ici l'énergie de masse de l'électron (511 keV).
Au final, l'énergie du photon incident est répartie entre l'électron Compton et le photon diffusé d'énergie $h\nu'$, avec $h\nu = h\nu' + E_s$. Ces deux particules peuvent prendre des valeurs d'énergie continues, qui ne dépendent que de l'angle de diffusion du photon sur l'électron du cortège électronique. Par la suite, le photon diffusé pourra subir d'autres interactions, comme des effets Compton supplémentaires ou photoélectriques.

— Création de paires électron/positon : ce mode d'interaction ne se manifeste que pour les plus hautes énergies. Pour des énergies du photon incident supérieures à $2\,mc^2 = 1.022$ MeV, ce dernier peut se convertir dans le milieu en une paire électron/positon. L'ensemble de son énergie est convertie en énergie de masse de l'électron et du positon, et le surplus en énergie cinétique de ces deux particules. Dans la matière, ces deux particules se propagent généralement en perdant progressivement de l'énergie cinétique. À une énergie de l'ordre du keV, le positon s'annihile avec un électron du milieu par réaction inverse, conduisant à l'émission de deux photons gamma de 511 keV dans des directions opposées, proches de 180 ° . Ces derniers peuvent, à leur tour, faire des interactions secondaires dans le milieu par effet photoélectrique ou Compton. Ce processus est utilisé dans l'instrument LAT de la mission *Fermi* pour étudier les interactions des photons avec le détecteur.

Le diagramme de prédominance de chacun de ces trois effets est représenté sur la figure 2.5 en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z du matériau constituant le détecteur. Les frontières entre ces différents domaines dépendent du numéro atomique, et le choix de ce dernier est directement guidé par le type d'interaction recherché aux énergies considérées. Le choix d'un matériau comme le CdTe, assure la prédominance de l'effet photoélectrique jusqu'à environ 300 keV.

2.3.2 Modélisation de l'instrument ECLAIRs sous Geant 4

L'instrument ECLAIRs a été modélisé par Patrick Sizun (SEDI) en utilisant le logiciel Geant 4. Grâce à ce modèle très détaillé, on peut décrire en détail la structure mécanique, simuler le passage des particules et toutes leurs interactions au cours de leur trajet à travers cet instrument composé de différents matériaux. Pour cela, on utilise la méthode de simulation par Monte-Carlo. C'est avec succès que le simulateur Geant 4 du CERN a été utilisé pour étudier les performances de plusieurs instruments spatiaux : le spectromètre gamma *Spi* à bord d'*INTEGRAL* et l'instrument GBM de la mission *Fermi*.

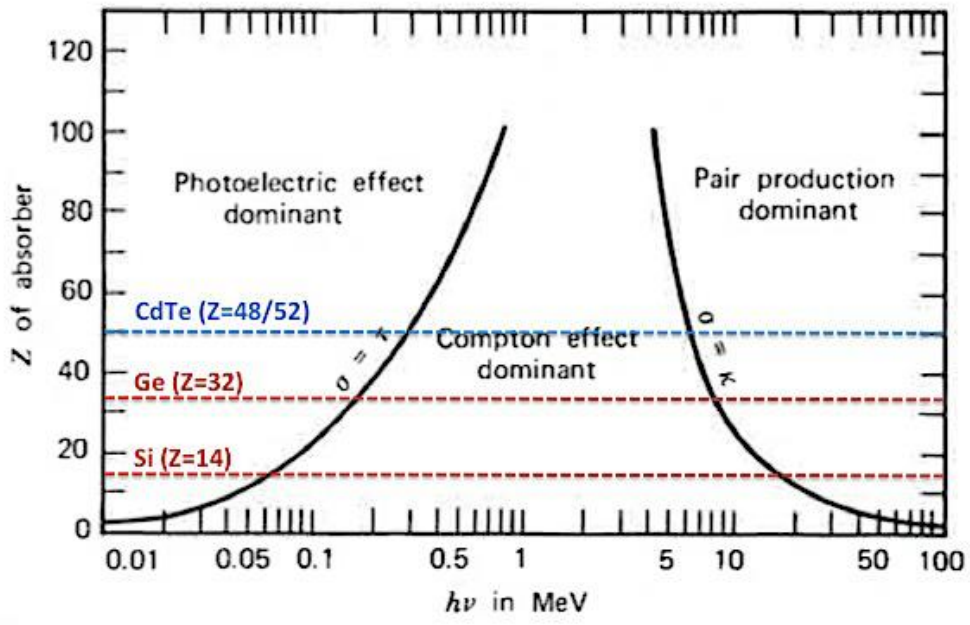


FIGURE 2.5 – Représentation du type d'interaction dominante (effet photoélectrique, Compton ou création de paires) en fonction de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique Z du matériau constituant le détecteur, Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley et Sons, 3rd edition, 2000.

Les simulations Geant 4 permettent :

— de décrire précisément la structure mécanique de l'instrument (pour chaque pièce : forme et nature des matériaux). Pour ECLAIRs, il s'agit de la structure du masque codé, du blindage et des pixels détecteurs en CdTe ;

— d'effectuer des tirages aléatoires de particules (photons, électrons, protons, neutrons) à partir d'une distribution en énergie et spatiale ;

— d'étudier les passages des particules primaires à travers le modèle de l'instrument, ainsi que ceux des particules secondaires produites à partir des interactions des particules primaires. Les principales interactions sont du type : effet photo-électrique, Compton, création de paires électron-positron.

Le modèle de masse d'ECLAIRs dans la représentation Geant 4 est composé des éléments suivants (voir la figure 2.6) :

— le masque codé, avec prise en compte de la dernière version du motif du masque ouvert à 40%. Le motif est géométriquement parfait : les arrondis des trous du masque (chanfreins) n'ont pas été reproduits.

— le blindage est constitué de feuilles d'aluminium, de cuivre et de plomb.

— le modèle respecte les propriétés géométriques du plan détecteur décrites à la section 2.1.2. Lors de l'usinage des pixels effectué par la société Acrorad, des marges ont été prises pour ne pas dépasser une taille maximale pour les pixels. Il a été mesuré sur un petit nombre de détecteurs (16), que la surface moyenne n'était malheureusement pas égale à 0.16 cm^2, mais à 0.147 cm^2. Nous ne prenons pas en compte cet effet d'usinage lors des simulations de performance décrites au chapitre 5, que ce soit pour le modèle Geant 4, ou pour les modèles simplifiés. Une étude plus approfondie sur un plus grand nombre de détecteurs permettra de se rendre compte si cette réduction de la surface active est significative.

— En dessous des pixels de CdTe, une version simplifiée du DPIX et des ELS (sous forme

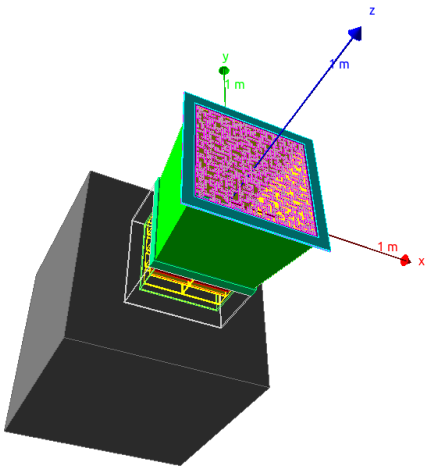


FIGURE 2.6 – Géométrie du modèle d'ECLAIRs modélisé sous Geant 4.

de céramiques) a été ajoutée dans laquelle la grille à haute tension n'est pas modélisée.

Lors des simulations Geant 4, on place des sources ponctuelles situées à l'infini en entrée de l'instrument. Ces dernières sont modélisées par des faisceaux parallèles de section carrée finie. Dans le cas de sources de bruit de fond isotropes, celles-ci sont modélisées par une surface sphérique centrée sur l'instrument (voir figure 2.7). Afin d'accélérer les simulations, l'ouverture du cône d'émission de chaque point de cette sphère est limitée, mais de manière à tout de même à irradier tout l'instrument.

Lorsqu'un flux de photons provenant de la source ou du bruit de fond arrive sur l'instrument ECLAIRs, ces photons interagissent avec la matière de l'instrument (blindage, masque du détecteur). À l'issue des simulations Monte-Carlo, on récupère une liste de coups enregistrés sur le détecteur. Chaque coup est caractérisé par :

— position et numéro du pixel d'impact,
— énergie déposée dans le pixel considéré,
— numéro du photon incident correspondant ; ce qui permet d'effectuer la simulation d'une source de flux variable au cours du temps,
— nombre d'interactions ; le coup détecté provient d'un photon incident qui n'a pas interagit avec les matériaux autres que le détecteur de l'instrument ou a été créé à l'issue d'une ou plusieurs interactions (fluorescence, diffusion Compton).

Pour illustrer les différents modèles de l'instrument ECLAIRs utilisés dans ma thèse (modèle Geant 4 et les deux modèles simplifiés), j'ai simulé un sursaut gamma en utilisant les propriétés temporelles et spectrales du sursaut 990712a du catalogue BATSE dans ECLAIRs. La méthode visant à produire le sursaut dans la gamme d'énergie d'ECLAIRs sera décrite dans le chapitre 4. Ce sursaut gamma a la particularité d'être assez brillant pour qu'on puisse effectuer une analyse spectrale du sursaut résolue en temps. Ce sursaut est plus riche en rayons X durs en première partie qu'après 10 secondes. L'efficacité de détection d'ECLAIRs ne sera donc pas constante en fonction du temps.

J'ai simulé les photons de ce sursaut à travers ECLAIRs avec le modèle Geant 4 et les deux modèles simplifiés suivant deux cas : la source est placée sur l'axe optique de l'instrument ou à 30 ° hors de l'axe. La figure 2.8 représente la courbe de lumière de ce sursaut en entrée de l'instrument et la courbe de lumière sur le plan détecteur obtenu avec le modèle Geant 4 dans la bande d'énergie 4-5000 keV en supposant la source dans l'axe. On peut noter que seulement 15 % des photons issus du premier pic du sursaut sont enregistrés sur le détecteur. En effet, ECLAIRs est plus sensible sur la deuxième partie du sursaut plus molle que sur la première.

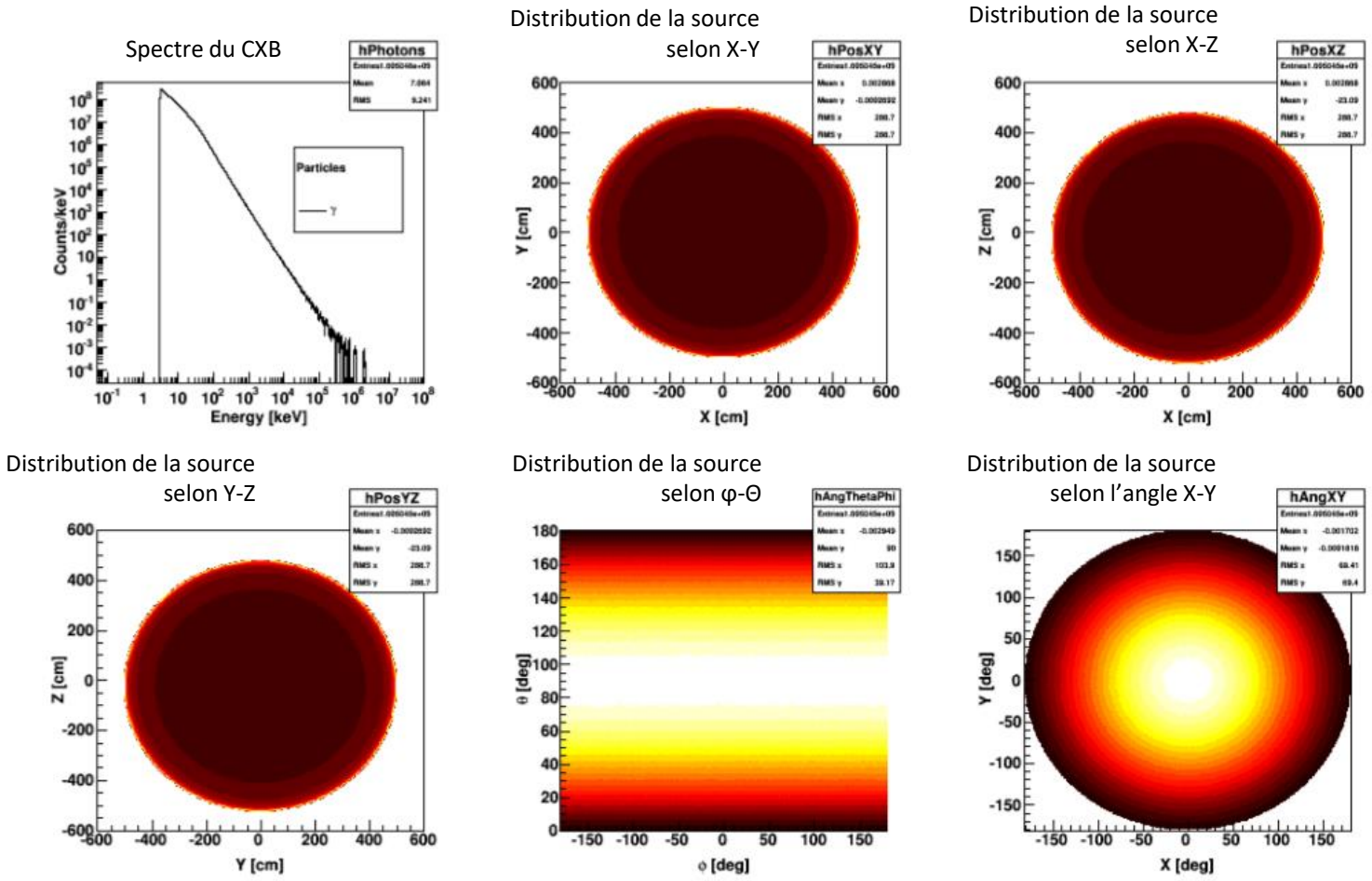


FIGURE 2.7 – Simulation de la composante CXB du bruit de fond dans le modèle Geant 4 : distribution spectrale et spatiale des photons. Figure tirée de Sizun (2011).

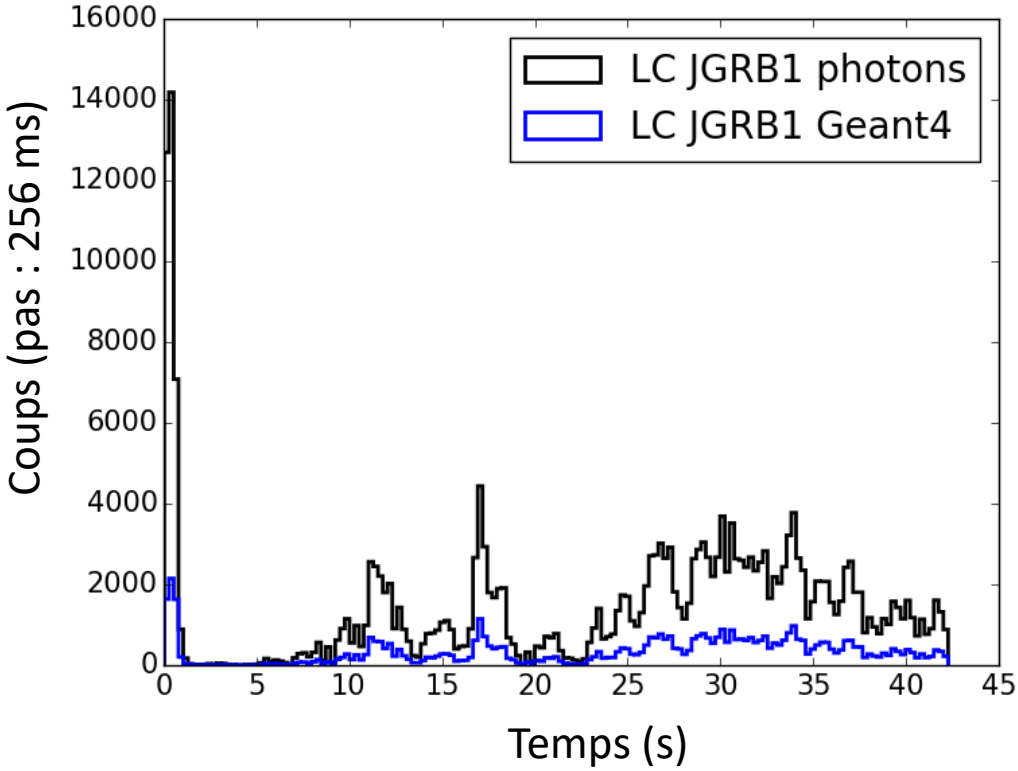


FIGURE 2.8 – Simulation d'un sursaut gamma placé dans l'axe du champ de vue d'ECLAIRs : courbe de lumière $\bar{A} \times N_{12}(t_{\rm obs})$ à l'entrée de l'instrument (en noir) avec $\bar{A} = 1296\,{\rm cm}^2$, et en sortie $C_{12}(t_{\rm obs})$ calculée par le modèle Geant 4 (en bleu).

Bien que donnant une représentation la plus fidèle possible de la propagation des photons à travers l'instrument, j'ai choisi de ne pas utiliser le modèle Geant 4 dans la suite de ma thèse principalement parce qu'il est très coûteux en temps. En effet, sur une ferme de calcul, il faut environ 45 minutes pour simuler le passage des photons à travers ECLAIRs provenant de ce sursaut BATSE (certes très brillant et dans une large bande en énergie 4-5000 keV). Afin d'établir une estimation de la performance de détection et de localisation de l'instrument ECLAIRs (chapitre 6), j'ai effectué des centaines de milliers de simulations de sursauts pour lesquels les photons doivent être propagés à travers l'instrument. J'ai donc utilisé d'autres modèles d'ECLAIRs, simplifiés mais moins coûteux en capacité de calcul et utilisant certains résultats du modèle Geant 4. Pour la suite de cette section, je garde comme référence le profil temporel de ce sursaut BATSE sur le plan détecteur obtenu à l'aide de la simulation Geant 4 complète.

2.3.3 Modélisation simplifiée de l'instrument ECLAIRs (approche dynamique)

Stéphane Schanne (SAp) a développé un modèle simplifié et plus rapide de l'instrument ECLAIRs appelé CxgSim. J'ai utilisé le modèle CxgSim tout au long de ma thèse pour le besoin de simulations dynamiques de performance de détection d'ECLAIRs (voir section 5.4).

Dans ce modèle qui utilise également une approche Monte-Carlo, on propage les photons provenant du bruit ou d'un sursaut à travers l'instrument ECLAIRs. On utilise pour cela le procédé de *ray-tracing* : imaginons une ligne définie par la direction d'un photon, reliant le photon au plan défini par le détecteur. Sur cette ligne de visée, on regarde les différents matériaux avec lesquels le photon est susceptible d'interagir. L'interaction photon-matière dépend de l'épaisseur du milieu traversé et de l'énergie du photon (voir section 2.3.1). Ainsi un photon d'énergie E_{in} se trouve détecté à une énergie E_{obs} avec une certaine probabilité, en fonction des interactions

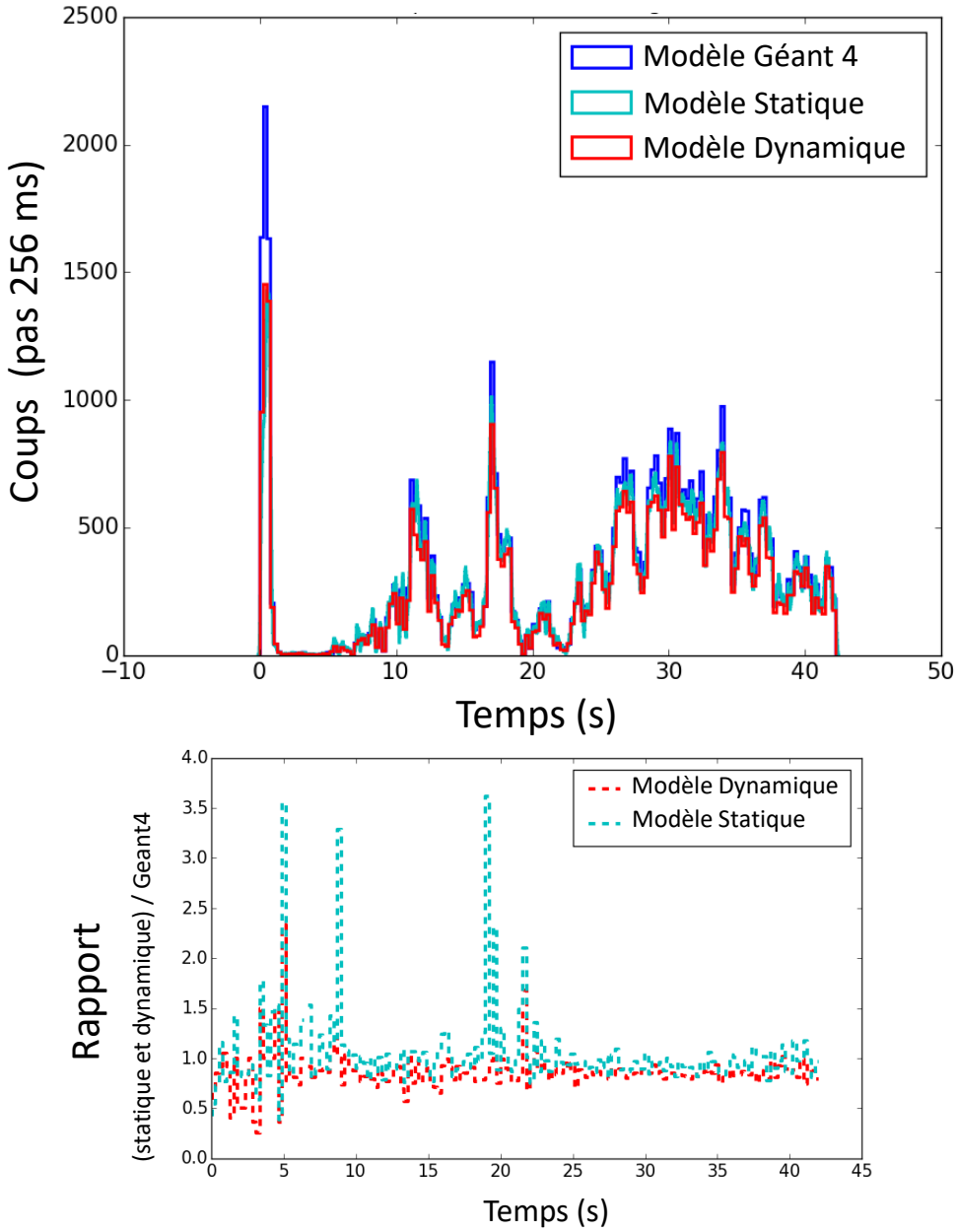


FIGURE 2.9 – Simulation du même sursaut gamma que dans la figure 2.8 placé dans l'axe du champ de vue d'ECLAIRs : courbe de lumière en sortie de l'instrument calculé par le modèle complet (Geant 4, bleu), le modèle simplifié dynamique CxgSim (rouge) et le modèle simplifié statique (cyan).

subies dans la matière du détecteur.

Le modèle CxgSim prend en compte cette redistribution en énergie qui a été déterminée à partir de la simulation Monte-Carlo Geant 4 complète d'ECLAIRs. Ces résultats avaient été obtenus à partir de deux simulations (Sizun, 2011) :

— La première consistait à placer une plaque de tantale devant le détecteur. Ensuite, des photons de 1 à 300 keV sous incidence normale étaient tirés sur la plaque. Puis, on a regardé si chaque photon a déposé une énergie dans le pixel visé en dessous et quelle en était sa mesure, et ce, en prenant en compte l'ensemble des processus d'interaction. Le résultat de l'étude a été mis sous forme d'un tableau à deux dimensions portant pour chaque ligne sur l'énergie incidente du photon et par colonne sur la distribution mesurée en énergie.

— La deuxième simulation employait le même procédé mais en ôtant la plaque de tantale au dessus du détecteur. Dans ce cas, on vise un pixel détecteur, et pour chaque énergie d'entrée, on construit l'histogramme de la redistribution en énergie de sortie. Le résultat est publié sous la même forme que précédemment.

Le modèle CxgSim lit les informations du tableau adéquat comportant l'efficacité et la redistribution en énergie du photon, en fonction du passage des photons par un trou transparent du masque ou bien de l'intéraction des photons avec une portion opaque de ce dernier. Dans chaque tableau, pour chaque photon d'énergie incidente on fait correspondre la ligne donnée et on choisit une énergie à associer au coup détecté dans la colonne. Ainsi, l'efficacité de l'instrument pour la détection est prise en compte dans le modèle CxgSim.

2.3.4 Modélisation simplifiée de l'instrument ECLAIRs (approche statique)

Avec Frédéric Daigne (IAP), nous avons développé un troisième modèle encore plus simplifié mais très peu exigeant en temps de calcul. Pour cela, nous réutilisons les résultats d'efficacité de l'instrument ECLAIRs obtenus à partir du modèle Geant 4. Ces résultats donnent l'aire efficace $A(E_{\rm obs})$ en fonction de l'énergie considérée pour l'ensemble du détecteur. Ils permettent de convertir le flux d'une source arrivant sur la caméra en ph/s, en un taux de comptage enregistré sur le détecteur (voir équation 2.10). Cette approche portant sur l'estimation de l'efficacité de l'instrument est utilisée dans le cas d'une estimation rapide des performances de détection (voir section 5.3).

2.3.5 Comparaison des différentes approches

La figure 2.9 montre la différence des courbes de lumière en coups enregistrés sur le détecteur, provenant de photons d'un sursaut Batse et projetés à travers le modèle de l'instrument ECLAIRs Geant 4 (bleu), le modèle CxgSim dynamique (rouge) et le modèle statique (en cyan). Un nombre plus important de coups est enregistré pour le modèle Geant 4 notamment au niveau du pic dur par rapport aux deux autres modèles. En effet, il s'agit de la contribution d'événements multiples, non pris en compte par les modèles CxgSim et statique, et qui ne contribuent pas au processus d'imagerie. Par ailleurs, il y a peu d'écart entre la courbe de lumière obtenue à partir du modèle dynamique et statique, dans le cas d'un sursaut placé dans l'axe de l'instrument, le modèle statique étant beaucoup plus rapide à effectuer. Cependant, le modèle CxgSim contrairement au modèle statique permet d'obtenir l'information sur la distribution spatiale des coups dans le plan détecteur et d'étudier les performances de localisation.

2.4 Méthode de détection et localisation avec ECLAIRs

L'unité de gestion et de traitement scientifique d'ECLAIRs (UGTS) est en charge de la détection et de la localisation des sursauts gamma. Pour cela, elle possède un logiciel capable

de détecter et de localiser en temps réel ces événements dans une large gamme de durées et de spectres. Dans la suite de cette section, sont présentés ces algorithmes de détection et de localisation, leur architecture logicielle et leur implémentation au sein de l'équipement matériel à l'étude pour le modèle de vol de l'UGTS d'ECLAIRs.

2.4.1 Importance de la qualité de la détection et de la localisation

Un des objectifs principaux de la mission *SVOM* est la caractérisation complète des sursauts gamma (étude multi-longueurs d'onde de l'émission prompte à la rémanence) et de leur environnement (progéniteur, galaxie hôte,...). De plus, la mission *SVOM* s'investit dans un domaine de recherche innovant et exploratoire qui est l'astronomie du ciel transitoire. Pour remplir ces deux objectifs, la détection d'une grande variété de sources transitoires gamma en temps réel est une priorité. La localisation d'un événement transitoire permettra son suivi par les instruments de petit champ de vue à bord et au sol à toutes les longueurs d'ondes.

La mission *SVOM* ne dispose pas d'un lien de télémesure permanent à grand débit avec le sol. Le système de transmission de données mis en place est un réseau d'antennes VHF qui ne peuvent recevoir qu'un nombre très restreint de paquets de données dans un délai de l'ordre de la minute d'une part, et des antennes bande X pouvant quant à elles recevoir un nombre important de données mais dans un délai de quelques heures. De plus, il n'y a pas non plus de lien en temps réel de télécommande du satellite pouvant servir à réorienter celui-ci rapidement depuis le sol. De ce fait, il est nécessaire d'implémenter les algorithmes directement à bord afin d'opérer la détection en temps réel.

Dans ce contexte, les algorithmes de détection et de localisation doivent respecter les propriétés suivantes :

- robustesse : le taux de fausses alertes au dessus d'un seuil de repointage doit être minimal,
- performance de détection : il faut s'adapter à tout type de sursauts (longs et courts, riches en rayons X et durs),
- précision de localisation : il faut atteindre la meilleure précision de localisation possible,
- adaptabilité : il faut être capable de détecter et localiser un sursaut dans des conditions de bruits de fond très différentes (passage Terre, présence de sources gamma dans le champ de vue),
- optimisation du temps de calcul : il faut que le temps de calcul soit adapté aux processeurs embarqués pour permettre d'obtenir les résultats en temps quasi réel (négligeable devant le temps mis pour repointer le satellite qui est au maximum de 6 minutes).

Une nouvelle source présente dans le champ de vue de l'instrument se caractérise par une bouffée soudaine de photons gamma détectée à une certaine date et apparaît dans l'image du ciel reconstruit sous forme d'un excès localisé à un endroit où il n'y a pas de source connue. L'analyse standard utilise deux types d'algorithmes de détection. L'un appelé « trigger taux de comptage » est optimisé pour la détection et la localisation de sursauts courts ou présentant des variations rapides ($<$ 20 secondes). L'autre appelé « trigger image » est focalisé sur la détection et la localisation de sursauts longs. Les deux algorithmes utilisent les distributions temporelles et spatiales des photons détectés. Ils ont été implémentés par Stéphane Schanne (SAp) dans le modèle de simulation scientifique du système de déclenchement (*UGTS Scientific Software Model*), avec le soutien d'Alexandra Gros (SAp) et de Pierre Kestener (Maison de la Simulation,CEA). Ils sont décrits en détail dans Schanne & Le Provost (2010) et dans Schanne et al. (2014).

Durant ma thèse, j'ai utilisé ce simulateur pour évaluer les performances de localisation et de détection des algorithmes qui seront embarqués à bord d'ECLAIRs (voir section 5.4). J'ai également utilisé le procédé de reconstruction d'image pour un instrument à ouverture codée (voir 2.4.5) lors de la mise en œuvre de nouvelles méthodes de détection de sursauts gamma.

Dans la suite de cette section, je vais commencer par présenter la définition du champ de vue et le domaine d'application des méthodes de détection. Je présenterai ensuite les deux algorithmes standard (trigger image et taux de comptage). Je terminerai en décrivant leur implémentation à bord d'ECLAIRs.

2.4.2 Géométrie du champ de vue pour un instrument à ouverture codée

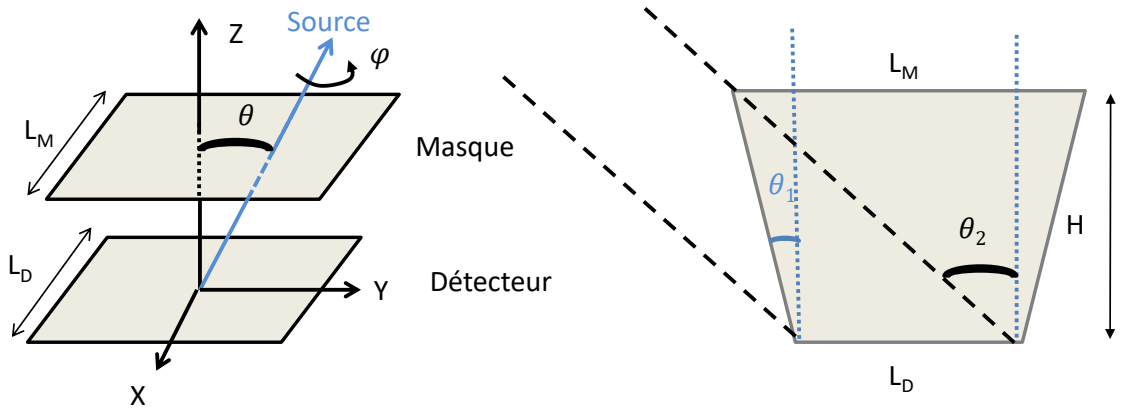


FIGURE 2.10 – À gauche : schémas portant sur la définition des coordonnées spatiales (θ, ϕ). À droite : Définition des angles θ_1 et θ_2 définissant les champs de vue totalement ou partiellement codés.

Le champ de vue d'ECLAIRs est délimité par la taille du masque et du blindage. Les photons d'une source du ciel seront collectés sur le plan détecteur si la direction de cette source (définie par θ, l'angle entre l'axe perpendiculaire au plan du détecteur et la direction d'une source et ϕ, l'angle azimutal) respecte les conditions suivantes :

$$\phi : 0 \quad \rightarrow \quad 2\,\pi\,, \tag{2.20}$$

$$\theta : 0 \quad \rightarrow \quad \theta_{\max}\,, \tag{2.21}$$

$$\text{avec } \theta_{\max}(\phi) \quad = \quad \arctan \frac{L_D + L_M}{2\,H\,\cos\phi}\,. \tag{2.22}$$

où L_D et L_M sont respectivement la taille du détecteur et du masque et H la distance en le masque et le plan détecteur. Une partie du ciel est totalement codée : les sources provenant de cette partie du ciel projettent une partie du motif du masque sur la totalité du détecteur. L'angle θ_1 définissant les limites du champ totalement codé vaut :

$$\theta_1 = \arctan \frac{L_M - L_D}{2\,H}\,. \tag{2.23}$$

À l'inverse, la portion du ciel située à l'extérieur de cette dernière représente la partie partiellement codée du ciel : les sources illuminent seulement une partie du détecteur. L'angle θ_2 définissant les limites du champ totalement codé vaut :

$$\theta_2 = \theta_{\max} = \arctan \frac{L_D + L_M}{2\,H}\,. \tag{2.24}$$

Dans le cas d'ECLAIRs, pour $\phi = \frac{\pi}{4}$, $\theta_2 = 44.5^{\circ}$.

On peut établir une correspondance entre les coordonnées sur la voûte céleste et les coordonnées sur le plan détecteur en traçant un rayon passant par le centre du masque :

$$x = H \tan\theta \cos\phi \tag{2.25}$$
$$y = H \tan\theta \sin\phi \tag{2.26}$$
$$z = H \tag{2.27}$$

On peut discrétiser le champ de vue en pixels (i, j) du ciel[5] (Daigne, 2011). Dans le cadre de ma thèse, la matrice du ciel est composé de 200 × 200 éléments[6].

Le champ de vue total est défini par :

$$\Omega_{\text{ECLAIRs,geo}} = \sum_i \sum_j \Delta\Omega(i, j), \quad [\text{sr}] \ . \tag{2.28}$$

avec $\Delta\Omega(i, j)$, l'angle solide pour chaque pixel (i, j).

Le champ de vue total d'ECLAIRs est le suivant :

$$\Omega_{\text{ECLAIRs,geo}} = 2.02 \text{ sr} \tag{2.29}$$

La projection de ces pixels sur le plan du masque est de taille constante. La taille angulaire de chaque pixel est donc variable. Elle est d'environ 34 arcminutes en axe et 20 arcminutes aux bords.

On peut aussi calculer la fraction de l'aire du détecteur qui est éclairée par une source (de direction θ et ϕ) multipliée par $\cos\theta$, $f_{\text{off}}(i, j)$, en fonction d'un pixel (i, j) du champ de vue pixelisé . Cette correction $f_{\text{off}}(i, j)$ sera utilisée dans le chapitre 5.

Le champ de vue totalement codé constitue la portion du ciel où les performances de localisation sont maximales : une haute sensibilité, une homogénéité de l'image déconvoluée. Cependant la partie du champ de vue totalement codée ne représente qu'une petite partie du champ de vue (4% du champ de vue pour ECLAIRs). Les performances d'imagerie se dégradent au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la portion du ciel totalement codée.

Durant ma thèse, je ne calcule les performances de détection et de localisation que dans le champ de vue réduit d'ECLAIRs, obtenue en supprimant 10 pixels du ciel sur chaque bord (la matrice sera donc de taille 180 × 180 éléments) car les performances d'imagerie sont trop dégradées pour être exploitées. Le champ de vue réduit ne prenant pas en compte les dix pixels de la matrice situés au bords vaut :

$$\Omega_{\text{ECLAIRs}} = 1.83 \text{ sr} \tag{2.30}$$

2.4.3 Trigger Image

Le trigger image est optimisé pour la détection de sursauts longs (> 20 secondes) à très longs (un quart de la période orbitale soit environ 20 minutes). On construit l'image des coups enregistrés sur le détecteur sur plusieurs échelles de temps et sur quatre bandes d'énergie afin d'être sensible à une large gamme d'énergie de pic du spectre E_{peak}. Les quatre bandes d'énergie sont configurables. Les traitements suivants s'opèrent sur chaque bande d'énergie séparément.

Construction des matrices de coups unitaires

Le trigger image possède un cycle de rafraichissement de 20.48 s. On construit les matrices de coups sur le détecteur sur une pose de 20.48 s. On corrige ensuite cette matrice du bruit de fond. On suppose le bruit de fond connu. Il sera décrit au chapitre 3. On soustrait à la matrice

5. Il est important de bien distinguer les pixels ciel des pixels du plan détecteur.

6. La taille de la matrice est dimensionnée par le nombre de pixels du détecteur (80) et le nombre d'éléments du masque dimensionné (120).

des coups une matrice « correction »[7] de la forme $a(k^2 + l^2) + bl + cl + d$, avec la composante quadratique pour le fond diffus cosmique X et la composante linéaire pour le masquage partiel du champ de vue par la Terre.

Formation des images du ciel

On va former l'image du ciel (S_c) et la matrice de variance associée (S_V) par déconvolution de la matrice des coups avec le motif du masque.

Les images unitaires successives du ciel obtenues toutes les 20.48 s sont ensuite sommées afin de construire des images du ciel sur les tranches temporelles allant de 20.48 s à 20 min (comme le montre la figure 2.11).

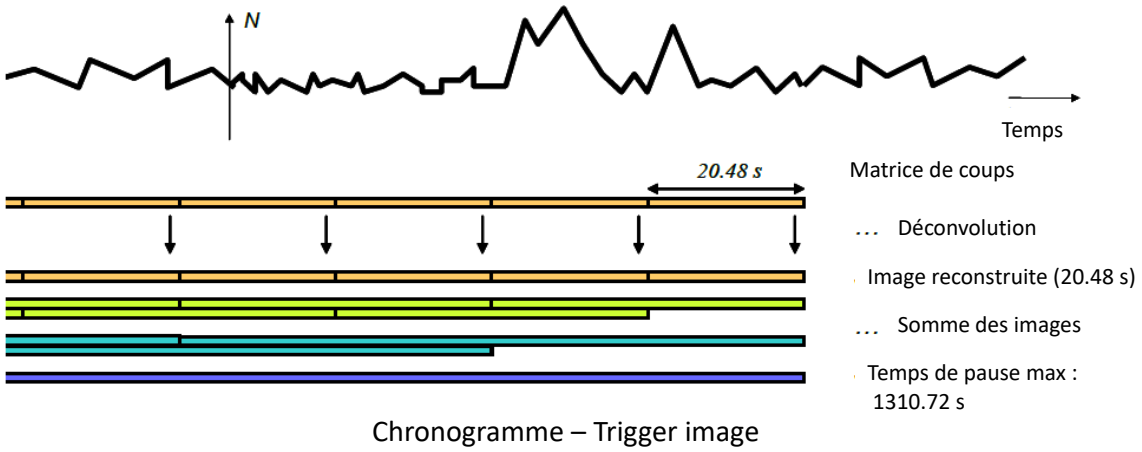


FIGURE 2.11 – Procédé de sommation des différentes tranches temporelles pour construire des images de plus en plus longues

Excès dans l'image

Pour chaque image, on calcule le pic maximal par :

$$\mathrm{SNR_{img}} = \max\left(\frac{S_C(i,j)}{\sqrt{S_V(i,j)}}\right) \tag{2.31}$$

On recherche ensuite dans les images, le pixel (i,j) du ciel de coordonnées (x,y) qui possède le plus grand rapport SNR_{img}, et qui ne correspond pas à la position d'une source de rayons X connue. Si l'excès (x_{max}, y_{max}) ainsi trouvé possède un $\mathrm{SNR_{img}}$ au delà du seuil d'alerte (que l'on notera dans la suite de la thèse N_A), alors on considère qu'il s'agit de la détection d'une nouvelle source transitoire. Un affinage de sa position sera alors enclenchée avec une précision de localisation sub-pixel. Le niveau de seuil est à déterminer en fonction du taux de fausses alertes toléré et de la sensibilité d'ECLAIRs souhaitée.

2.4.4 Trigger Taux de comptage

Le trigger taux de comptage a été optimisé pour la détection d'événements courts ou avec des pics de variabilité. Il possède un cycle de rafraichissement de 2.56 s. À chaque cycle, se déroulent deux étapes successives, qui se résument ainsi :

1. détection des échelles de temps, non encore traitées depuis le dernier cycle, sur lesquelles le nombre de coups enregistrés par ECLAIRs a significativement augmenté au dessus du taux de comptage attendu en abscence de source, et enregistrement dans une mémoire tampon des excès de comptage significatifs.

7. (k,l) correspondent aux pixels du détecteur.

2. recherche dans la mémoire tampon de l'excès de comptage le plus significatif non encore traité, datant de moins de 40 s. Pour cet excès, il y a reconstruction de l'image du ciel sur l'échelle de temps et la bande d'énergie associées, afin de détecter et localiser un éventuel excès dans le ciel. De cette manière, à chaque cycle de 2.56 s, une seule procédure d'imagerie, coûteuse en temps de calcul, est effectuée.

Nous allons maintenant décrire plus en détail le fonctionnement du trigger taux de comptage.

Construction des taux de comptage

Tout d'abord, au fur et à mesure des arrivées d'événements détectés par le plan de détection, on alimente des compteurs. Il existe $4 \times 9 = 36$ compteurs, pour 4 bandes d'énergies et 9 zones du détecteur définies, de sorte à être sensible à des sursauts gamma d'une grande diversité spectrale et d'intensité faible (voir figure 2.12).

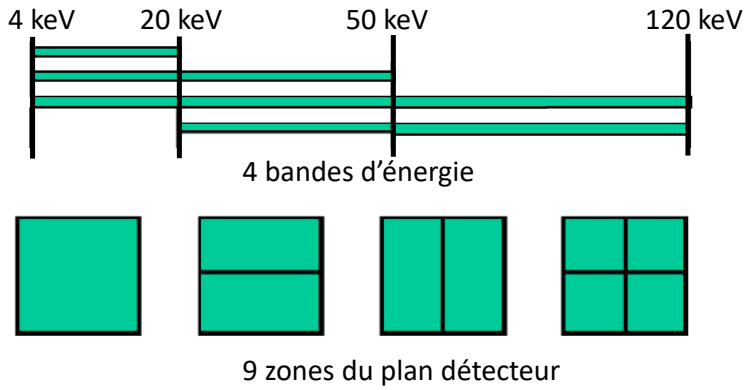


FIGURE 2.12 – Description des différentes bandes d'énergies et zones utilisées dans le trigger taux de comptage.

Les quatre bandes d'énergie sont configurables. Leurs définitions actuelles sont : 4-120 keV, 4-50 keV, 4-20 keV et 20-120 keV. À noter que les bandes d'énergie et les zones du détecteur ne sont pas exclusives, si bien qu'un événement peut incrémenter plusieurs compteurs à la fois.

Les compteurs sont construits sur une base de temps de 10 ms. À chaque horloge, les valeurs des compteurs sont mémorisées, si bien qu'on construit en parralèle 4×9 taux de comptage. Techniquement, on ne stocke pas ces derniers, mais leur intégrale. Ceci permet ensuite d'évaluer le nombre de coups intégré sur n'importe quelle plage temporelle par simple différence de deux valeurs de ces mémoires intégrées. Ainsi, cette technique permet de construire 12 tranches temporelles de 10 ms à 20.48 s.

À chaque cycle de 2.56 s, sont évaluées toutes les tranches temporelles nouvellement disponibles, grâce à l'arrivée entre temps des nouvelles valeurs de comptage. On réitère en parallèle ce procédé mais décalé d'une demi-durée de tranche élémentaire (voir figure 2.13).

Modèle de bruit de fond

Le modèle de bruit de fond permet de calculer l'estimation du nombre de coups B attendus dans chaque tranche temporelle. Il est évalué en début de chaque cycle et pour chaque bande en énergie. Le profil de base est défini par un ajustement linéaire du fond sur des tranches de 20 s et sur une durée de 5 min. Cela permet d'éliminer les excès importants pouvant être dû à un éventuel sursaut précédent. On effectue ensuite un ajustement quadratique (en dehors de ces périodes à fort excès de taux de comptage), en cherchant à épouser l'évolution du taux de comptage qui est modulée par les entrées et les sorties de la Terre dans le champ de vue.

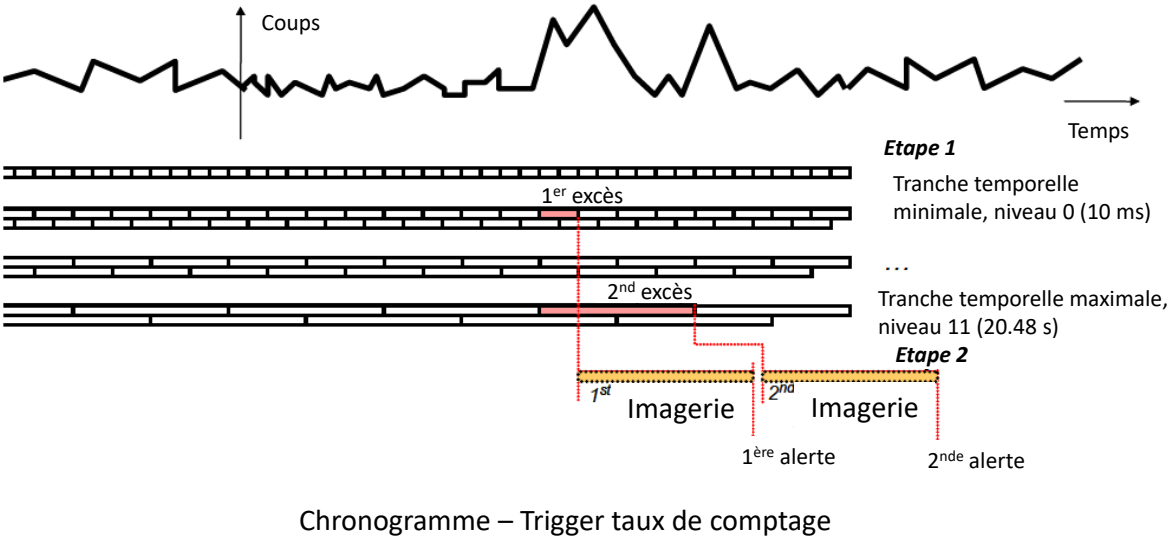


FIGURE 2.13 – Description du processus utilisé dans le trigger taux de comptage.

Evaluation des taux de comptage

Lors de chaque évaluation d'une tranche temporelle, l'algorithme sélectionne le modèle approprié selon la bande d'énergie et la zone, et extrapole le modèle à la date du milieu de la tranche concernée. On obtient ainsi une estimation du taux de comptage b attendu à ce moment là. Le nombre de coups dans la tranche attendu est alors obtenu en multipliant par la durée de la tranche : $B = b \times \Delta t$.

Chaque évaluation d'une tranche temporelle du taux de comptage s'effectue ainsi : le nombre de coups C de la tranche est comparé au nombre de coups attendu B. S'il est significativement plus élevé que la fluctuation statistique de B, alors la tranche temporelle est considérée en excès. Ainsi, on évalue :

$$\text{Si } B < 0, \text{ alors } \mathrm{SNR}_{\mathrm{comp}} = 0 \tag{2.32}$$

$$\text{Sinon } \mathrm{SNR}_{\mathrm{comp}} = \frac{C - B}{\sqrt{B + B_{\mathrm{varmin}}}} \tag{2.33}$$

avec $B_{\mathrm{varmin}} = 20$ coups. En dessous de 20 coups, il est impossible de localiser une source dans une image. Pour réduire le nombre de calculs à effectuer dans les tranches de temps très courtes ($<$ 80 ms), on sélectionne uniquement la tranche candidate (de 10-20-40 ms) sur 2.56 secondes, qui aura le nombre de coups C le plus élevé.

Excès de taux de comptage

Pour être considérée comme un excès de taux de comptage, la valeur $\mathrm{SNR}_{\mathrm{comp}}$ d'une tranche temporelle doit dépasser un seuil programmé. Il est prévu un seuil différent pour chaque durée de tranche temporelle, listés dans la table 2.3. On met des seuils différents pour garder le nombre d'excès similaire entre les tranches de durée différentes, dues aux fluctuations statistiques du bruit, que l'on tolère à chaque cycle.

Un excès du taux de comptage ainsi déterminé est stocké dans une mémoire circulaire. Les plus vieux excès sont effacés par l'ajout des plus récents. La profondeur de la mémoire est de 40.96 s.

Echelles de temps (s)	Seuil SNR
0.01	4.0
0.02	4.0
0.04	4.0
0.08	3.55
0.16	3.40
0.32	3.25
0.64	3.09
1.28	2.93
2.56	2.76
5.12	2.58
10.24	2.39
20.48	2.20

TABLE 2.3 – Seuils en SNR suivant les différentes échelles de temps.

Choix du meilleur candidat pour l'imagerie

À chaque cycle de 2.56 s, l'étape précédente a permis de créer une liste de candidats pour l'imagerie. Parmi l'ensemble des excès de taux de comptage présents dans la mémoire tampon, on choisit celui qui a le meilleur signal sur bruit, et qui n'a pas encore été sélectionné.

Imagerie

Pour le meilleur excès de comptage, on construit la matrice des coups reçus sur le détecteur. On applique ensuite le même procédé que celui du trigger image : déconvolution de la matrice des coups, recherche du pic dans l'image déconvoluée en SNR, mesure du $\mathrm{SNR_{img}}$ correspondant, comparaison du $\mathrm{SNR_{img}}$ au seuil de détection. Si ce SNR est supérieur au seuil, il y a déclenchement d'une méthode d'affinage de la position du sursaut (décrite ci-dessous).

Seuils de détection

Deux niveaux de seuils d'alerte ont été fixés, aussi bien pour le trigger image que pour le trigger taux de comptage. En effet, on cherche à avoir un compromis entre le taux de fausses alertes toléré au niveau du repointage du satellite et la performance de sensibilité d'ECLAIRs des sursauts gamma. Lorsque le $\mathrm{SNR_{img}}$ du meilleur excès dans l'image est supérieur à N_A, alors une alerte est transmise au sol via le réseau VHF. Lorsque le $\mathrm{SNR_{img}}$ du meilleur excès dans l'image est supérieur à N_S, alors on demande en plus le repointage du satellite pour l'observation du ciel avec les instruments embarqués à petit-champ. Dans le cadre de ma thèse, les seuils ont été fixés de la manière suivante :

$$N_A = 6.5 \tag{2.34}$$

$$N_S = 10.0 \tag{2.35}$$

2.4.5 Principe de reconstruction d'image

En plus du bruit interne, les données du détecteur contiennent la projection de toutes les sources présentes dans le champ de vue. ces sources peuvent être diffuses comme le fond diffus cosmologique (CXB) ou ponctuelles (source Sco-X1, sursaut gamma). Le défi de l'imagerie à masque codé est de séparer les différentes sources et de pouvoir les localiser finement. La déconvolution qui est effectuée après la soustraction du fond, est basée sur la corrélation des données du détecteur avec le tableau issu du motif du masque, ce qui permet d'obtenir l'image

reconstruite du ciel où les pics correspondent aux positions des sources. Dans cette section est présentée de façon détaillée le principe de localisation pour ECLAIRs (Gros, 2014).

Afin de pouvoir reconstruire une image du ciel et localiser les sources présentes dans le champ de vue d'ECLAIRs, il faut effectuer plusieurs étapes :
— correction des données et soustraction du bruit de fond,
— déconvolution de l'image du détecteur,
— identification des sources,
— ajustement de la localisation.

Correction des données et soustraction du bruit de fond. Pour permettre une bonne reconstruction du ciel, il faut effectuer plusieurs corrections préliminaires sur les données du détecteur. Il faut prendre en compte :

1. l'efficacité des pixels du détecteur.
2. la forme du bruit de fond.

On doit d'abord effectuer une correction par l'efficacité des pixels : les pixels du détecteur n'ont pas tous la même qualité. La matrice E est la matrice d'efficacité du détecteur. Les valeurs de cette matrice varient entre 0 (pixel mort) et 1 (pixel parfait). Les matrices D et D_E sont les matrices de coups enregistrés sur le détecteur avant et après correction.
Selon une distribution poissionienne, pour chaque pixel du détecteur (k,l) on a :

$$\begin{cases} D_E(k,l) = \frac{D(k,l)}{E(k,l)} \text{ et } \mathrm{Var}_{D_E(k,l)} = \frac{D(k,l)}{E(k,l)^2}\,, \text{ si } E(k,l) > 0\,, \\ \\ D_E(k,l) = 0, \text{ si } E(k,l) = 0. \end{cases} \tag{2.36}$$

Dans les méthodes standard, cette correction est implémentée mais elle n'est pas testée dans mes travaux de thèse. Ainsi, $E = 1$ pour tous les pixels du détecteur.

Ensuite, on doit prendre en compte la forme du bruit de fond. La correction apportée à la matrice des coups du détecteur due à la forme du bruit de fond est D_{BE} :

$$D_{BE}(k,l) = D_E(k,l) \; - \; f \cdot B(k,l) \tag{2.37}$$

avec B, le modèle du bruit de fond, f la constante de normalisation (par exemple par rapport au pas de temps). La variance de la correction du bruit de fond, calculée ci-dessous devrait prendre en compte la variance de f, mais étant donnée que cette contribution est négligeable, on obtient :

$$\mathrm{Var}_{D_{BE}(k,l)} = \frac{D(k,l)}{E(k,l)^2} \tag{2.38}$$

Déconvolution de l'image du détecteur. Du fait du rapport m/d=2.6, le masque redimensionné M possède 120 par 120 éléments alors que le masque physique M_{phys} possède 46 par 46 éléments (voir figure 2.14). Les pixels du masque redimensionné possèdent des valeurs comprises en 0 et 1.

La déconvolution de la matrice des coups enregistrés sur le détecteur nécessite en premier lieu la construction de deux matrices de déconvolution : G^+ et G^-, qui sont obtenues à partir du motif du masque redimensionné :

$$G = 2\,M - 1, \; G(i,j)\,\epsilon\,[-1,1] \tag{2.39}$$

$$G^+ = \begin{cases} G, \text{ si } M > 0.5 \\ \\ 0, \text{ si } M < 0.5 \end{cases} \qquad G^- = \begin{cases} G, \text{ si } M < 0.5 \\ \\ 0, \text{ si } M > 0.5 \end{cases} \tag{2.40}$$

avec M le motif du masque redimensionné sur la grille du détecteur. G^+ définit les pixels du masque qui sont ouverts à plus de 50 % (une fois rebinné sur le pas de grille du détecteur). Dans

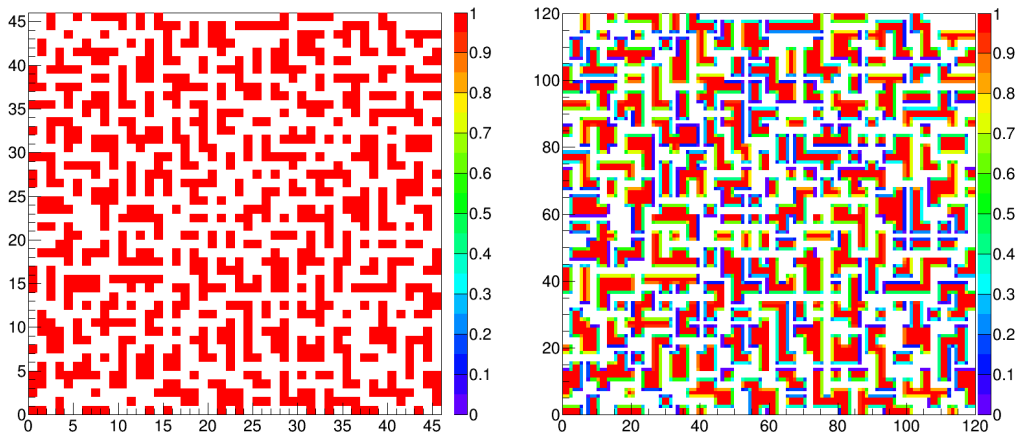


FIGURE 2.14 – Motif du masque d'ECLAIRs M_{phys} (à gauche) et son redimensionnement pour la déconvolution M (à droite).

la déconvolution on comptabilise ces pixels comme « ouverts » au passage de photons d'une source. G^- définit les pixels du masque qui sont ouverts à moins de 50 %. On les comptabilise comme « fermés » au passage de photons d'une source.

En ayant construit les matrices de déconvolution G^+ et G^-, on est capable de reconstruire l'image du ciel comme décrit par Goldwurm et al. (2003).

On obtient l'image reconstruite du ciel pour chaque pixel du ciel (i,j) [8] :

$$\text{ciel}(i,j) = \frac{[G^+ * D_{BE}]\,(i,j) \;-\; B(i,j)\cdot[G^- * D_{BE}]\,(i,j)}{A(i,j)} \tag{2.42}$$

avec A la matrice de normalisation qui assure la reconstruction correcte de flux des sources et B une matrice de pondération (définies dans Goldwurm et al. 2003).

La variance associées à l'image reconstruite est calculée à partir de la variances des données corrigées en utilisant les formules de propagation des erreurs.

Identification des sources

La réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle est appelée « fonction d'étalement du point » ou *PSF* (*Point Spread Function*). Dans le cas d'une imagerie à masque codée, elle consiste en un pic principal à la position de la source, accompagné généralement par des structures de moindre importance (*coding noise*) dues aux détails du motif du masque et aux procédures de déconvolution (Gros et al., 2003).

La résolution angulaire est donnée par la projection angulaire d'un élément du masque. En prenant en compte la déconvolution, la largeur du pic à mi-hauteur (FWHM) de la PSF est donnée par :

$$\text{FWHM}_{\text{PSF}} \simeq \arctan\left(\frac{\sqrt{m^2+d^2}}{H}\right) \tag{2.43}$$

8. Par exemple, le produit de convolution $[G^+ * D_{BE}]$ est donné pour un pixel du ciel (i,j) en notant les pixels du détecteur (k,l) par la formule :

$$[G^+ * D_{BE}](i,j) = \sum_{(k,l)} G^+(k+i, l+j)\, D_{BE}(k,l) \tag{2.41}$$

Pour l'instrument ECLAIRs, $\mathrm{FWHM_{PSF}} = 54$ minutes d'arc, ce qui correspond à environ deux fois la taille angulaire d'un pixel du ciel.

Localisation

On cherche à obtenir une précision de localisation des sources la plus fine possible, pour une précision bien meilleure que la largeur de la PSF. Les méthodes standard emploient un ajustement d'une gaussienne 2D (avec les paramètres : position en 2D, largeur, normalisation) dans l'image reconstruite au niveau des pics de la source. La largeur de la gaussienne 2D appliquée sur les pics des sources dans l'image est fixe et est proche de la largeur de la PSF. L'erreur de localisation de la source (PSLE) mesure la différence angulaire entre la position vraie de la source et la position du maximum de la gaussienne ajustée. Elle définit que pour une source à SNR donnée, quelque soit sa position dans le champ de vue, sa vraie position se trouve dans 90 % des cas dans un cercle de rayon donné par la PSLE autour de la position ajustée. La courbe PSLE est calibrée à partir des données simulées (Skinner, 2008) et exprimée par la formule :

$$\mathrm{PSLE} \simeq \frac{K}{\mathrm{SNR}}\ , \ \mathrm{K\,est\,une\,constante} \tag{2.44}$$

Des simulations plus précises ont été effectuées pour la prise en compte des effets de non-alignements et déformations présents dans le système masque-détecteur (Gros et al., 2016a). Néanmoins, la dégradation introduite est négligeable pour des sources faibles, telles qu'attendues au niveau des algorithmes embarqués pour des sources détectées proche des seuils en SNR définis pour les alertes. Un affinage de la localisation pour des sources fortes sera possible au sol en tenant compte de ces effets.

2.4.6 Calculateur à bord l'UGTS et logiciel des algorithmes de détection

Dans cette section est présentée l'architecture matérielle du système de détection et de localisation. Les algorithmes ont été codés et testés scientifiquement sur des machines utilisant le système d'exploitation Linux (Schanne et al., 2014). C'est cette version que j'ai utilisée durant ma thèse pour évaluer les performances de détection. Le même code des algorithmes peut également être compilé sur le processeur ciblé pour le système de vol. Pour évaluer les performances de calcul de ces algorithmes sur ces cibles, en particulier le taux d'occupation de ces processeurs en terme de puissance de calcul, l'équipe du CEA à Saclay a réalisé un prototype de l'UGTS.

Calculateur à bord

Première architecture : UTS. Jusqu'au début 2015, l'équipe du CEA Saclay était en charge du développement et de la réalisation d'un boîtier d'ECLAIRs appelé UTS (Unité de Traitement Scientifique). Les fonctions de l'UTS se déclinaient de la sorte :

- acquisition des données depuis les détecteurs d'ECLAIRs et leur mise en paquet pour ensuite les envoyer vers la mémoire de masse, via un boitier appelé FCU (*French Control Unit*) et sous responsabilité du CNES.
- traitements scientifiques (trigger image et taux de comptage). S'il trouvait et localisait une nouvelle source transitoires sur le ciel, l'UTS demanderait le repointage du satellite et créerait la séquence de message d'alertes via le boitier FCU.
- surveillance du bon fonctionnement des fonctions d'acquisition et des fonctions de traitement scientifique. Les fonctions de configuration et de contrôle du fonctionnement des détecteurs étaient assurées par un boitier séparé appelé UGD (Unité de Gestion des Détecteurs), dont l'IRAP à Toulouse avait la responsabilité.

La figure 2.15 montre le schéma de l'ancienne architecture électrique d'ECLAIRs.

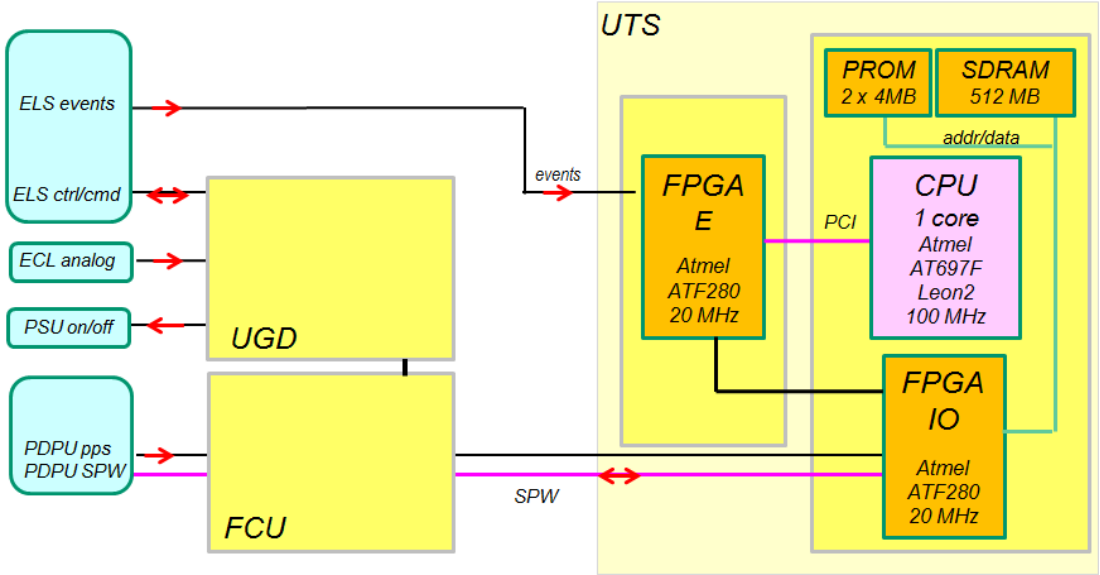


FIGURE 2.15 – Schéma de l'ancienne architecture électrique d'ECLAIRs (jusqu'en 2014), employant 3 boîtiers distincts : l'UGD pour la gestion des détecteurs, le FCU pour le dialogue avec la partie chinoise et l'UTS pour le trigger et l'acquisition des données. Ce schéma détaille aussi l'architecture matérielle interne de l'UTS (Schanne & Le Provost, 2010).

Un premier modèle du matériel de l'UTS, dénommé DPM (*Data Processing Model*), utilisait un FPGA commercial *Field Programmable Gate Array*) de la marque américaine Xilinx et un CPU de type Leon2 (pouvant quant à lui être embarqué à bord du satellite). Les deux composants étaient intégrés sur des cartes électroniques reliées entre elles par un bus PCI. Sur le FPGA du DPM, avait été développé un firmware, implémentant une grande partie des fonctionnalités de pré-traitement des données de la caméra, requises pour les traitements scientifiques. L'équipe UGTS avait aussi transposé les traitements scientifiques (trigger taux de comptage et trigger image) sur le CPU Leon2 en utilisant le même code scientifique que celui qui avait été testé sur une machine dôtée du système d'exploitation Linux.

Un second modèle du matérial de l'UTS a été réalisé à partir de 2012. Dénommé UTS-ML pour « Modèle de Laboratoire » (dernière version de l'UTS avant celle de qualification et de vol, voir figure 2.4), il se composait d'une carte équipée de deux FPGAs ciblés pour le vol (Atmel ATF280, opéré à 20 MHz), et d'une carte CPU équipée du Leon2 d'Atmel, opérant à 100 MHz et délivrant une puissance de calcul de 23 Mflops (million d'opérations flottantes par seconde).

Architecture actuelle : UGTS. À partir de 2013, suite au nouvel accord franco-chinois sur SVOM, la maîtrise d'œuvre d'ECLAIRs a été reprise par le CNES (voir section 1.3.1). Une réorganisation de l'instrument s'est opérée dans le but d'une simplification du système. Elle permet également une réduction des coûts. Les trois boitiers UGD, FCU et UTS ont été regroupés en un boîtier unique, l'UGTS, sous maîtrise d'œuvre du CNES. La réalisation de la partie matérielle de l'UGTS est sous-traitée par le CNES à la société EREMS près de Toulouse. Le CEA Saclay a la responsabilité de la conception et de la réalisation du logiciel de vol complet implémenté dans ce matériel. Il réalise aussi le banc de test fonctionnel et contribue aux campagnes de validation de l'UGTS.

L'UGTS emploie une nouvelle version de processeur, appelée Leon3, entre temps devenue disponible, dotée de 2 cœurs de calcul et délivrant chacun 53 Mflots de puissance de calcul, ce qui permet de dégager des marges pour les traitements scientifiques.

La figure 2.16 représente la nouvelle architecture matérielle de l'UGTS telle qu'elle sera réalisée par EREMS. Outre les alimentations du plan détecteur DPIX et de l'UGTS lui-même (non représentées sur cette figure), le boîtier UGTS comporte une carte d'interface I/O (pour *Input/Output*) équipée d'un FPGA ATF280 d'Atmel, et une carte CPU équipée du processeur Leon3 et d'un autre FPGA ATF280 dédié aux pré-traitements scientifiques. Le logiciel de vol du CEA comporte le software du Leon3 et le firmware du FPGA de la carte CPU.

Les nouvelles fonctions de l'UGTS comportent :

— l'acquisition des données d'ECLAIRs et leur mise en paquets, leur mémorisation temporaire avant envoi direct à la mémoire de masse.
— la configuration et la surveillance de la caméra d'ECLAIRs, y compris le contrôle thermique et la gestion de pixels qui doivent être coupés en vol s'ils deviennent trop bruyants.
— les traitements scientifiques.
— la détection et la récupération autonome de défaillances du système.
— la surveillance du bon fonctionnement d'ECLAIRs.

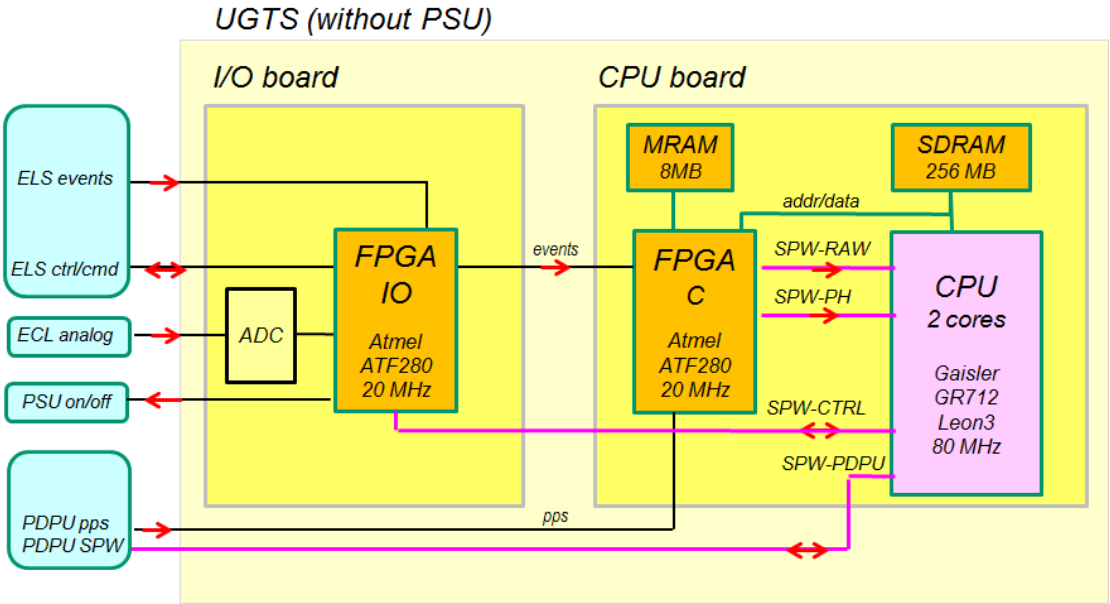


FIGURE 2.16 – Architecture électrique de l'UGTS d'ECLAIRs,(Schanne et al., 2016)

Logiciel de simulation

Les algorithmes de détection ont été implémentés en C++, sous forme d'un logiciel compilable à la fois sur processeur Intel sous le système d'opération Linux et sur processeur Leon sous Rtems.

Sous Linux, les trigger image et taux de comptage sont ainsi disponibles sous forme de deux programmes exécutables disjoints.

Le simulateur CxgSim (employant la librairie *Root*), permet à partir d'une liste de photons d'une source et du bruit de fond, de générer une liste de coups tels qu'ils seraient détectés par le détecteurs d'ECLAIRs (pour chaque événement : son temps, le pixel touché et l'énergie détectée). Les listes d'événements résultants (appelés fichiers « evbin ») peuvent ensuite être injectées dans une première version hardware de l'UGTS, le DPM. On utilise pour cela « l'injecteur de

photons », un modèle électronique qui permet de placer en entrée de l'UGTS en temps réel chaque événement à son temps. Dans le DPM, ces événements sont d'abord pré-traités par le FPGA, puis par le logiciel du trigger sur le processeur Leon.

Les mêmes listes d'événements peuvent aussi être traité sur station Linux par les programmes exécutables du trigger image et trigger taux de comptage, qui lisent dans ces fichiers événement par événement pour y appliquer les traitements scientifiques. Le système de génération des messages d'alertes n'est pas encore implémenté. Les résultats des triggers sont enregistrés sous forme de fichier texte, et exploités par mes analyses.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté en détail l'instrument ECLAIRs. De nombreuses concepts tels que les modèles de l'instrument, les méthodes standard (trigger image et taux de comptage) seront réutilisés dans la suite de la thèse. De plus, à travers la description des méthodes standard, nous avons constaté combien la connaissance en amont du bruit de fond et des sursauts gamma est fondamentale pour évaluer avec précision les performances de détection d'ECLAIRs. Je vais donc aborder l'évaluation du bruit de fond dans le chapitre 3 et la construction d'une population de sursauts gamma dans la bande d'énergie d'ECLAIRs dans le chapitre 4.

Chapitre 3

Bruit de fond attendu dans ECLAIRs

Sommaire

3.1 Présentation générale **76**
3.2 Le fond diffus cosmique X **77**
3.2.1 Le modèle du fond diffus cosmique X 77
3.2.2 Simulation du fond diffus cosmique X dans ECLAIRs 79
3.3 Autres sources de bruit de fond **80**
3.3.1 Le vent et les éruptions solaires 80
3.3.2 Les ceintures de radiation et l'anomalie magnétique de l'Atlantique Sud 80
3.3.3 Le rayonnement cosmique 82
3.3.4 L'effet du passage de la Terre dans le champ de vue d'ECLAIRs 84
3.3.5 Sources ponctuelles astrophysiques 86
3.4 Bilan **86**
3.5 Conclusion **87**

Afin d'étudier au mieux les performances d'ECLAIRs, il faut tester les algorithmes de détection de sursauts sur des données réalistes similaires à celles d'ECLAIRs. La difficulté dans le cas de cet instrument est qu'il s'agit d'un instrument en cours de réalisation : aucune donnée astrophysique n'est encore disponible. J'ai donc créé des données synthétiques qui se rapprochent au mieux des futures données. Elles regroupent le bruit de fond présentés dans ce chapitre et les sursauts gamma synthétiques (chapitre 4).

3.1 Présentation générale

Le bruit de fond regroupe l'ensemble des coups enregistrés sur le détecteur et qui ne proviennent pas de la source étudiée. Il peut provenir :

— des sources astrophysiques diffuses comme le bruit de fond diffus cosmique X (*Cosmic X-Ray Background* en anglais ou CXB),
— du vent et des éruptions solaires,
— des particules piégées dans les ceintures de radiation de Van Allen (protons, électrons et ions) en particulier dans la zone de l'anomalie de l'Atlantique sud,
— du rayonnement cosmique,
— de l'albedo terrestre (c'est à dire la réflexion des éruptions solaires et des particules cosmiques sur l'atmosphère terrestre),

— des sources astrophysiques ponctuelles (Sco-X 1, galaxies de Seyfert..) avec une variabilité de la luminosité plus ou moins importante.

La forme et le niveau du bruit de fond compte beaucoup lors de l'évaluation des performances de détection de l'instrument ECLAIRs. Le bruit attendu est très complexe et dépend des caractéristiques intrinsèques de la mission : l'altitude, la loi de pointage, l'orbite, les propriétés de l'instrument ECLAIRs et la gamme de sensibilité en énergie. De ce fait, il est très difficile d'avoir une estimation performante du bruit de fond. Par le passé, le bruit de fond de l'instrument SPI à bord de la mission *INTEGRAL* avait été estimé deux fois plus faible que celui réellement détecté après lancement. En effet, les interactions des particules avec les différents matériaux de l'instrument ont été sous évaluées.

La principale composante du bruit de fond dans la bande d'énergie d'ECLAIRs (4-150 keV) est le CXB. Il existe une seconde composante importante : en raison de l'inclinaison de son orbite par rapport à l'équateur terrestre et de son altitude basse, le satellite traverse plusieurs fois par jour l'anomalie magnétique de l'Atlantique Sud ou SAA. À chaque passage du satellite dans cette région, l'interaction avec le flux élevé de protons dans cette région et l'activation des éléments de l'instrument ECLAIRs entraine une très forte augmentation du nombre de coups enregistrés sur le détecteur. Après chaque passage, les matériaux de l'instrument se désactivent selon une décroissante exponentielle. De ce fait, après un passage dans la SAA, il faut prendre en compte la composante due aux résidus d'activation.

Les sections suivantes traitent des différentes composantes du bruit de fond attendu par ECLAIRs et de leur modélisation.

3.2 Le fond diffus cosmique X

Le bruit de fond diffus cosmique X est dû principalement à la superposition des émissions de noyaux actifs de galaxies à différents décalages spectraux (quasars, galaxies de Seyfert). Les fluctuations du CXB perturbent la recherche de sources transitoires dans le champ de vue. Le CXB, dominant pour $E < 50$ keV devient négligeable au delà de 80-100 keV. Afin de limiter cette source de bruit, on a placé un blindage latéral entre le masque codé et le détecteur, ce qui fixe le champ de vue total à environ 2 stéradians.

3.2.1 Le modèle du fond diffus cosmique X

Au fil des observations des missions spatiales, la connaissance du CXB a progressé. La figure 3.1 montre les spectres du CXB obtenus suivant les différentes observations. Plusieurs modèles ont été ajustés sur ces observations. Le modèle le plus récent est celui de Moretti (2009). Il a été obtenu à partir des données *Swift*, qui est sensible dans la gamme d'énergie 15 - 350 keV. Le CXB est modélisé par deux lois de puissance :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = \frac{C}{(E/E_b)^{\Gamma_1} + (E/E_b)^{\Gamma_2}} \tag{3.1}$$

avec C = 0.109 photons $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}\,\mathrm{keV}^{-1}$, $\Gamma_1 = 1.40$; $\Gamma_2 = 2.88$ et $E_b = 29$ keV.

Pour une énergie $E > 163$ keV, on adopte un autre modèle du CXB (Gruber et al., 1999), qui est utilisé dans les simulations Geant 4. En effet, les données de l'instrument HEAO-1 (*High Energy Astronomy Observatories*), sensible de 0.2 keV à 10 MeV, ont permis de mieux caractériser le CXB à plus haute énergie que *Swift*. La coupure à 163 keV correspond à l'intersection des deux modèles. Néanmoins, comme ECLAIRs est sensible jusqu'à 150 keV, l'influence du modèle du CXB à haute énergie est négligeable.

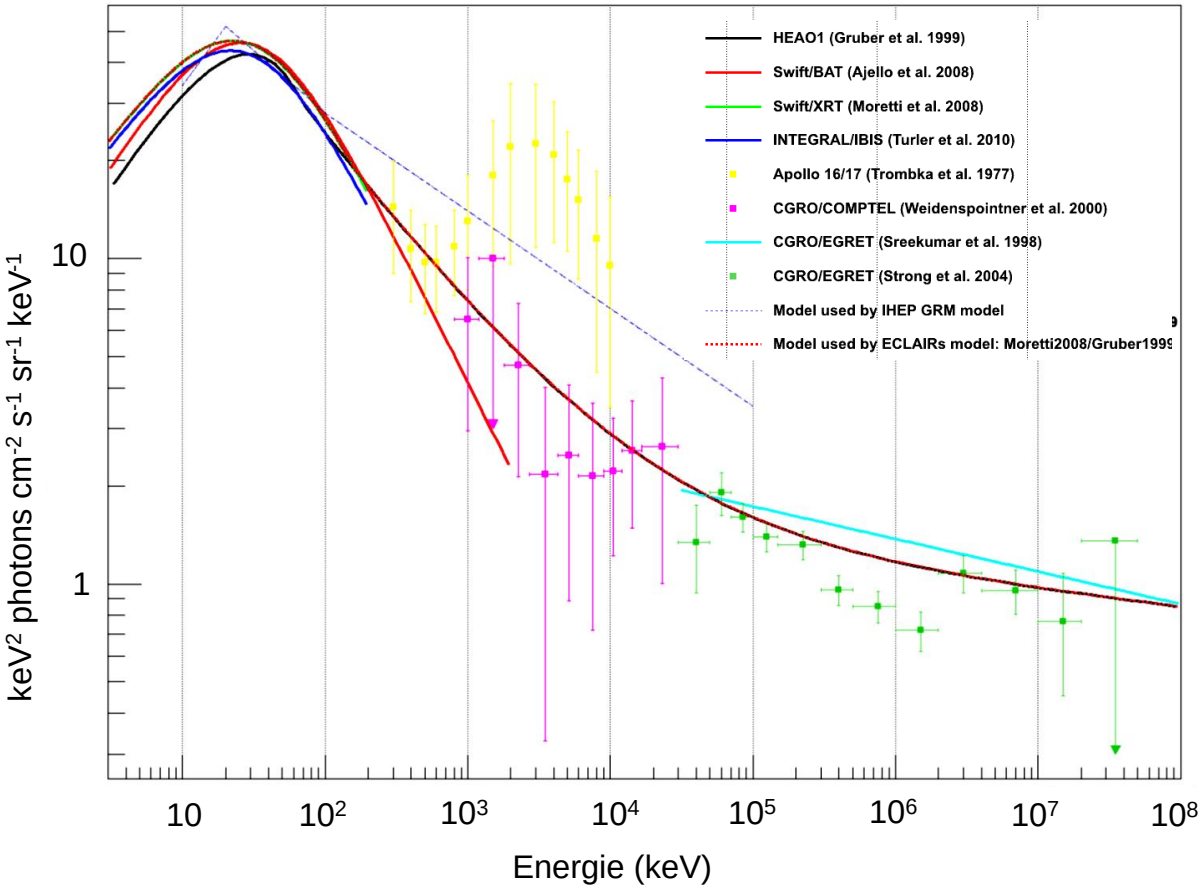


FIGURE 3.1 – Spectre du bruit de fond diffus cosmique X mesuré et modélisé à partir des observations (Sizun, 2011).

3.2.2 Simulation du fond diffus cosmique X dans ECLAIRs

J'ai utilisé les résultats de Partick Sizun (SEDI) sur la propagation des photons du CXB à travers le modèle Geant 4 d'ECLAIRs. Les photons du CXB peuvent provenir de n'importe où dans le ciel. Ces derniers possèdent une énergie de quelques keV au MeV. Le modèle Geant 4 tient compte :

— de leur interaction avec le blindage,
— de leur interaction avec le masque,
— de leur interaction avec le détecteur et notament dans la profondeur du cristal, soit arrivant en incidence normale, soit de biais via la zone inter-pixel.

J'ai calculé le nombre de coups enregistrés sur le détecteur provenant de photons du CXB pendant une demi-orbite (soit 45 min), de sorte à avoir une bonne statistique et sans prendre en compte le passage de la Terre dans le champ de vue.

La figure 3.2 représente le spectre du CXB obtenu sur le détecteur de la caméra ECLAIRs. La méthode statique (section 2.3.4) utilise directement ce spectre pour calculer le bruit de fond attendu par ECLAIRs dans une bande d'énergie.

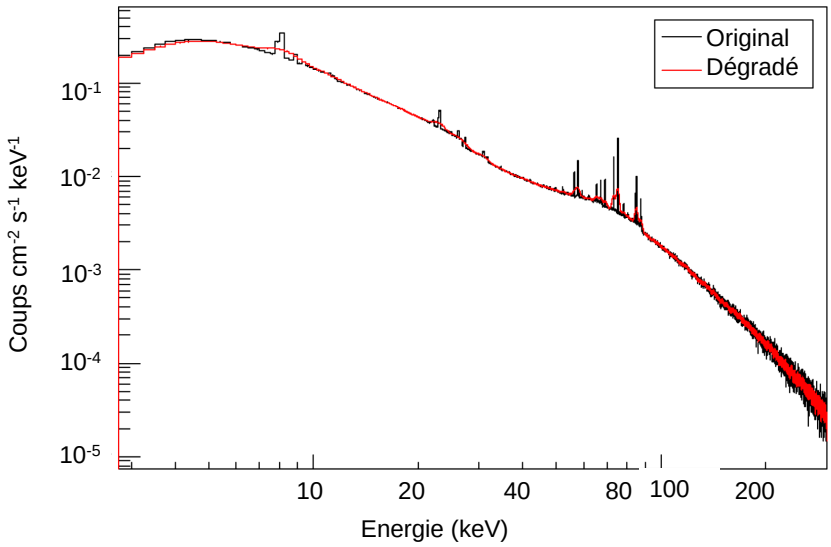


FIGURE 3.2 – Spectre du bruit de fond diffus cosmique X mesuré par ECLAIRs. En noir, la courbe attendue si la mesure de l'énergie des photons par l'instrument était parfaite et en rouge la courbe dégradée en prenant en compte les performances de l'instrument pour la résolution. Le temps d'exposition est de 45 min. Courbe tirée de Sizun (2011).

Les simulations de performance de détection de l'instrument ECLAIRs de l'approche dynamique utilisent comme spectre du CXB celui dont la forme est donnée par l'équation 3.1. En utilisant le modèle simplifié CxgSim et dynamique d'ECLAIRs (section 2.3.3), on en déduit le spectre du CXB en sortie sur le plan détecteur. Contrairement au modèle Geant 4, CxgSim ne prend en compte que les interactions des photons avec les pixels du détecteur via la méthode de lancé de rayons *ray-tracing*. Ainsi, les photons qui arrivent de biais et qui sont détectés dans la profondeur du cristal ne sont pas pris en compte. De plus, il n'y a pas de contribution des interactions multiples dans CxgSim. Ainsi, on perd en nombre de coups arrivant sur le détecteur entre le modèle Geant 4 et CxgSim. Cependant, la redistribution en énergie des coups utilisent des résultats intermédiaires du modèle Geant 4 (voir section 2.3.2).

Les différences de résultat entre le modèle Geant 4 et CxgSim concernant le nombre de coups provenant du CXB attendu par ECLAIRs sont répertoriés dans la table 3.1.

Modèle d'ECLAIRs	Type d'interactions	Gamme d'énergie		
		4-50 keV	4-120 keV	50-120 keV
Geant 4 (Sizun, 2011)	Simple et Multiples	2810 cps/s	3082 cps/s	271 cps/s
Geant 4 (Sizun, 2011)	Simple	2330 cps/s	2435 cps/s	105 cps/s
CxgSim	Simple	2172 cps/s	2285 cps/s	112 cps/s

TABLE 3.1 – Taux de coups enregistrés sur le détecteur provenant du bruit de fond diffus

Si on ne considère que les interactions simples, le nombre de coups enregistrés sur le détecteur d'ECLAIRs est de 2300 coups/s dans la bande d'énergie 4-120 keV. En prenant en compte toutes les interactions, avec le modèle Geant 4, on estime que le nombre de coups provenant du CXB attendu avec ECLAIRs est 3100 coups/s dans la bande d'énergie 4-120 keV. On peut noter aussi que les méthodes standard (voir section 2.4) ne considèrent que les événements marqués comme « événements simples »[1] par l'électronique. La stratégie de classement des coups en événements simples par l'électronique de bord est donc cruciale pour les algorithmes. Cette stratégie est en cours de discussion avec l'équipe d'ECLAIRs.

3.3 Autres sources de bruit de fond

Dans cette section, nous présenterons les autres phénomènes qui peuvent contribuer au bruit de fond attendu par ECLAIRs.

3.3.1 Le vent et les éruptions solaires

Le vent solaire est constitué de particules chargées (électrons, protons) et se déplace à grande vitesse en suivant les lignes de champ de l'héliosphère. Il varie avec l'activité solaire.

En période de forte activité solaire, certaines taches solaires peuvent évoluer et devenir le siège de phénomènes extrêmements violents appelés éruptions solaires. Ces éruptions tireraient leur origine de la reconnexion des lignes de champ magnétique. Elles envoient d'énormes bouffées de particules dans le milieu interplanétaire. Le flux de particules reçu par un satellite, en orbite basse, peut alors être multiplié par 1000 pendant près d'une journée. Même si les instruments scientifiques à bord du satellite sont très peu orientés vers le Soleil, ils seront quand même sensibles aux éruptions solaires. Heureusement, *SVOM* sera lancé en 2021 où il est prédit une faible activité solaire.

Il est très difficile de modéliser un bruit de fond réaliste de ce type enregistré pour ECLAIRs. Cette composante n'est pas prise en compte lors de l'évaluation des performances de détection.

3.3.2 Les ceintures de radiation et l'anomalie magnétique de l'Atlantique Sud

Les particules chargées du vent solaire (électrons et protons) voient leur trajectoires modifiées par les lignes de champ magnétique. Certaines restent piégées dans les ceintures de radiations ou ceintures de van Allen. Les particules font alors des aller-retours, à grande vitesse, rebondissant dès lors qu'elles s'approchent trop des pôles. La ceinture de protons s'étend entre 1000 et 15000 km d'altitude. La ceinture d'électrons s'étend quant à elle jusqu'à 50000 km. Le déplacement et l'inclinaison de l'axe géomagnétique par rapport à l'axe de rotation terrestre rapprochent les ceintures de la partie australe de l'océan Atlantique (anomalie sud-atlantique).

1. On parle d'événement simple lorsqu'un seul événement est détecté sur un ELS dans un intervalle de 10 μs. Cela inclut les événements qui sont enregistrés sur le détecteur dans un intervalle de 10 μs dans des ELS différents (voir section 2.1.2).

L'inclinaison de l'orbite de *SVOM* est de 30 degrés et l'altitude du satellite est de 650 km. Cela a pour conséquence que le satellite *SVOM* sera soumis à cet environnement magnétique spécifique, recevant les flux intenses de particules chargées (majoritairement des protons) qui interdiront toute observation scientifique. Au niveau de cette zone, les détecteurs seront coupés pour se prémunir de la saturation de la mémoire des calculateurs embarqués.

Des simulations ont été réalisées par Patrick Sizun (SEDI) en utilisant le modèle Geant 4 afin d'estimer le nombre de particules chargées (électrons et protons) qui arriveraient sur le détecteur pendant le passage du satellite dans la SAA et en sortie de SAA (Sizun, 2011). Le modèle du spectre des particules piégées a été déterminé en utilisant le modèle OMERE [2] (Outil de Modélisation de l'Environnement Radiatif Externe) à partir des caractéristiques de l'orbite (Peyrard et al., 2004). OMERE calcule l'environnement spatial en terme de flux de particules chargées. Bien que le flux de protons soit plus intense, l'occupation spatiale des électrons est beaucoup plus importante le long de l'orbite du satellite : les électrons contribueront donc aussi au bruit de fond d'ECLAIRs. Le flux de protons arrivant sur le satellite, va provoquer une activation des matériaux qui produiront un excès de coups en sortie de SAA.

Dans le but d'une approche plus expérimentale, j'ai effectué une première étude sur le bruit de fond reçu par le GBM de la mission *Fermi* et par l'instrument BAT de *Swift*. À partir de l'évolution des taux de comptage au cours de l'orbite dans ces instruments, l'idée est d'extraire des informations intéressantes pour ECLAIRs.

Le satellite *Fermi* est situé en orbite basse et l'inclinaison de son orbite est similaire à celle de *SVOM* (28.5 degrés). En revanche, les detecteurs GBM ne sont pas constitués du même matériau que le détecteur ECLAIRs (voir section 1.1.3). La figure 3.3 montre le taux de comptage obtenu sur un des détecteurs NaI de GBM, le 5 septembre 2008. La variation du bruit de fond devient importante pour une énergie inférieure à 300 keV.

Swift possède une orbite d'inclinaison de 20 degrés : il passe dans la SAA pratiquement à chaque orbite. Par ailleurs, BAT ressemble particulièrement à l'instrument ECLAIRs : même type de détecteurs similaires (CdZnTe), avec un masque codé et un blindage. La figure 3.4 présente l'évolution du taux de comptage en fonction du temps à partir des données de l'instrument BAT de *Swift*, dans une période temporelle où il y a des changements de pointage du satellite, des passages du satellite dans la SAA. On observe les fluctuations liées à la rigidité magnétique.

La variation du nombre de coups attendus dans l'anomalie sud-atlantique peut être étudiée grâce à l'instrument BAT qui enregistre les coups durant la SAA. La figure 3.5 représente le profil de l'anomalie sud-atlantique observé à partir des données de l'instrument BAT à bord de *Swift*. On a effectué un premier filtrage en conservant uniquement les taux de comptage de la carte supérieurs à 10000 coups/s. Ensuite, on a calculé le rapport entre le taux de comptage et le niveau moyen hors SAA. Ce rapport varie de 1.2 à 3 (voir l'échelle de couleur de la figure). En sortie de SAA, le taux de comptage est doublé par rapport à son niveau moyen.

Le temps de montée se définit comme le temps écoulé en entrée de la SAA, lorsque le taux de comptage atteint le triple de son niveau moyen. Lorsque ce taux de comptage est atteint, ECLAIRs coupera son acquisition de données pour se prémunir de la saturation de la mémoire des calculateurs. Pour déterminer ce temps, on a modélisé le bruit de fond en entrée de SAA par :

$$\begin{cases} C(t) = b \quad \text{pour}\, t < 0\,, \\ C(t) = b \times e^{t/\tau} \quad \text{pour}\, t > 0\,,. \end{cases}$$

avec τ, un paramètre à ajuster se décrivant comme l'échelle de temps caractéristique de l'activation des composants. Le valeur $t = 0$ est définie comme le point de rupture entre un taux constant

2. http ://www.trad.fr/OMERE-14.html

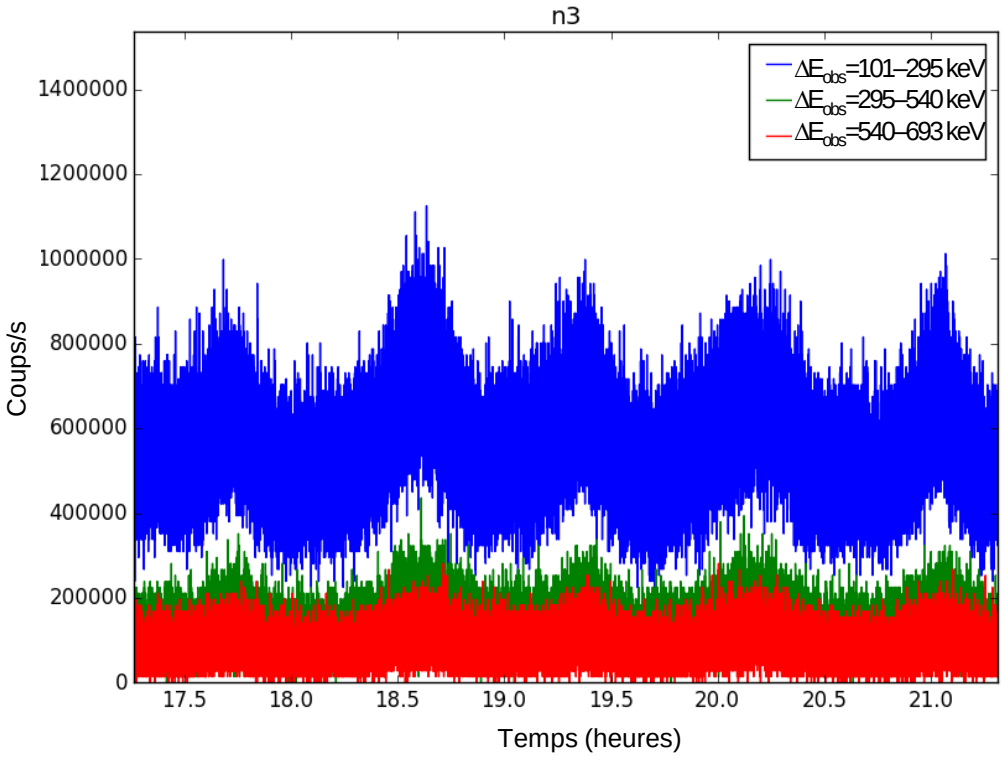


FIGURE 3.3 – Nombre de coups enregistrés sur l'instrument GBM de *Fermi* en fonction du temps en heures dans différentes bandes d'énergie : 101-295 keV (bleue), 295-540 keV (vert) et 540-962 keV (rouge).

$C(t) = b$, avec b la valeur du bruit de fond peu avant la SAA. À partir de la détermination de τ, on peut calculer le temps de montée noté t, tel que $C(t)/C(0) = 3$, c'est à dire $t = \tau \ln 3$. La figure 3.6 montre l'histogramme du temps de montée du nombre de coups enregistrés sur le détecteur en entrée de SAA. Le temps de montée moyen est de 75 s (et $\tau = 68.3$ s).

Afin de modéliser les électrons piégés par le champ magnétique en dehors de la zone dure de la SAA dans laquelle le système de détection est coupé, nous avons ajouté une composante uniforme sur le plan détecteur. Cette composante a un spectre plat entre 4 et 120 keV, et est constante dans le temps. Elle a été normalisée à 0.003 coups/cm2/s/keV, soit $b = 450$ coup/s dans cette bande d'énergie, à la suite de résultats de simulations Geant 4 (Sizun, 2011). Nous avons répartis uniformément en temps sur l'orbite cette composante, sans reproduire sa variabilité fine car elle est incertaine. Avec les données du satellite *Hitomi* sensible jusqu'à 5 keV, il sera peut être possible d'affiner ce travail pour ECLAIRs.

3.3.3 Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est un flux de particules (protons, noyaux) de haute énergie qui circule dans le milieu interstellaire. Les particules les plus énergétiques proviennent de l'espace interstellaire et intergalactique. Ces ions sont très vraisemblablement accélérés dans les restes de supernova (voir par exemple Parizot 2014).

Le rayonnement cosmique de plus basse énergie est formé de noyaux d'hydrogène et d'ions lourds. Ils pourraient être formés dans le gaz interstellaire qui pénètre l'héliosphère, puis entrainés par le vent solaire. L'héliosphère agit sur la pénétration du rayonnement cosmique en fonction de l'activité solaire : le flux de rayonnement cosmique au voisinage de la Terre est maximal au

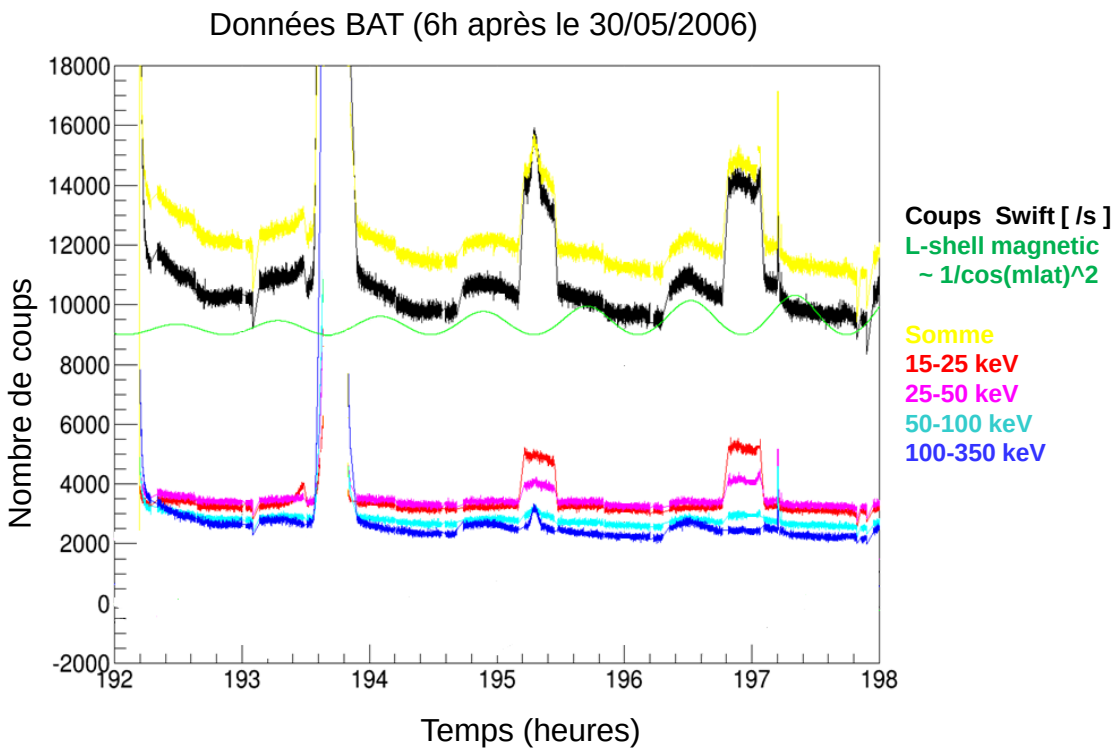


FIGURE 3.4 – Nombre de coups enregistrés sur l'instrument BAT de la mission *Swift* (pas de temps 1 s) en fonction du temps (en heures) pour différentes bandes d'énergie (15-25, 25-50, 50-100 et 100-350 keV) et modélisation de la rigidité magnétique (en vert). On note qu'un sursaut est présent dans le champ de vue entre la 197ème et la 198ème heure.

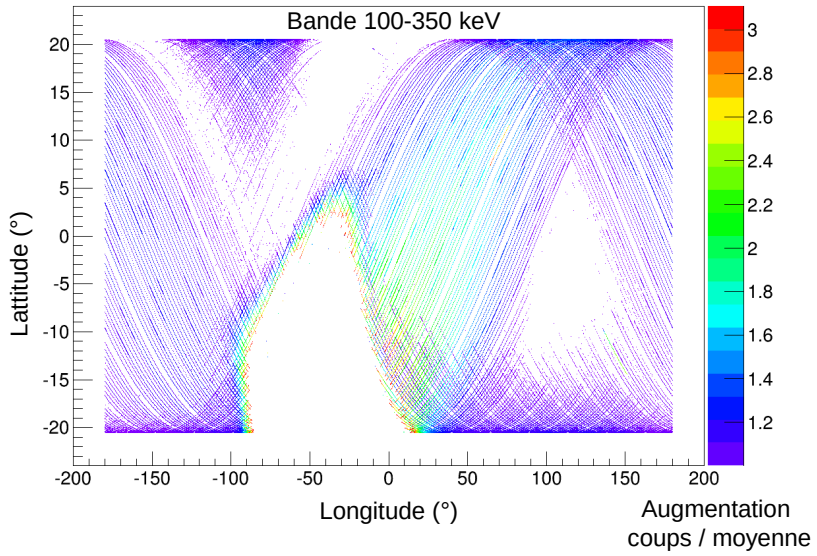


FIGURE 3.5 – Profil de l'anomalie sud-atlantique observé à partir des données de l'instrument BAT à bord de *Swift* (pas de temps utilisé 1 s).

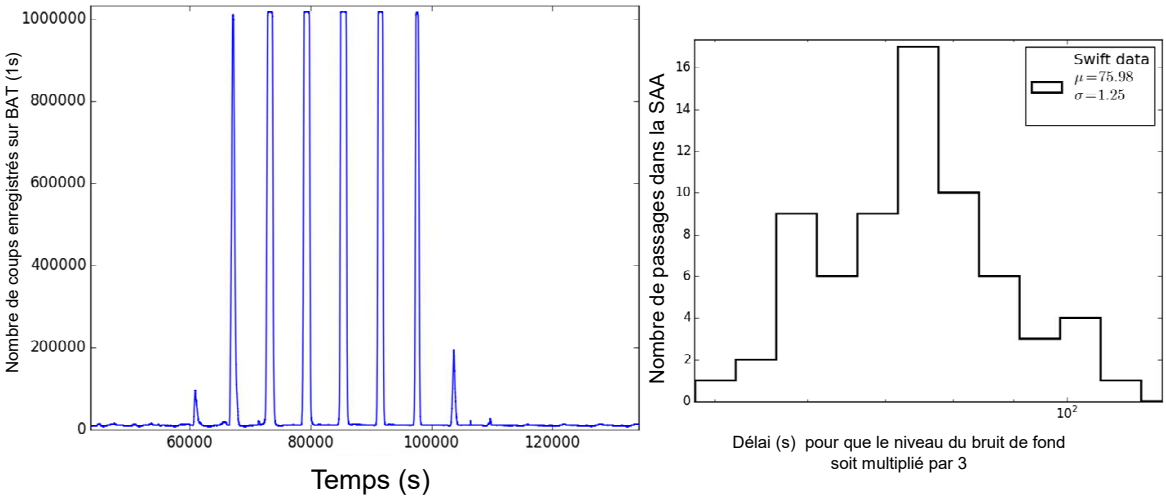


FIGURE 3.6 – À gauche : nombre de coups enregistrés sur l'instrument BAT de la mission *Swift* en fonction du temps (en secondes) dans la bande d'énergie 15-150 keV. Les taux très élevés correspondent au moment où le satellite est dans la zone SAA. À droite : histogramme du temps de montée du nombre de coups enregistrés sur le détecteur en entrée de SAA obtenu à partir des données de *Swift* lorsque le niveau du taux de comptage est multiplié par 3.

minimum d'activité solaire.

Une particule du rayonnement cosmique produira une gerbe qui provoquera un supplément soudain de coups enregistrés sur le détecteur à un instant précis. Un nombre important de pixels détecteurs seront touchés au même moment, ce qui classera cet événement comme un événement « multiple ». Ce bruit sera supprimé lors de l'analyse du taux de comptage par les algorithmes embarqués car seuls les événements dits « simples » sont pris en compte. L'estimation du nombre d'événements simples en provenance des rayons cosmiques (protons, particules alpha, carbone, oxygène et fer) s'élève à 22 coups/s et hors événements saturants (Sauvageon, 2009).

De ce fait, nous ne modéliserons pas le rayonnement cosmique dans les simulations de performance.

3.3.4 L'effet du passage de la Terre dans le champ de vue d'ECLAIRs

La loi de pointage du satellite *SVOM* (Cordier et al., 2008) est optimisée pour la détection de sursauts très lointains et permet de favoriser l'observation des sources transitoires par les moyens d'observation au sol (voir section 1.3.3). Ainsi, la Terre occulte le champ de vue d'ECLAIRs à chaque orbite. Selon la loi de pointage, la Terre passe plus ou moins au centre du champ de vue. Une étude menée par Stéphane Schanne (SAp) et Vincent Morand (CNES) a montré que le champ de vue total d'ECLAIRs $\Omega_{\mathrm{ECLAIRs,geo}}$ est réduit de 35 % en moyenne pour une année.

Le masquage par la Terre d'une partie du champ de vue provoque des variations lentes du taux de comptage sur la caméra gamma d'ECLAIRs. Le niveau du CXB attendu s'en trouve diminué.

Le simulateur CxgSim développé par Stéphane Schanne (SAp, voir 2.3.3) permet de prendre en compte les passage de la Terre en fonction de la loi de pointage. Les résultats de simulation de la position de la Terre toutes les minutes suivant la loi de pointage de l'instrument ont été

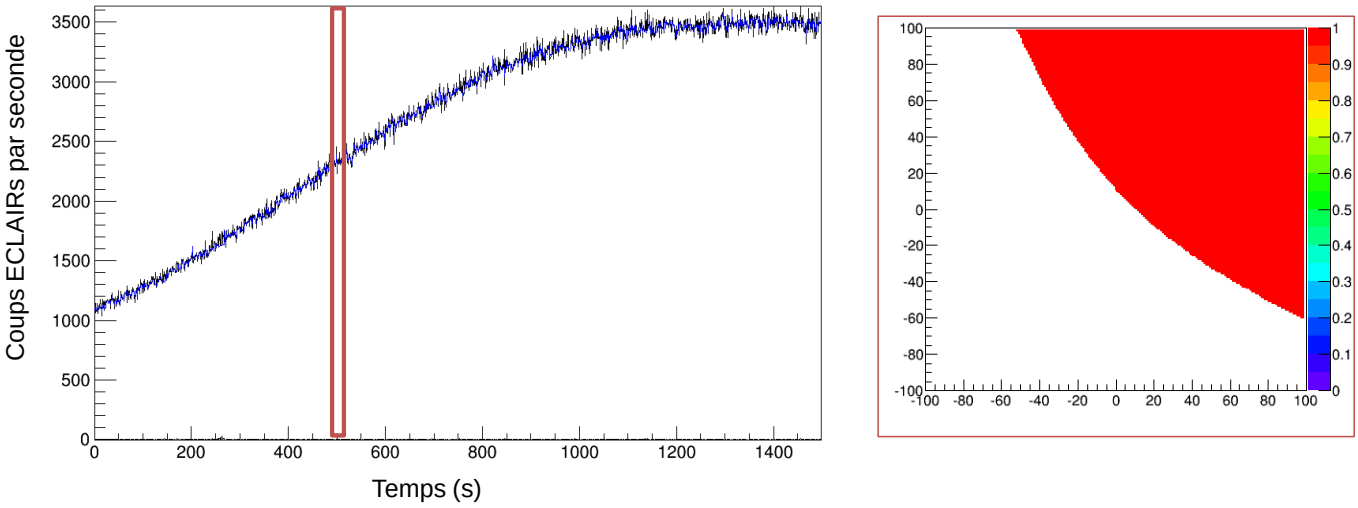


FIGURE 3.7 – À gauche : taux de comptage du bruit de fond sur le détecteur d'ECLAIRs, obtenu avec la simulation CxgSim, qui prend en compte le CXB et le passage de la Terre dans le champ de vue. À droite : masquage d'une partie du champ de vue d'ECLAIRs par la Terre dans l'intervalle 500-560 secondes de la simulation précédente. La grille appliquée est une matrice de 200x200 pixels du ciel.

fourni par le CNES. Pour chaque photon du CXB dont la position est tirée aléatoirement et de façon isotrope sur le ciel, on regarde si la direction est masquée par la Terre. Si tel est le cas, ces photons sont éliminés. La figure 3.7 montre un exemple de l'évolution du taux de comptage enregistré sur la caméra ECLAIRs.

Le passage de la Terre produit aussi un bruit de fond asymétrique sur le détecteur et variable au cours de l'orbite. La figure 3.8 montre que l'effet du passage la Terre produit une répartition asymétrique des coups sur le détecteur d'ECLAIRs et dans la matrice des coups corrigée. Les méthodes standard (trigger image) corrigent l'asymétrie provoquée afin d'obtenir une image du ciel de qualité.

Une deuxième conséquence du passage de la Terre dans le champ de vue est que le détecteur reçoit des particules de la Terre. On peut classer ces particules en deux catégories.

— **Particules atmosphériques** : Les particules du ciel ont été réfléchies par la Terre. On parle de particules d'albédo : neutrons, électrons, et positrons.
— **Réflexion du CXB** : Les photons gamma du CXB réfléchis par la Terre.

Les résultats d'une étude menée par Donghua Zhao (en thèse au CEA Saclay puis au NAOC) présentés dans la table 3.2 ont montré que ces deux composantes étaient négligeables en dessous de 100 keV par rapport au CXB, comme on peut le voir dans la table suivant 3.2 issus de l'article (Zhao et al., 2012). Pour cette étude, le modèle du fond diffus est celui de Moretti (2009), pour l'albédo celui de Sazonov et al. (2007) et pour la réflexion celui de Churazov et al. (2006). Cette étude a été réalisée avec le modèle Geant 4 d'ECLAIRs décrit dans 2.3.2.

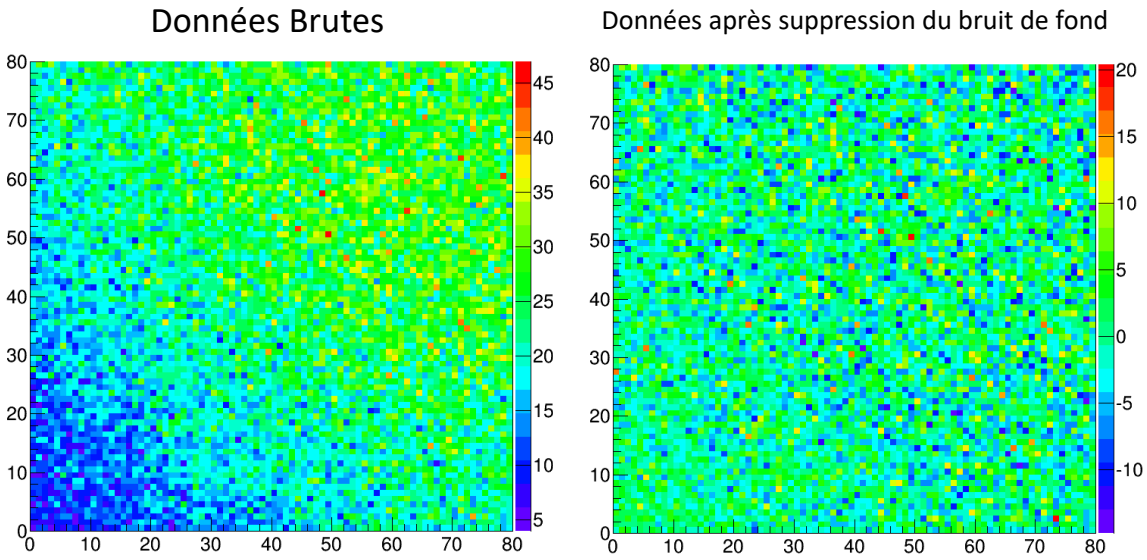


FIGURE 3.8 – À gauche : matrice des coups enregistrés sur le plan détecteur lorsque la Terre masque une partie du champ de vue d'ECLAIRs dans l'intervalle 500-560 secondes de la simulation précédente (figure 3.7). À droite : matrice des coups après correction de l'effet Terre. L'étape suivante consistera à déconvoluer cette image avec le motif du masque pour obtenir l'image du ciel.

3.3.5 Sources ponctuelles astrophysiques

De nombreuses sources émettent en rayons X. Certaines sont particulièrement brillantes telles que Sco-X-1, qui est, en dehors du soleil, la source X persistante la plus brillante connue. Sco X-1, une étoile à neutrons accrétante dans un système binaire, n'émet pas de flux constant mais des pulsations régulières de haute intensité.

D'autres sources très brillantes en X apparaissent dans le plan galactique tel que Cyg X-1, Cyg X-3, Vela X-1, le Crabe. D'autres sources moins brillantes sont également présentes avec des systèmes binaires. En dehors du plan galactique, on trouve des galaxies de Seyfert (galaxies spirales ou irrégulières contenant un noyau extrêmement brillant), des galaxies actives (AGN), quasars et blasards. Enfin, certaines sources peuvent émettre des bouffées de rayonnement X à faible énergie gamma. ECLAIRs comme le satellite *Beppo-SAX* sera particulièrement sensible à ce type d'émissions (Keek & in't Zand, 2008).

Ces sources persistantes ou variables connues sont très nombreuses au niveau du plan galactique. Afin qu'elles ne posent aucun problème lors de la détection et de la localisation, il a été choisi de ne pas pointer en direction du plan galactique (Cordier et al., 2008). De plus, si des sursauts sont détectés dans le plan galactique, leur rémanence en optique est diminuée du fait de l'absorption par le gaz et les poussières du plan, donc ils présentent moins d'intérêt. De plus, une étude du traitement de ce type de sources dans l'imagerie est menée par Alexandra Gros (Gros et al., 2016b) mais n'est pas encore prise en compte dans les méthodes standard.

3.4 Bilan

Comme il a été décrit dans ce chapitre, le bruit de fond attendu par ECLAIRs est très difficilement modélisable. Néanmoins, les études comme celle de Donghua Zaho (voir figure 3.9) ont démontré que le fond bruit de fond attendu par ECLAIRs sera largement dominé par le CXB modulé par le passage de la Terre dans le champ de vue.

Composante bruit de fond coups/s/cm^2	Position Terre	4-30 keV	30-60 keV	60-250 keV
CXB	0 deg	2.460	0.258	0.180
Albedo	0 deg	0.009	0.018	0.109
Réflexion	0 deg	0.001	0.002	0.008
CXB	180 deg	0.016	0.032	0.108
Albedo	180 deg	0.023	0.073	0.214
Réflexion du CXB	180 deg	0.119	0.115	0.051

Table 3.2 – Flux des coups enregistrés sur le détecteur d'ECLAIRs en fonction de la position de la Terre par rapport à l'axe de *SVOM*, pour les différentes composantes du bruit de fond (Zhao et al., 2012). 180 degrés correspond à la présence de la Terre dans le champ de vue.

Cependant, plusieurs incertitudes subsistent. Par exemple, quel sera l'excès du taux de comptage ainsi que son profil temporel dû aux résidus d'activation des matériaux après le passage du satellite dans la SAA. En terme de taux, une étude menée par Arnaud Claret (SAp) est actuellement en cours afin de coupler les informations recueillies par l'instrument BAT (voir section 3.3.2) et les simulations obtenues à l'aide du modèle OMERE.

Dans le cadre des simulations de performance de détection, pour l'approche dynamique (voir chapitres 5 et 6), j'utiliserai le bruit de fond calculé à partir du simulateur CxgSim, qui prend en compte le fond diffus cosmique modulé par les passage de la Terre (voir section 3.2.2). Le nombre de coups maximal attendu par ECLAIRs, (lorsque la Terre n'est pas dans le champ de vue), dans la bande en énergie 4-120 keV est 2285 coups/secondes. J'ai ensuite multiplié ce taux par un facteur $f = 1.33$ pour atteindre le taux de 3040 coups/s d'événements simples et multiples, estimé par le simulateur Geant 4 et conserver une certaine marge étant donné les incertitudes des différentes composantes. De plus, on a ajouté une composante plate (suposée uniforme sur le détecteur) pour reproduire les électrons piégés par le champ magnétique en dehors de la zone dure de la SAA dans laquelle le système de détection est coupé : $b = 450$ coups/s. Ce résultat avait été utilisé dans des simulations précédentes (Schanne et al., 2014).

L'approche statique des simulations de performance utilise les résultats de Sizun (2011) : le niveau du bruit de fond n'évolue pas en fonction du temps et prend en compte uniquement le CXB. Il est estimé à $b = 3082$ coups/s dans la bande d'énergie 4-120 keV (voir la table 3.1).

Composante	Commentaire	Prise en compte dans les simulations de performance
CXB	incertain au voisinage de 4 keV	Oui
Eruptions solaires	période d'activation incertaine	Non
SAA	protons piégés : incertitude lié à l'activation des composants	Non
	électrons piégés	Oui mais sans évolution temporelle
Albedo terrestre	faible flux (table 3.2)	Non
Sources ponctuelles	évitées à cause de la loi de pointage	Non

Table 3.3 – Les différents composants du bruit de fond attendu dans ECLAIRs.

3.5 Conclusion

Ce chapitre a mis en évidence les différentes composantes du bruit de fond que recevra l'instrument ECLAIRs. Il y a de nombreuses incertitudes associées comme le résume la table 3.3. La variation temporelle et leur fréquence sont aussi mal connues : cela pourra avoir un impact plus ou moins conséquent dans l'ajustement d'un modèle du bruit de fond, étape clé dans

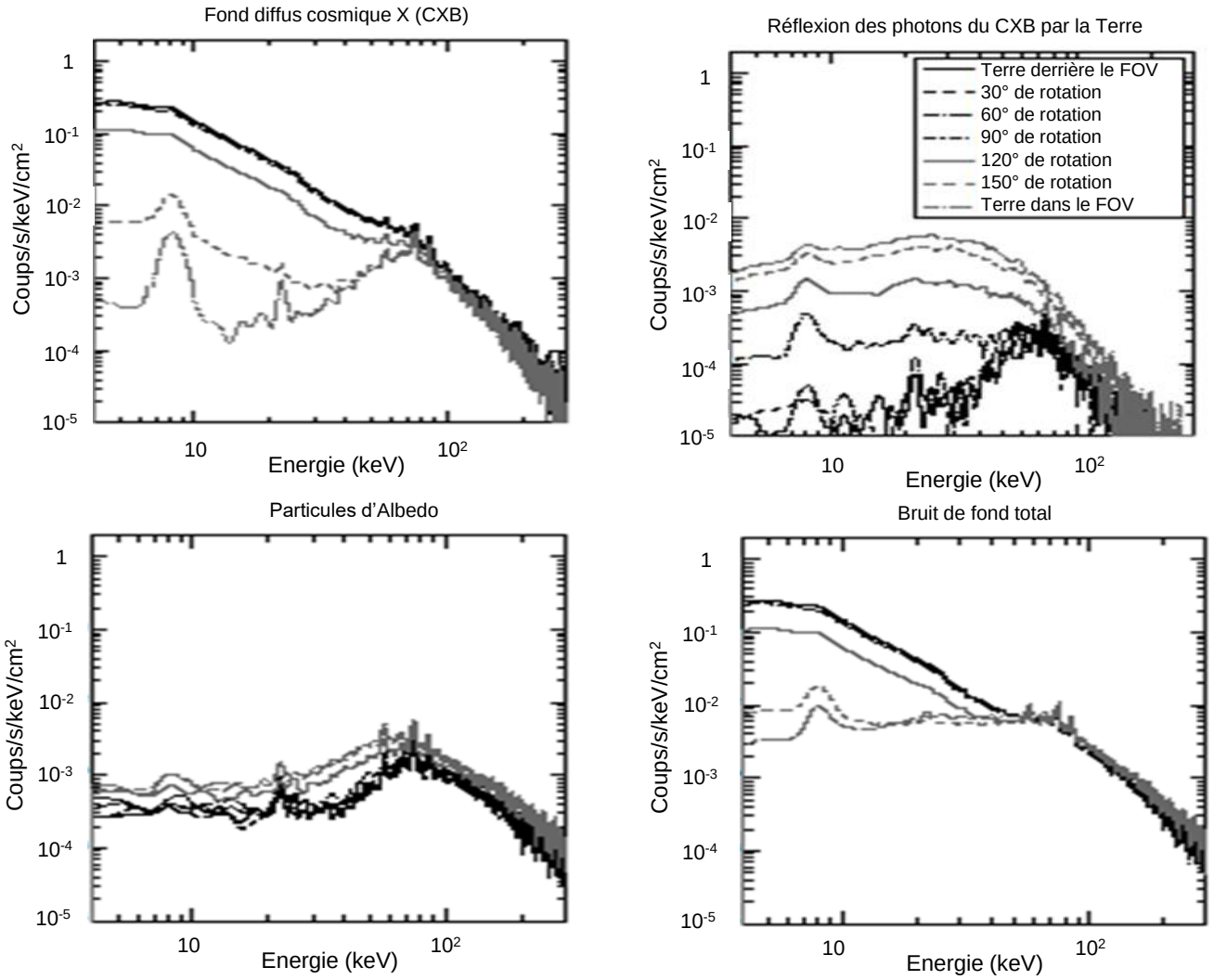


FIGURE 3.9 – Les différentes composantes du bruit de fond et le bruit de fond total attendu dans l'instrument ECLAIRs suivant la position de la Terre par rapport au champ de vue (Zhao et al., 2012).

la recherche d'une source transitoire par les méthodes standard (voir section 2.4.5). Dans les simulations de performance de détection (décrites dans le chapitre 5) suivant une approche statique ou dynamique, nous prendrons comme valeurs de bruit de fond celles de la table 3.4. Ces simulations nécessitent aussi la création d'un jeu de sursauts synthétiques, ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

Bande d'énergie (keV)	type	4-120	15-120	4-250
Modèle dynamique (via CxgSim)	CXB	3040 cps/s	1150 cps/s	3559 cps/s
	électrons piégés	450 cps/s		
	Total	3490 cps/s	1600 cps/s	4009 cps/s
Modèle statique	CXB	3082 cps/s	1104 cps/s	3133 cps/s

TABLE 3.4 – Valeurs du bruit de fond utilisées dans les chapitres 4 et 5.

Chapitre 4

Simulations de données de sursauts gamma dans la gamme d'énergie d'ECLAIRs

Sommaire

4.1 Sursaut gamma dans les référentiels source et observateur 91
4.1.1 Propriétés intrinsèques du sursaut gamma dans le référentiel de la source 91
4.1.2 Propriétés du sursaut gamma dans le référentiel de l'observateur 91
4.2 Simulations de données à partir des catalogues existants 92
4.2.1 Méthode générale 93
4.2.2 Description des catalogues de sursauts disponibles 94
4.2.3 Courbes de lumière 94
4.2.4 Paramètres spectraux 98
4.2.5 Conversion de la courbe de lumière (donnée en coups instrumentaux) en photons 105
4.2.6 Extrapolation des sursauts dans la bande d'énergie d'ECLAIRs 106
4.2.7 Cas particulier des sursauts dont le décalage vers le rouge est connu . . 107
4.2.8 Bilan des sources d'incertitude 111
4.2.9 Caractéristiques des sursauts gamma simulés 111
4.3 Modèle de population synthétique de sursauts 115
4.3.1 Principe du modèle 116
4.3.2 Description du modèle 117
4.4 Comparaison des populations de sursauts obtenues 121

Du fait qu'aucune donnée astrophysique ne soit encore disponible pour ECLAIRs, notre étude de performance de détection nécessite de simuler des données réalistes de sursauts gamma qui se rapprochent au mieux de la population attendue pour ECLAIRs. La construction du jeu de données de sursauts synthétiques est l'un des travaux importants que j'ai réalisé durant ma thèse.

Dans un premier temps, je présenterai les différentes grandeurs physiques intrinsèques caractérisant le sursaut et le flux reçu par l'observateur. Dans un second temps, je décrirai la méthode de construction de sursauts synthétiques adaptés aux simulations de performance de détection d'ECLAIRs. Pour les simuler, on peut utiliser deux approches, soit en se fondant sur les catalogues existants, soit en se fondant sur un modèle de population.

4.1 Description d'un sursaut gamma dans les référentiels de la source et de l'observateur

4.1.1 Propriétés intrinsèques du sursaut gamma dans le référentiel de la source

Soient t [s] et E [keV] le temps et l'énergie d'un photon dans le référentiel de la source. La source émet de la lumière de $t_{\rm start}$ [s] à $t_{\rm end}$ [s] avec une puissance qui vaut :

$$L(E,t) \quad [\text{erg/keV/s}]\,. \tag{4.1}$$

La luminosité bolométrique $L_{\rm bol}$ [erg/s] au temps t est définie par :

$$L_{\rm bol}(t) = \int_0^\infty {\rm d}E\ L(E,t) \quad [\text{erg/s}]\,. \tag{4.2}$$

Le taux de photons émis par la source au temps t [s] et à l'énergie E [keV] est donné par :

$$P(E,t) = \frac{L(E,t)}{E} \quad [\text{ph/keV/s}]\,. \tag{4.3}$$

Le taux total de photons émis au temps t en secondes vaut :

$$P_{\rm bol}(t) = \int_0^\infty {\rm d}E\ \frac{L(E,t)}{E} \quad [\text{ph/s}]\,. \tag{4.4}$$

4.1.2 Propriétés du sursaut gamma dans le référentiel de l'observateur

On suppose que la source est située à un décalage vers le rouge z, ce qui correspond à une distance de luminosité $D_L(z)$ donnée par :

$$D_L = D_{H_0} \times (1+z) \times \int_{z_0}^{z} F(z)\,dz\,. \tag{4.5}$$

où $D_{H_0} = c/H_0$ est la distance de Hubble, et où :

$$F(z) = \left(\Omega_M \times (1+z)^3 + \Omega_\Lambda\right)^{-0.5}\,. \tag{4.6}$$

où Ω_M et Ω_Λ sont les densités de matière et d'énergie noire. Avec la dilatation cosmologique des temps, le sursaut est observé de $t_{\rm start,obs}$ à $t_{\rm end,obs}$ qui valent :

$$t_{\rm start,obs} = (1+z)\,t_{\rm start}\,, \tag{4.7}$$

$$t_{\rm end,obs} = (1+z)\,t_{\rm end}\,. \tag{4.8}$$

Le flux du sursaut en énergie et en photons à l'énergie $E_{\rm obs}$ vaut :

$$F(E_{\rm obs},t_{\rm obs}) = \frac{(1+z)}{4\pi D_{\rm L}^2(z)}\left[L\left(E,t\right)\right]_{E=(1+z)E_{\rm obs},t=t_{\rm obs}/(1+z)} \quad [\text{erg/cm}^2\text{/keV/s}], \tag{4.9}$$

$$N(E_{\rm obs},t_{\rm obs}) = \frac{F(E_{\rm obs},t_{\rm obs})}{E_{\rm obs}} = \frac{(1+z)^2}{4\pi D_{\rm L}^2(z)}\left[P(E,t)\right]_{E=(1+z)E_{\rm obs},t=t_{\rm obs}/(1+z)} \quad [\text{ph/cm}^2\text{/keV/s}]\,. \tag{4.10}$$

On définit le flux bolométrique en énergie et en photons du sursaut par :

$$F_{\rm bol}(t_{\rm obs}) = \int_0^\infty F\left(E_{\rm obs},t_{\rm obs}\right){\rm d}E_{\rm obs} = \frac{L_{\rm bol}\left(t=t_{\rm obs}/(1+z)\right)}{4\pi D_{\rm L}^2(z)} \quad [\text{erg/cm}^2\text{/s}]\,, \tag{4.11}$$

$$N_{\rm bol}(t_{\rm obs}) = \int_0^\infty N\left(E_{\rm obs},t_{\rm obs}\right){\rm d}E_{\rm obs} = \frac{(1+z)}{4\pi D_{\rm L}^2(z)}\left[P_{\rm bol}(t)\right]_{t=t_{\rm obs}/(1+z)} \quad [\text{ph/cm}^2\text{/s}]\,. \tag{4.12}$$

On définit également la fluence en énergie et en photons à l'énergie $E_{\rm obs}$ par :

$$\mathcal{F}\left(E_{\rm obs}\right) = \int_{t_{\rm start,obs}}^{t_{\rm end,obs}} {\rm d}t_{\rm obs}\, F\left(E_{\rm obs}, t_{\rm obs}\right) , \tag{4.13}$$

$$= \frac{(1+z)^2}{4\pi D_{\rm L}^2(z)} \int_{t_{\rm start,obs}/(1+z)}^{t_{\rm end,obs}/(1+z)} {\rm d}t\, L\left(E = (1+z)E_{\rm obs}, t\right) \qquad [{\rm erg/cm^2/keV}] , \tag{4.14}$$

$$\mathcal{N}\left(E_{\rm obs}\right) = \int_{t_{\rm start,obs}}^{t_{\rm end,obs}} {\rm d}t_{\rm obs}\, N\left(E_{\rm obs}, t_{\rm obs}\right) , \tag{4.15}$$

$$= \frac{(1+z)^3}{4\pi D_{\rm L}^2(z)} \int_{t_{\rm start,obs}/(1+z)}^{t_{\rm end,obs}/(1+z)} {\rm d}t\, P(E = (1+z)E_{\rm obs}, t) \qquad [{\rm ph/cm^2/keV}] . \tag{4.16}$$

Enfin, les fluences bolométriques en énergie et en photons sont données par :

$$\mathcal{F}_{\rm bol} = \int_{t_{\rm start,obs}}^{t_{\rm end,obs}} {\rm d}t_{\rm obs}\, F_{\rm bol}(t_{\rm obs}) \qquad [{\rm erg/cm^2}] , \tag{4.17}$$

$$\mathcal{N}_{\rm bol} = \int_{t_{\rm start,obs}}^{t_{\rm end,obs}} {\rm d}t_{\rm obs}\, N_{\rm bol}(t_{\rm obs}) \qquad [{\rm ph/cm^2}] . \tag{4.18}$$

Ces relations permettent de déduire les propriétés du flux en entrée d'un instrument à partir des propriétés intrinsèques de la source. La section 2.2 décrit alors comment en déduire le signal mesuré.

4.2 Simulations de données à partir des catalogues de sursauts gamma existants

Un sursaut apparaissant dans le champ de vue d'un instrument sera plus ou moins facilement détectable suivant les propriétés de l'instrument d'une part et celles du sursaut d'autre part. En particulier les propriétés suivantes sont importantes :

— Intensité : le sursaut sera d'autant mieux détecté que la fluence du sursaut est élevée et que la surface du détecteur est grande.

— Diversité temporelle : les algorithmes de détection doivent pouvoir s'adapter à des profils temporels de sursauts très différents. Par exemple, le flux du sursaut est concentré dans un pic unitaire d'une courte durée ou bien est très variable pendant quelques dizaines de secondes.

— Diversité spectrale : l'énergie E_{peak} est distribuée dans un large intervalle dans la population de sursauts gamma. Le flux mesuré sera d'autant plus intense que cette énergie tombe au centre de la gamme de sensibilité en énergie de l'instrument.

Ainsi, les sursauts qui ont été détectés par un instrument ne représentent qu'une partie de la population. Par exemple, les sursauts courts constituent une fraction importante des sursauts détectés par *CGRO*-BATSE et *Fermi*-GBM alors qu'ils représentent une fraction moindre de ceux détectés par *Swift*-BAT et *HETE-2*-Frégate. Ceci est dû au fait que les sursauts courts sont plus durs et donc mieux détectés par les instruments ayant une gamme d'énergie haute. De ce point de vue, la présence de l'instrument GRM dans *SVOM* combiné aux observations d'ECLAIRs est un avantage réel.

Un premier travail de simulation de données de sursauts mené par Stéphane Schanne (SAp) avait été réalisé en utilisant les bases de données des sursauts *INTEGRAL* (avant 2008) et BATSE (Paciesas et al., 1999; Schanne et al., 2014) avec une description spectrale très simplifiée (en loi de puissance). Pour une étude plus approfondie des performances des algorithmes de détection, il fallait impérativement constituer une population de sursauts synthétiques plus diversifiée et une description spectrale plus réaliste.

Pour cela, j'ai utilisé une première approche qui repose sur la simulation de sursauts à partir de catalogues de sursauts observés par des missions spatiales antérieures telles que Konus, *CGRO*-BATSE, *HETE-2*-Frégate, *Swift*-BAT et *Fermi*-GBM. Celle-ci a pour objectif d'augmenter l'étendue et la robustesse de ce jeu de données de sursauts et d'estimer le nombre garanti de sursauts vus par l'instrument ECLAIRs.

4.2.1 Méthode générale

Cette section décrit les différentes étapes qui conduisent à la création de sursauts simulés dans la bande d'énergie d'ECLAIRs.

1. **Récupération des données** : on cherche les dernières versions des catalogues de chaque mission spatiale : ceci est décrit dans 4.2.2. Ces catalogues contiennent pour la plupart des données temporelles (durée du sursaut, T_{90}), spectrales (modèle du spectre utilisé, paramètres spectraux correspondants, flux et fluence dans la bande d'énergie de l'instrument), et un décalage vers le rouge mesuré si possible. Il faut contrôler et nettoyer ces catalogues des erreurs ou des imprécisions (manque de données, paramètres spectraux invalides).
2. **Extraction de la courbe de lumière** : on télécharge les données de chaque sursaut répertorié dans le catalogue sur les sites des missions. Cela peut être une liste brute d'événements enregistrés par l'instrument ou un histogramme des coups suivant un certain pas de temps (courbe de lumière). Dans la plupart des cas, ces données doivent être traitées afin d'en supprimer le bruit de fond et d'en extraire un maximum de signal du sursaut aussi pur et complet que possible. Les méthodes utilisées sont décrites à la section 4.2.3.
3. **Extraction des paramètres spectraux** : plusieurs analyses spectrales ont été réalisées sur le spectre d'un sursaut par les différentes collaborations, qui est construit à partir d'un histogramme des énergies des événements enregistrés sur le détecteur pendant une période de temps. On effectue ensuite le choix du meilleur modèle spectral. La procédure utilisée est décrite dans la section 4.2.4. Une fois le spectre connu, si la courbe de lumière obtenue à l'étape précédente est en coups, on peut la convertir en photons (voir section 4.2.5).
4. **Extrapolation du spectre dans la bande d'énergie d'ECLAIRs** : une partie de la gamme d'énergie de sensibilité d'ECLAIRs [4-10] keV a été très peu explorée par les autres instruments des missions antérieures. De ce fait, en simulant un sursaut pour ECLAIRs, le spectre décrivant celui-ci doit être extrapolé dans la gamme d'énergie d'ECLAIRs (en général vers les basses énergies). Ceci est rendu possible par l'utilisation de la fonctionnelle mathématique ajustant le spectre obtenu à l'étape précédente (voir section 4.2.6). Plus la description spectrale est précise, plus l'extrapolation sera fiable. À l'inverse, une description spectrale imprécise entraînera de lourdes conséquences sur la simulation du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs : le sursaut pourra être vu plus faible ou plus brillant que ce qu'il est en réalité.
5. **Transformation en *redshift* si nécessaire** : cette étape est réalisée uniquement si le *redshift* du sursaut a été mesuré. Dans ce cas, on peut effectuer une transformation en *redshift* du sursaut : cela signifie que le sursaut est simulé à un autre décalage vers le rouge que celui auquel il a été mesuré. En d'autres termes, on place le sursaut à une distance plus ou moins lointaine de l'observateur. Cette transformation en *redshift* modifie le profil spectral et temporel du sursaut (voir section 4.2.7). Les sursauts synthétiques ainsi constitués permettent de tester les limites de performance d'ECLAIRs et d'évaluer le rôle du seuil bas.

Pour chaque sursaut d'un catalogue, on obtient après ces étapes un spectre en ph/cm^2/keV/s et une courbe de lumière associée en ph/s. À partir du profil temporel et spectral, et en prenant

en compte les propriétés géométriques d'ECLAIRs, on est capable d'estimer aussi le nombre de photons arrivant sur le masque d'ECLAIRs. Ces photons caractéristiques du sursaut serviront comme données d'entrée aux simulations Géant 4 du modèle d'ECLAIRs (voir section 2.2) ou aux simulations statiques et dynamiques présentées au chapitre 5 (voir section 5).

4.2.2 Description des catalogues de sursauts disponibles

La table 4.1 résume les différents catalogues utilisés pour simuler les sursauts dans la bande d'énergie d'ECLAIRs à partir de catalogues existants. Pour chacun des catalogues, on a référencé les données de la courbe de lumière et du spectre de chaque sursaut.

Dans certains catalogues, on a une courbe de lumière avec une résolution temporelle fine et une analyse spectrale effectuée sur la totalité du sursaut. C'est le cas des catalogues de sursauts Konus noté W (avec l'étude spectrale de Heussaff 2015), BATSE noté G (avec le catalogue spectral Goldstein et al. 2013), *HETE-2* noté H (avec le catalogue spectral Pélangeon et al. 2008), BAT noté S (avec le catalogue spectral Sakamoto et al. 2011), GBM noté F (avec le catalogue des courbes de lumière von Kienlin et al. 2014 et le catalogue spectral de Gruber et al. 2014).

Pour d'autres catalogues, le spectre est résolu en temps comme pour le sous-échantillon des sursauts brillants vus par BATSE (catalogue Kaneko et al. 2006 noté K). Dans ce cas, on peut calculer d'une part le flux total par intervalle de temps en intégrant le spectre en énergie. On obtient une courbe de lumière avec une grossière résolution temporelle mais la courbe de lumière sera en photons : le catalogue synthétique généré sera noté (K/K). D'autre part, on peut combiner une analyse spectrale résolue en temps avec une courbe de lumière donnée en coups. Par exemple, le catalogue construit à partir de l'association (G/G) correspond à une base de données de sursauts dont la courbe de lumière provient des données reçues par le satellite BATSE de haute résolution (64 ms) et dont le spectre est tiré du catalogue (Goldstein et al., 2013). De même, on a conçu un catalogue, noté S-FW, à partir des courbes de lumière de *Swift*-BAT et en utilisant l'analyse spectrale de GBM ou Konus.

Mission spatiale	Type	Symbol	Année	Nb sursauts	Références
CGRO BATSE	Courbe de lumière	G	1991-2000	2037	heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/compton/data/batse/
CGRO BATSE	Spectre	G	1991-2000	2037	(Goldstein et al., 2013)
CGRO BATSE	Spectre	K	1991-2000	333	(Kaneko et al., 2006)
HETE-2 Frégate et WXM	Courbe de lumière	H	2001-2005	58	space.mit.edu/HETE/Bursts/
HETE-2 Frégate	Spectre	H	2001-2005	58	(Pélangeon et al., 2008)
Swift BAT	Courbe de lumière	S	2005-2009	391	heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/swift/data/obs/
Swift BAT	Spectre	S	2005-2009	391	(Sakamoto et al., 2011)
Swift BAT-GBM/Konus	Courbe de lumière	S-FW	2005-2014	84	heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/swift/data/obs/
Swift BAT-GBM/Konus	Spectre	S-FW	2005-2014	84	(Heussaff, 2015)
Fermi GBM	Courbe de lumière	F	2008-2012	783	heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/fermi/data/gbm/ et (von Kienlin et al., 2014)
Fermi GBM	Spectre	F	2008-2012	783	(Gruber et al., 2014)

TABLE 4.1 – Catalogues de sursauts existants.

4.2.3 Courbes de lumière

Dans cette section, je vais détailler la procédure utilisée pour récupérer la courbe de lumière de chaque sursaut la plus complète possible tout en excluant au maximum les variations du signal dues au bruit de fond.

Je rappelle que la courbe de lumière est le profil du signal reçu sur le détecteur en fonction du temps. Pour cela, on récupère d'abord la liste des événements enregistrés sur le détecteur. Puis, on effectue l'histogramme du nombre d'événements reçus pendant un pas $\Delta t_{\mathrm{i,obs}}$ (ex : 64 ms) dont les énergies associées sont comprises dans la gamme d'énergie $[E_{1,\mathrm{obs}}; E_{2,\mathrm{obs}}]$ (ex : 15-150 keV pour *Swift*-BAT).

Résolution temporelle des courbes de lumière

Les données que l'on peut télécharger sur les différents sites des missions (voir la table 4.1), se déclinent sous des formes hétérogènes. Pour les missions les plus anciennes, la capacité à envoyer des données calculées à bord du satellite aux stations situées au sol était limitée. De ce fait, il n'est pas possible d'avoir accès à l'ensemble de la liste de coups enregistrés sur la caméra. On a donc accès à des courbes de lumière déjà produites et brutes ayant une résolution temporelle $\Delta t_{\mathrm{i,obs}}$ plus ou moins élevée (de 64 ms à 1.28 s) et dans une bande d'énergie fixée. Ceci est le cas pour les missions BATSE et *HETE-2*.
En ce qui concerne les missions plus récentes telles que *Swift* et *Fermi*, une partie des événements enregistrés à bord voire la totalité peut être transmise au sol. Dès lors, il est possible de créer une courbe de lumière suivant une certaine résolution temporelle et dans une bande d'énergie à fixer. La table 4.2 résume les différentes résolutions temporelles accessibles en fonction de la mission.

Mission spatiale	Liste événements disponible ?	Résolution minimum temporelle $\Delta t_{\mathrm{i,obs}}$	Gamme d'énergie $[E_{1,\mathrm{obs}}; E_{2,\mathrm{obs}}]$	Intervalle utilisé pour l'analyse temporelle	Bruit de fond déjà retiré ?
CGRO BATSE	non	64 ms	$25 - 320$ keV	$[T_0 - 50; T_0 + 300]$	non
HETE-2 Frégate	oui	1,23 s	$6 - 400$ keV	$[T_0 - 100; T_0 + 100]$	non
Swift BAT	oui	4 ms	$15 - 350$ keV	$[T_0 - 300; T_0 + 300]$	oui
Fermi GBM	oui	2 μs	$8 - 1000$ keV	toute durée	oui

TABLE 4.2 – Caractéristiques des courbes de lumière obtenues pour chaque catalogue. T_0 représente l'instant où l'alerte est donnée.

On peut se demander quel est le meilleur choix à adopter concernant la résolution temporelle et la bande d'énergie lors de la construction de la courbe de lumière. La réponse à cette question réside dans l'utilisation de ces courbes de lumière comme données d'entrée des simulations de performance des algorithmes de détection. Plus la résolution en temps est élevée, plus les petites variations du signal seront conservées. Cette résolution élevée de la courbe de lumière permet alors de tester les algorithmes de détection sur les petites échelles de temps (de 10 ms à 1.28 s). L'inconvénient est qu'il est difficile de séparer les petites variations dues au sursaut de celles dues au bruit. Ce bruit est en partie propre à chaque instrument et doit être supprimé au maximum pour les simulations de performance de détection avec ECLAIRs. Ainsi, nous privilégions une courbe de lumière à haute résolution temporelle : la méthode de soustraction du fond sera présentée dans les pages suivantes.

Après avoir récupéré la courbe de lumière correspondant à la séquence où le sursaut est présent, la prochaine étape consiste à extraire la composante du signal provenant du sursaut, c'est à dire $N_{\mathrm{i},12}$ [ph/cm^2/s] ou $C_{\mathrm{i},12}$ [coups/s] avec les notations de la section 2.2. Pour cela, deux méthodes ont été utilisées.

Première méthode de suppression du bruit de fond (BATSE, *HETE-2* et *Fermi*)

La première méthode utilise un algorithme que j'ai conçu pour la soustraction du bruit de fond de chaque courbe de lumière de manière automatique. Ceci a été appliqué aux données BATSE, *HETE-2* et *Fermi*.

1. **Création de l'ajustement du bruit de fond** : le bruit de fond évolue lentement en fonction du temps. Ses variations peuvent se modéliser par un polynôme d'ordre 3, avec des coefficients à fixer. Pour cela, on ajuste le polynôme sur la courbe de lumière pour des intervalles de temps situé un peu avant et un peu après le sursaut.

   Cette tâche d'apparence anodine est délicate. En effet, il faut choisir le bon intervalle d'ajustement du polynôme sur la courbe de lumière, aussi proche du sursaut que possible,

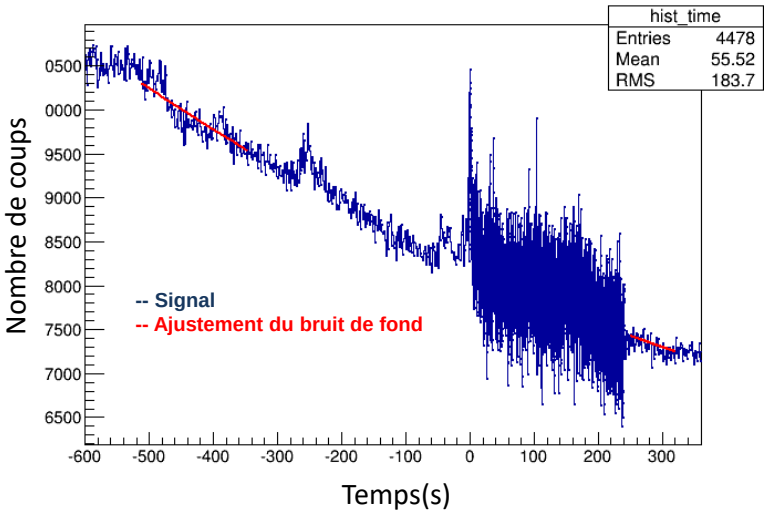


FIGURE 4.1 – Ajustement du niveau du bruit de fond sur les données BATSE, sursaut 910425 Trigger 110. On peut remarquer que le pas de temps de la courbe de lumière est variable : avant le T_0, on a une résolution de 1.28 s alors qu'après on a une résolution meilleure de 64 ms.

tout en ne risquant pas de confondre certaines fluctuations du sursaut comme appartenant au bruit de fond. Un réglage à l'oeil permettrait d'ajuster précisément les bornes d'analyses de l'estimation du niveau de bruit. Néanmoins, cela prendrait beaucoup de temps étant donné le nombre de sursauts à traiter qui est de l'ordre de quelques milliers.

Pour réaliser de façon automatique le réglage des intervalles d'analyse du niveau du bruit de fond, je me suis référée au temps trigger T_0 (temps proche du début du sursaut) et à la mesure du T_{90} (durée approximative du sursaut) fournis par les catalogues.

Les catalogues BATSE et *Fermi* fournissent l'intervalle de temps pour laquelle l'analyse spectrale du sursaut avait été réalisée (c.a.d l'intervalle de la courbe de lumière considéré comme celui du sursaut). J'ai donc fixé l'intervalle [1] du sursaut à :

$$\Delta_S = \left[\left(T_{\text{start,asp}} - \frac{T_{90}}{4}\right) ; \left(T_{\text{stop,asp}} + \frac{T_{90}}{4}\right)\right]$$

où $T_{\text{start,asp}}$ correspond au début de l'analyse spectrale effectuée sur le sursaut. Pour l'analyse des courbes de lumière des sursauts *HETE-2*, j'ai fixé la durée du sursaut (le modèle du bruit de fond étant ajusté au-delà de cet intervalle de temps) à $\Delta_S = \left[T_0 - \frac{1}{4}\,T_{90}\,;\,T_0 + \frac{5}{4}\,T_{90}\right]$.

Pour finir, un contrôle visuel a été réalisé sur l'intervalle de temps choisi pour effectuer l'analyse du bruit de fond pour chaque sursaut BATSE, *HETE-2* et *Fermi*. Si l'intervalle ne convenait pas, les bornes ont été fixées à la main.

Sur la figure 4.1, est représenté l'ajustement du niveau du bruit de fond en rouge sur la courbe de lumière (en bleu). Cet exemple montre également que T_0 n'est parfois pas un bon indicateur du début du sursaut. Ici, le premier pic du sursaut est situé à 200 s avant le T_0 du système de déclenchement de BATSE. Dans ce cas, après contrôle visuel, j'ai redéfini les intervalles de temps de l'analyse du bruit de fond.

1. le terme « asp » correspond à l'analyse spectrale réalisée par la collaboration BATSE et GBM.

2. **Soustraction du bruit de fond et niveau de seuil**. La deuxième étape vise à soustraire la ligne de base du bruit de fond d'une part (variations lentes), et d'autre part à s'affranchir de ses variations rapides qui évoluent autour de sa moyenne. Pour cela, on soustrait l'ajustement du bruit de fond aux données en prenant une certaine marge. On conserve la composante du signal située au dessus de n σ de la ligne de base B. On effectue ainsi une coupure de la forme $S > B + N\sigma$.

   La détermination du seuil à N σ par rapport à la ligne de base du bruit de fond dépend du niveau de pureté du signal exigé. Plus le seuil est élevé, plus le signal est épuré des variations du bruit au détriment des variations du signal lui-même. À noter que les variations du bruit se compensent avec un pas de temps plus important lors de la construction de la courbe de lumière.

   La figure 4.2 représente deux cas de seuils (un seuil à 3.5 σ et un seuil à 0 σ) et deux résolutions temporelles différentes (512 ms et 64 ms). Avec un seuil de 3.5 σ, le profil temporel du sursaut est difficilement reconstruit pour 64 ms : peu de bins de la courbe de lumière dépassent le seuil de 3.5 σ. Pour un seuil à 0 σ, le profil temporel du sursaut est mieux caractérisé mais ce dernier reste entaché des variations du bruit. On décide cependant de conserver au maximum le profil du sursaut afin d'étudier de façon précise le comportement des algorithmes de détection sur des petites échelles de temps. Ainsi le seuil est fixé à 0 σ. Ce choix pouvant avoir une influence sur la classification du sursaut en terme de durée n'est pas très grave car on conserve le T_{90} publié durant les analyses de résultat. Il sert uniquement à définir un patron de la courbe lumière, cette dernière étant normalisée par rapport à la fluence donnée par l'intégrale du spectre du sursaut.

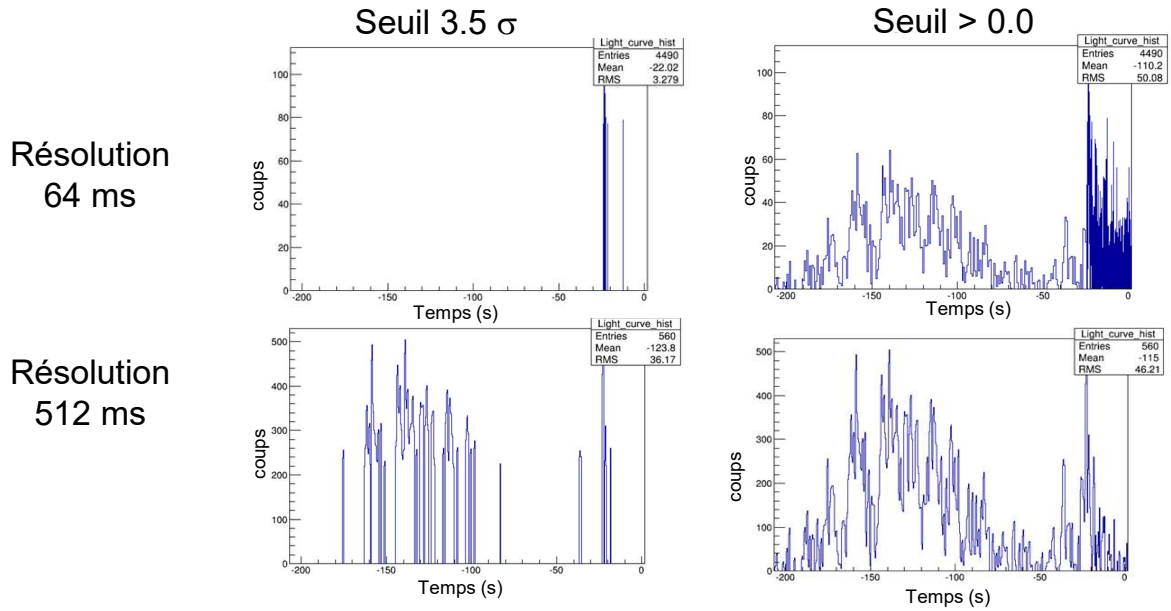


FIGURE 4.2 – Influence du seuil utilisé lors de la soustraction du modèle du bruit de fond sur le profil de la courbe de lumière du sursaut.

Deuxième méthode de suppression du bruit de fond (*Swift* et *Fermi*)

Dans cette méthode, on utilise une courbe de lumière déjà publiée. Pour les sursauts *Swift*, la séparation sursaut et bruit est réalisée grâce à un logiciel dédié appelé *batgrbproduct*[2]. Le logiciel a été appliqué à la courbe de lumière de chaque sursaut de manière automatisée. La soustraction du fond s'effectue différemment que précédemment car il est possible d'utiliser l'imagerie à masque codé. En effet, connaissant la direction de la source, on est capable de déterminer les pixels illuminés partiellement ou entièrement par la source et le bruit. En utilisant ceux uniquement illuminés par le bruit de fond, on détermine le niveau du bruit moyen. On soustrait alors ce niveau moyen à tous les pixels, et on obtient une courbe de lumière corrigée du bruit.

Pour les sursauts *Fermi*, la séparation sursaut et bruit a été effectuée par les scientifiques de la collaboration *Fermi*-GBM à l'aide du logiciel RMFIT[3]. Les résultats ont été publiés dans von Kienlin et al. (2014). Le principe d'extraction de la courbe de lumière du bruit est le même que celui décrit précédemment et en utilisant la même correction du bruit de fond.

Détermination de la durée du sursaut

La dernière étape vise à déterminer la durée du sursaut. Pour certains catalogues (BATSE et *Fermi*), j'ai pris comme début et fin du sursaut les bornes utilisées par les collaborations scientifiques dans leur analyse spectrale. Pour les catalogues *HETE-2* et *Swift*, j'ai pris comme début et fin : T_0 et T_0+T_{90}. J'ai ensuite ajusté les bornes du sursaut après un contrôle visuel si nécessaire.

Cependant, j'ai calculé aussi de moi-même le T_{90} à partir de la courbe de lumière donnée dans un intervalle définie dans la table 4.2 dont le bruit de fond a été retranché. La figure 4.3 représente pour les sursauts du catalogue BAT l'indicateur de durée T_{90} calculé par rapport publié dans le catalogue (Sakamoto et al., 2011). L'écart relatif varie entre 0 et 50 % : ainsi, notre approche surestime la valeur de T_{90}. En effet, du fait du seuil à 0 σ, nous choisissons d'attribuer davantage le signal au sursaut que lors de l'analyse BAT qui effectue une coupure à 3.5 sigma. En particulier, comme le montre les deux exemples de la figure 4.4, suivant la coupure effectuée, on obtient des valeurs de T_{90} très différentes lorsque le profil temporel d'un sursaut est constitué d'un pic soudain suivi d'une décroissance lente.

4.2.4 Paramètres spectraux

Une fois l'analyse temporelle effectuée, qui comprend le traitement du bruit de fond et la détermination de la durée du sursaut, il faut étudier le spectre du sursaut gamma.

Plusieurs étapes sont effectuées pour déterminer au mieux les paramètres qui caractérisent le spectre du sursaut.

Définition des différents modèles spectraux

Il existe plusieurs types de modèles spectraux pour ajuster le spectre $\mathcal{N}_{\mathrm{j}}$ mesuré dans l'intervalle de temps j (voir section 2.2). Ces modèles spectraux se différencient suivant le nombre de paramètres à étalonner.

1. **Loi de puissance simple PLAW** : modèle à deux paramètres

$$N(E) \quad = \quad A \left(\frac{E}{E_{piv}} \right)^{\lambda} . \tag{4.19}$$

2. https ://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/caldb/help/batgrbproduct.html
3. version 4.0rc1 http ://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/rmfit/

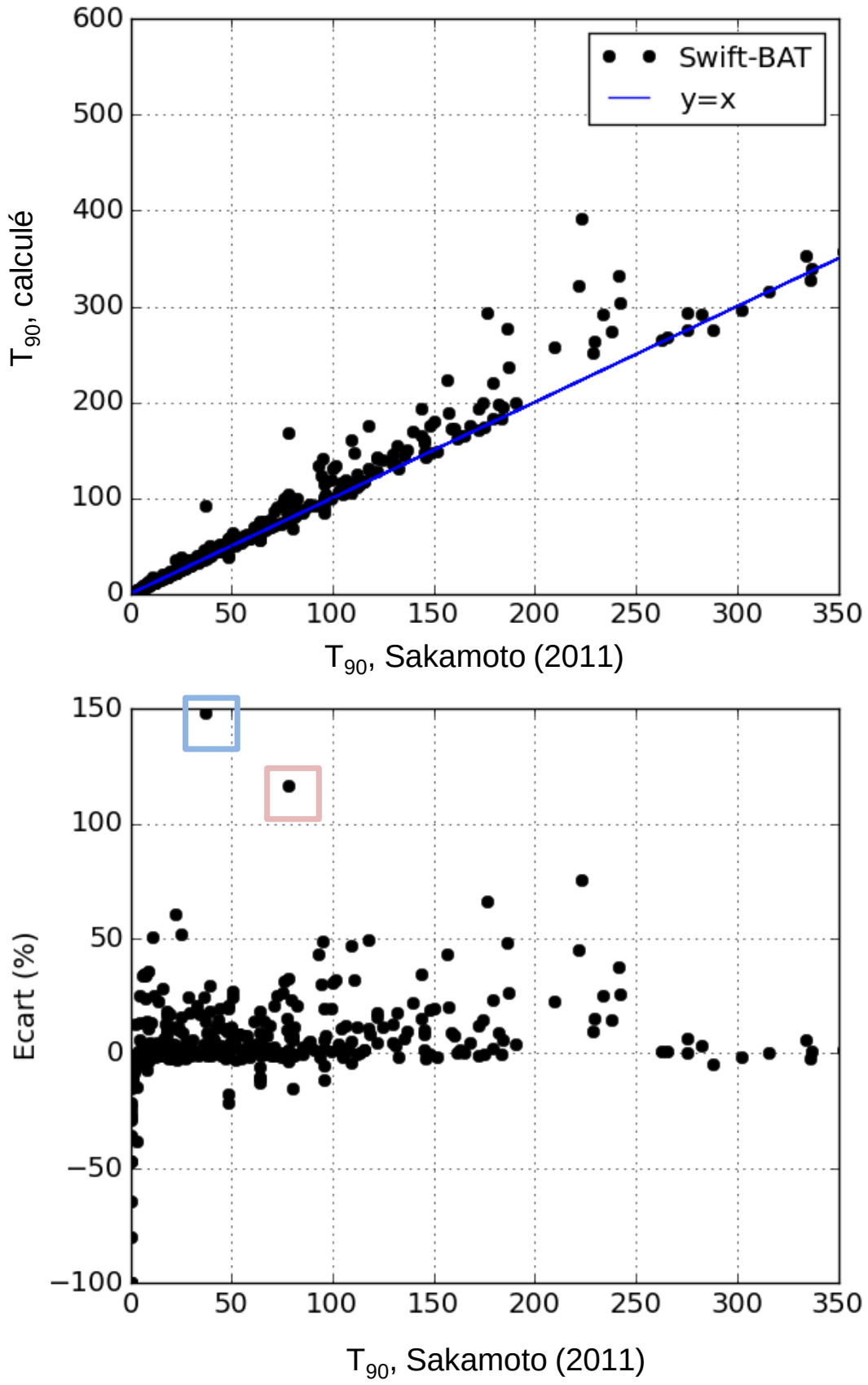


FIGURE 4.3 – T_{90} calculé sur la durée de l'analyse temporelle des données BAT, soit 600 secondes et comparaison avec celui publié dans Sakamoto et al. (2011).

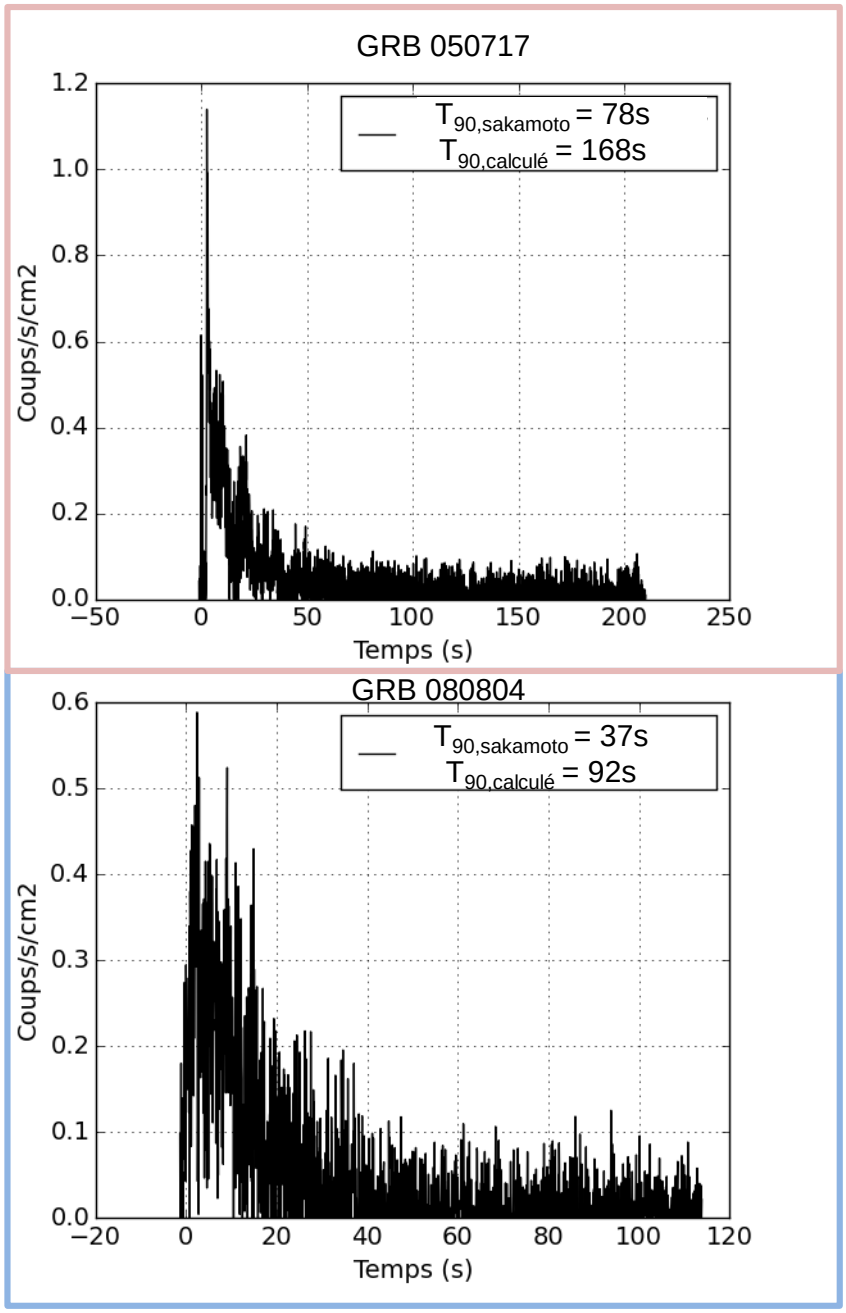


FIGURE 4.4 – Courbes de lumière des deux sursauts dont le T_{90} calculé présente le plus d'écart avec celui publié dans Sakamoto et al. (2011).

où A est l'amplitude (exemple en ph/cm^2/keV/s) et λ est l'indice spectral (ou pente). L'énergie de pivot (E_{piv}) normalise le modèle par rapport à la bande d'énergie sensible de l'instrument considéré (exemple 50 keV pour *Swift*, 100 keV pour *Fermi*). Ce modèle est utilisé quand le signal est faible et/ou que l'énergie de coupure ne peut pas être déterminée correctement.

2. **Modèle « Comptonized**[4] **» COMP** : modèle à trois paramètres

$$N(E) = A \left(\frac{E}{E_{piv}}\right)^{\alpha} \exp\left[-\frac{(\alpha+2)E}{E_{peak}}\right]. \tag{4.20}$$

où A est l'amplitude, α est l'indice spectral de basse énergie et E_{peak} est l'énergie de pic du spectre. Le modèle COMP est une loi de puissance avec coupure exponentielle. C'est une version dégradée du modèle BAND décrite ci-dessous.

3. **Modèle LOG parabolique (**Log_{10}*Gaussien* **GLOG)** : modèle à trois paramètres

$$N(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi s}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\log_{10}(E)-\log_{10}(E_{cen})}{s}\right)^2\right]. \tag{4.21}$$

où A est l'amplitude, E_{cen} est l'énergie centroïde, s est la déviation standard par rapport à E_{cen} en décades d'énergies. En représentation log-log, ce modèle correspond à une parabole. Il est utilisé pour décrire le spectre des BL Lacertae (type de galaxie active, qui présente une variation importante du rayonnement émis ainsi qu'une polarisation forte). Ce modèle a été appliqué pour la première fois aux sursauts gamma par Massaro et al. (2010).

4. **Modèle de Band BAND** : modèle à quatre paramètres

$$N(E) = A \begin{cases} \left(\frac{E}{E_{piv}}\right)^{\alpha} \exp\left[-\frac{(\alpha+2)E}{E_{peak}}\right] & \text{pour} \quad E \leq \frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{\alpha+2}, \\ \left(\frac{E}{E_{piv}}\right)^{\beta} \exp(\beta-\alpha) \left[\frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{(\alpha+2)E_{piv}}\right]^{\alpha-\beta} & \text{pour} \quad E > \frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{\alpha+2}. \end{cases} \tag{4.22}$$

où A est l'amplitude, α et β sont les indices spectraux à basse et haute énergie, E_{peak} est l'énergie de pic du spectre. La fonction se décrit comme une loi de puissance brisée dont la courbure est définie par ses deux indices spectraux. La fonction de Band (Band et al., 1993) est le modèle de référence pour caractériser les spectres des sursauts (voir 1.1.3).

On peut noter que le modèle COMP est une fonction de Band dont l'indice β tend vers $-\propto$. Il épouse la forme du spectre lorsque ($E_{peak}/(2+\alpha) \equiv E_c \equiv E_0$) se rapproche du seuil haut de la gamme de sensibilité de l'instrument, et que β utilisé dans le modèle de Band ne peut pas être déterminé.

5. **Loi de puissance brisée avec une transition douce (smoothly broken power**

4. Le nom est tiré d'un modèle physique (comptonisation dans la couronne d'un disque d'accrétion) mais qui n'est pas à l'œuvre dans les sursauts gamma.

law SBPL) : modèle à cinq paramètres

$$\begin{aligned} N(E) &= A \left(\frac{E}{E_{piv}}\right)^b 10^{\frac{a}{a_{piv}}} \text{ avec} \\ a &= m\,\Delta\,\ln\frac{e^q+e^{-q}}{2}\,, \\ a_{piv} &= m\,\Delta\,\ln\frac{e^{q_{piv}}+e^{-q_{piv}}}{2}\,, \\ q &= log\left(\frac{E/E_b}{\Delta}\right)\,, \\ q_{piv} &= log\left(\frac{E_{piv}/E_b}{\Delta}\right)\,, \\ m &= \frac{\lambda_1-\lambda_2}{2}\,, \\ b &= \frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}\,. \end{aligned} \tag{4.23}$$

où A est l'amplitude, λ_1 et λ_2 sont les indices spectraux de basse et haute énergie, E_b est l'énergie de coupure, Δ est l'échelle de coupure en décades d'énergies. Ce modèle est caractérisé par une coupure flexible et courbe pour les transitions douces entre la partie basse et haute énergie du spectre. Il a été établi par Ryde (1999) mais sa version définitive a été élaborée par Kaneko et al. (2006). La différence principale entre le modèle de BAND et le modèle SBPL est que l'échelle de coupure n'est pas corrélée aux indices spectraux. Par ailleurs, quand Δ tend vers 0, le modèle est réduit à une loi de puissance nettement brisée (en anglais « sharply broken power law »).

La table 4.3 détermine la mesure E_{peak} suivant les différents modèles présentés ci-dessus.

Modèle	E_{peak}
PLAW	-
COMP	E_{peak}
GLOG	$E_{cen}\,e^{2(\log\,s)^2}$
BAND	E_{peak}
SBPL	$E_b\,10^{\Delta\,\tanh^{-1}\left(\frac{\lambda 1+\lambda 2+4}{\lambda 1-\lambda 2}\right)}$

TABLE 4.3 – Estimation du E_{peak} suivant les différents modèles spectraux

Modèle spectral normalisé

Par la suite, il sera utile de normaliser ces modèles spectraux en distinguant d'une part l'amplitude et l'énergie caractéristique du spectre (donnée par E_{peak}) et d'autre part sa forme :

$$N(E) \equiv \tilde{K}\,\times\,\tilde{B}\left(\frac{E}{E_{peak}}\right)\,, \tag{4.24}$$

avec :

$$\int_0^\infty x\,\tilde{B}(x)\,\mathrm{d}x = 1\,.$$

L'avantage de cette convention est que le flux bolométrique s'écrit alors :

$$F_{\mathrm{bol}} = \int_0^\infty E\;N(E)\;\mathrm{d}E = \tilde{K}\;E_{peak}^2\,. \tag{4.25}$$

Ainsi, pour le modèle de Band, on obtient :

$$\tilde{B}(x) = \tilde{A} \times \begin{cases} x^{\alpha}\, e^{-(\alpha+2)\,x} & \text{pour} \quad x \leq x_b\,, \\ x^{\beta}\, e^{\beta-\alpha}\, x_b^{\alpha-\beta} & \text{pour} \quad x > x_b\,, \end{cases} \tag{4.26}$$

$$x_b = \frac{\alpha-\beta}{2+\alpha}\,, \tag{4.27}$$

$$\tag{4.28}$$

avec :

$$\frac{1}{\tilde{A}} = \left(\int_0^{x_b} x^{(\alpha+1)}\, e^{-(\alpha+2)\,x}\, dx\right) - \frac{e^{\beta-\alpha}}{\beta+2} \times x_b^{\alpha+2}\,.$$

Choix du meilleur modèle spectral

Il faut choisir le modèle spectral qui épouse au mieux le spectre du sursaut. Différentes méthodes ont été mises en oeuvre pour déterminer le meilleur modèle spectral.

1. **Sursauts BATSE procédure détaillée dans Goldstein et al. (2013) et Kaneko et al. (2006)** : l'analyse spectrale de l'ensemble des données (liste d'événements) des sursauts a été réalisée par l'équipe BATSE en utilisant le logiciel RMFIT. Une première étape consiste à convertir en photons le spectre en coups, via les fichiers DRMs (« Detector response matrix ») qui tiennent compte de l'aire efficace en fonction de l'énergie, de la dispersion spectrale, de la non-linéarité du détecteur et de la direction des photons incidents. On applique à chaque bin du spectre ce coefficient de conversion pour retrouver le spectre incident du sursaut et décorrélé des artéfacts instrumentaux. À partir du spectre en photons, on ajuste au mieux les paramètres des modèles. Pour cela, l'indicateur d'ajustement χ^2 doit être le plus petit possible.

   Parmi ces modèles considérés comme valides, on choisit comme modèle par défaut celui qui a le moins de paramètres libres. On doit ensuite déterminer si un modèle ayant un nombre supérieur de paramètres convient mieux. Pour cela, on compare leur χ^2. Si la différence des χ^2 est supérieure à 6, alors le modèle ayant un paramètre de plus est considéré comme le meilleur modèle spectral. On réitère le processus si nécessaire.

   Bien que la méthode soit détaillée dans Goldstein et al. (2013), le meilleur modèle spectral de chaque sursaut n'a pas été publié. De ce fait, nous avons dû appliquer cette méthode à l'ensemble des données BATSE.

   Les analyses spectrales décrites ci-dessous ont été effectuées en prenant un spectre intégré en temps : on détermine les paramètres spectraux du sursaut en utilisant l'ensemble des coups enregistrés sur la durée totale du sursaut. En d'autres termes, on considère que la forme spectrale du sursaut n'évolue pas au cours du temps. Cependant, pour les sursauts les plus brillants, il est possible de diviser le sursaut en différents intervalles. Pour chacun de ces intervalles, on effectuera une étude spectrale. Ce travail a été réalisé par Kaneko et al. (2006) sur les 350 sursauts BATSE les plus brillants. En utilisant les analyses spectrales effectuées sur les différentes parties de chaque sursaut présenté dans Kaneko et al. (2006), nous avons également appliqué la méthode de sélection du meilleur modèle.

2. **Sursauts *HETE-2*** : L'analyse spectrale des sursauts vus par *HETE-2* a été réalisée par Pélangeon et al. (2008) dans le cadre de sa thèse sous la direction de Jean-Luc Atteia (IRAP). Ce dernier m'a fait parvenir ensuite les résultats.

   Le logiciel Xspec [5] développé par la NASA est également utilisé pour déterminer les valeurs des paramètres spectraux de chaque modèle. On convertit aussi les spectres coups

5. heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/

en photons via les fichiers DRMs. On détermine ensuite les paramètres des modèles retenus COMP (A, λ, E_{peak}) et BAND (A, α, β, E_{peak}) : on choisit de privilégier des modèles avec un E_{peak}. Dans certains cas, le α, indice spectral de basse énergie (c.a.d λ pour COMP) ne peut pas être déterminé car la cassure en E_{peak} est située près du seuil de basse énergie à 6 keV : on fixe alors une valeur par défaut de -1. Pour d'autres cas, c'est le β du modèle de BAND, indice spectral de haute énergie qui ne peut pas être déterminé. On le fixe par défaut à -2.3. On effectue ensuite l'étape de validation des modèles spectraux suivant la même méthode que les sursauts BATSE.

La détermination du meilleur modèle spectral utilise la même procédure que pour les sursauts BATSE : on choisit un modèle avec un nombre de paramètres N si la différence des χ^2 est supérieure à 6 entre ce dernier et celui avec un nombre de paramètre N-1.

3. **Sursauts *Swift* procédure détaillée dans Sakamoto et al. (2011)** : Le logiciel Xspec est utilisé pour déterminer les valeurs des paramètres spectraux de chaque modèle. On effectue la conversion photons-coups en utilisant les propriétés du détecteur via les matrices de réponses DRMs. À partir du spectre en photons, on ajuste au mieux les paramètres des modèles. Etant donnée la faible étendue de la gamme spectrale, on ne considère que les deux modèles les plus simples : PLAW (A, λ) et COMP (A, λ, E_{peak}). La procédure employé pour les sursauts *Swift* est la même que pour les sursauts BATSE. Un modèle sera considéré comme valide suivant plusieurs critères : si un χ^2, aussi petit que possible. De plus, l'erreur sur l'indice spectral de basse énergie doit être inférieure à 0.4 ; l'indice de haute énergie inférieure à 1.0 et pour tous les autres paramètres, une erreur relative de 0.4 ou moins.

   À partir du modèle spectral comportant le moins de paramètres ajustables, on compare son χ^2 par rapport à celui du modèle ayant un nombre de paramètres supérieurs d'une unité. Si la différence des χ^2 est supérieur à 6, alors le modèle ayant un paramètre de plus est considéré comme le meilleur modèle spectral.

4. **Sursauts GBM procédure détaillée dans Gruber et al. (2014)** : L'analyse spectrale de l'ensemble des données (liste d'événements) des sursauts a été réalisée par l'équipe GBM en utilisant le logiciel RMFIT [6]. On effectue la conversion photons-coups en utilisant les propriétés du détecteur via les matrices de réponses DRMs.

   Ensuite, chaque modèle spectral est appliqué. L'ajustement des paramètres du modèle est réalisé en utilisant l'indicateur Castor C-statistique (C-Stat), qui est une fonction de vraisemblance logarithmique basée sur le paramétrage Cash (Cash, 1979). Cet indicateur s'applique mieux aux statistiques non gaussiennes (taux de comptages faible) que l'indicateur χ^2 utilisé habituellement. Pour les forts taux de comptage, C-Stat et χ^2 sont équivalents. Un modèle spectral est jugé comme valide (il peut décrire correctement le spectre) si l'ensemble de ses paramètres respecte certaines conditions : l'erreur sur l'indice spectral de basse énergie doit être inférieure à 0.4 ; l'erreur de l'indice de haute énergie inférieure à 1.0 et pour tous les autres paramètres, une erreur relative de 0.4 ou moins. Tous les modèles passant ces critères peuvent être retenus.

   Parmi les modèles valides, Gruber et al. (2014) détermine ensuite le meilleur modèle. Pour cela, on commence d'abord par prendre par défaut comme meilleur modèle, celui qui a le moins de paramètres ajustables (ici PLAW). On compare l'indicateur C-Stat et le nombre de degrés de liberté de ce dernier à l'indicateur et au nombre de degrés de liberté d'un modèle ayant un nombre de paramètres ajustables supérieurs (Δ C-Stat). On doit valider l'hypothèse H0 (utiliser un modèle simple) ou accepter l'hypothèse H1 (modèle plus complexe). Pour cela, il est créé un ensemble de milliers de spectres synthétiques à

6. version 4.0rc1 http ://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/rmfit/

partir de modèles spectraux dont les paramètres ont été ajustés (on part du modèle le plus simple). À ces spectres, on effectue la conversion photons-coups via les DRMs. On y ajoute ensuite un bruit poissonnien. On effectue à nouveau une analyse spectrale utilisant l'indicateur C-Stat sur ces spectres simulés (on applique un modèle simple simple et un modèle ayant un paramètre de plus à étalonner). On définit à partir de la distribution des Δ C-Stat des spectres simulés, un Δ C-Stat-critique ($> 3\,\sigma$). Si le Δ C-Stat du modèle de départ est supérieur au Δ C-Stat-critique, alors le modèle plus complexe est préféré. On réitère la procédure et ainsi de suite. Cette procédure a été testée sur quatre sursauts particuliers pour déterminer les Δ C-Stat-critiques : Δ C-Stat-critique pour PLAW et COMP, Δ C-Stat-critique pour COMP et BAND, Δ C-Stat-critique pour BAND et SBPL. Pour le restant des sursauts, on compare simplement leur Δ C-Stat obtenu après un ajustement d'un modèle avec le Δ C-Stat-critique. Dans la limite des grands taux de comptage, cette procédure se ramène à l'utilisation du χ^2.

5. **Sursauts vus par *Swift*+GBM/Konus procédure détaillée dans Heussaff (2015)** Certains sursauts ont été vus par plusieurs instruments tels que *Swift*/GBM ou *Swift*/Konus. La mission *Swift* permet de mesurer un grand nombre de décalages vers le rouge. Cependant, sa couverture spectrale de [15-150] keV ne permet pas de décrire précisément le spectre du sursaut : il n'y pas de contraintes sur E_{peak} et β. À l'inverse, GBM et Konus possèdent des couvertures spectrales plus étendues (respectivement 8-1000 keV et 10-10000 keV) et ainsi, permettent une analyse spectrale plus performante. Ce sous-échantillon de sursauts collecté par Vincent Heussaff (IRAP) dans le cadre de sa thèse, possédant un *redshift* mesuré et une bonne description spectrale est très utile pour les analyses de performances de détection.

La table 4.4 récapitule le meilleur modèle spectral choisi pour chaque sursaut pour les différents catalogues. Lorsque nous comparons la statistique du meilleur modèle selon nos approches spectrales avec celles publiées (notamment pour les catalogues (K) et (G)), nous n'obtenons pas les mêmes pourcentages, ce qui laisse entendre que des critères d'examen visuel ont été effectués par les collaborations. La table met en évidence que certains catalogues ne disposent que d'une description spectrale limitée (par exemple BAT) ce qui aura une influence sur nos résultats de simulations de performance.

Instruments	Catalogue	Total	PLAW	COMP	BAND	SBPL	GLOG
BATSE	G	2037	490(24%)	905(44%)	71(4%)	57(3%)	514(25%)
BATSE	K	8442	416(5%)	5071(60%)	2869(34%)	86(1%)	-
HETE-2	H	58	-	32(55%)	26(45%)	-	-
Swift	S	391	329(84%)	62(16%)	-	-	
GBM	F	783	209(27%)	445(57%)	74(9%)	55(7%)	-
Swift+Konus-GBM	S-FW	84	-	23(27%)	61(73%)	-	-

TABLE 4.4 – Détermination du meilleur modèle spectral suivant les différents catalogues.

4.2.5 Conversion de la courbe de lumière (donnée en coups instrumentaux) en photons

En dehors du catalogue GBM, la courbe de lumière est donnée en coups instrumentaux. Ainsi, il faut l'obtenir telle qu'elle serait en entrée de l'instrument : à partir de $C_{i,12}$ [coups], on doit retrouver $N_{i,12}$ [ph/cm^2/s]. Cela nécessite de prendre en considération la surface efficace du détecteur $A(E_{obs})$ et le spectre du sursaut.

Pour chaque intervalle de temps i de la courbe de lumière, on associe le spectre correspon-

dant[7] $\mathcal{N}_{\rm j}\ (E_{\rm obs})$. La conversion des coups en photons s'effectue alors par :

$$N_{i,12} = k_{j,12}\ C_{i,12}\,. \tag{4.29}$$

où la correction spectrale $k_{j,12}$ est déterminée par la condition :

$$\int_{E_{1,\rm obs}}^{E_{2,\rm obs}} {\rm d}E_{\rm obs}\,\mathcal{N}_{\rm j}\ (E_{\rm obs}) = \sum_{i=i_{\rm min}(j)}^{i_{\rm max}(j)} \Delta t_{\rm i,obs}\ N_{i,12} = k_{j,12} \sum_{i=i_{\rm min}(j)}^{i_{\rm max}(j)} \Delta t_{\rm i,obs}\ C_{i,12}\ \ [{\rm ph/cm^2}]\,. \tag{4.30}$$

On obtient :

$$k_{j,12} = \left(\int_{E_{1,\rm obs}}^{E_{1,\rm obs}} {\rm d}E_{\rm obs}\,\mathcal{N}_{\rm j}\,(E_{\rm obs})\right) / \left(\sum_{i=i_{\rm min}(j)}^{i_{\rm max}(j)} \Delta t_{\rm i,obs}\ C_{i,12}\right)\,. \tag{4.31}$$

Dans le cas particulier de BATSE, une valeur moyenne de $k_{j,12}$ a été publiée pour l'ensemble du catalogue. Nous ne l'avons pas utilisée, préférant une correction spectrale précise pour chaque sursaut mais nous avons vérifié que les ordres de grandeur étaient cohérentes.

4.2.6 Extrapolation des sursauts dans la bande d'énergie d'ECLAIRs

Une fois que l'on connaît le spectre $\mathcal{N}_{\rm j}$ mesuré dans l'intervalle de temps j (voir section 2.2), on peut simuler les sursauts dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Or la totalité de cette bande d'énergie n'est pas commune à celles où ont été réalisées les analyses spectrales des sursauts, détectés par les différents instruments. De ce fait, une extrapolation du modèle spectral est à prévoir dans de nombreux cas.

On note $[E_{3,\rm obs}; E_{4,\rm obs}]$ [keV] la bande d'énergie d'ECLAIRs, qui est différente de la bande initiale $[E_{1,\rm obs}; E_{2,\rm obs}]$.

Calcul de la fluence dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Pour chaque intervalle de temps j de l'analyse spectrale :

$$\mathcal{N}_{\rm j,34} = \int_{E_{3,\rm obs}}^{E_{4,\rm obs}} {\rm d}E_{\rm obs}\,\mathcal{N}_j\,(E_{\rm obs})\ \ [{\rm ph/cm^2}]\,. \tag{4.32}$$

Calcul de la courbe de lumière en photons dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Pour chaque intervalle de temps i (avec un spectre associé j) :

$$N_{\rm i,34} = N_{\rm i,12} \times \frac{\int_{E_{3,\rm obs}}^{E_{4,\rm obs}} {\rm d}E_{\rm obs}\,\mathcal{N}_j\,(E_{\rm obs})}{\int_{E_{1,\rm obs}}^{E_{2,\rm obs}} {\rm d}E_{\rm obs}\,\mathcal{N}_j\,(E_{\rm obs})}\ [{\rm ph/cm^2/s}]\,. \tag{4.33}$$

Calcul de la courbe de lumière en coups dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Pour chaque intervalle de temps i (avec un spectre associé j) :

$$C_{\rm i,34} = N_{\rm i,12} \times \frac{\int_{E_{3,\rm obs}}^{E_{4,\rm obs}} {\rm d}E_{\rm obs}\,\mathcal{N}_j\,(E_{\rm obs})\,A\,(E_{\rm obs})}{\int_{E_{1,\rm obs}}^{E_{2,\rm obs}} {\rm d}E_{\rm obs}\,\mathcal{N}_j\,(E_{\rm obs})}\ [{\rm coups/s}]\,. \tag{4.34}$$

Application aux différents catalogues

La table 4.5 présente les différentes extrapolations à effectuer suivant les missions.

7. On rappelle que l'analyse spectrale est effectuée sur des intervalle de temps plus longs que pour l'analyse temporelle, numérotés $j = 1$ à L avec L le plus souvent égal à 1.

Instruments	Bande d'énergie du fit spectral (keV)	Bande commune (keV)	Extrapolation basse énergie (keV)	Extrapolation haute énergie (keV)
BATSE	25 - 320	25 - 150	4 - 25	-
HETE-2	6 - 80	6 - 80	4 - 6	80 - 150
Swift	15 - 150	15 - 150	4 - 15	-
GBM	8 - 1000	8 - 150	4 - 8	-

TABLE 4.5 – Extrapolation du spectre à basse et haute énergie pour un sursaut simulé dans la bande d'énergie d'ECLAIRs [4-150] keV

Une importante extrapolation du spectre à basse énergie est réalisée pour les sursauts BATSE. À l'inverse, une extrapolation à haute énergie est faite pour les sursauts *HETE-2*. Il faut souligner que la détermination du nombre de photons (i.e son flux, fluence) attendus dans la bande d'énergie d'ECLAIRs se calcule à partir du spectre extrapolé. Suivant une mauvaise contrainte des pentes α (et/ou β) lors de l'ajustement spectral, un sursaut pourrait être vu plus ou moins brillant dans la bande d'énergie d'ECLAIRs que ce qu'il aurait été en réalité, s'il avait été observé réellement par ce dernier. Par exemple, le modèle PLAW est très mal contraint pour les basses énergies. Une légère imprécision de l'indice spectral entraîne en général un surplus de flux lors de l'extrapolation. Une majorité de sursauts, en particulier les sursauts *Swift* intéressants à cause d'un grand nombre de décalages vers le rouge mesurés, ou bien les sursauts faibles, ont un modèle spectral en PLAW. Ces sursauts seront vus généralement plus (ou moins brillants) qu'ils ne sont en réalité. Par conséquent, ils pourront être plus facilement détectables. Cela entrainera une surestimation du nombre de sursauts de ce type vu par ECLAIRs.

La figure 4.5 de gauche montre le nombre de coups total attendu par ECLAIRs pour l'ensemble des sursauts gamma de *Swift* également détectés par GBM et Konus. En abscisse, le calcul est effectué en utilisant le catalogue BAT (S) contenant le plus souvent un modèle spectral PLAW, et en ordonnée le calcul est effectué en utilisant le catalogue de sursauts BAT avec modèles spectraux de Konus ou GBM (S-FW) contenant un modèle plus précis COMP ou BAND (voir la table 4.4). Le flux dans la bande d'énergie initiale de *Swift* est la même dans les deux calculs. C'est au niveau de l'extrapolation entre 4 keV et 15 keV, que l'écart est important. En utilisant un modèle PLAW, les sursauts sont bien plus brillants (parfois d'un ordre de grandeur) qu'en utilisant le modèle spectral COMP ou BAND. Sur la figure de droite, est représentée une courbe de lumière d'un sursaut obtenue à partir des deux catalogues. L'indice spectral dans le modèle PLAW est estimé à -0.991 à alors que l'indice spectral pour COMP est beaucoup plus mou (-0.46). En normalisant le profil de la courbe de lumière par rapport au flux attendu dans la gamme d'énergie d'ECLAIRs, celle produite à partir du modèle PLAW est nettement plus brillante que celle produite à partir du modèle COMP. Cet effet concerne principalement le catalogue de sursauts *Swift* dont le modèle spectral choisi est souvent le modèle PLAW.

4.2.7 Cas particulier des sursauts dont le décalage vers le rouge est connu

Les sursauts se produisent à des distances cosmologiques (voir section 1.1.3). Plus le sursaut est lointain, plus son spectre observé sur Terre sera décalé vers les basses énergies : $E_{obs} = E/(1+z)$. De plus, un autre phénomène survient : la dilatation du temps. Plus le sursaut est lointain, plus son profil temporel s'étale : $t_{obs} = (1+z)\,t$.

Le programme scientifique de la mission SVOM se focalise en partie sur la détection des sursauts lointains. Deux choix instrumentaux ont été effectués pour parvenir à cet objectif : un seuil bas en énergie et l'implémentation d'un algorithme de détection spécifique appelé « le trigger image », capable de détecter les sursauts très longs.

Sur l'ensemble des sursauts déjà détectés par les missions spatiales passées, un certain nombre

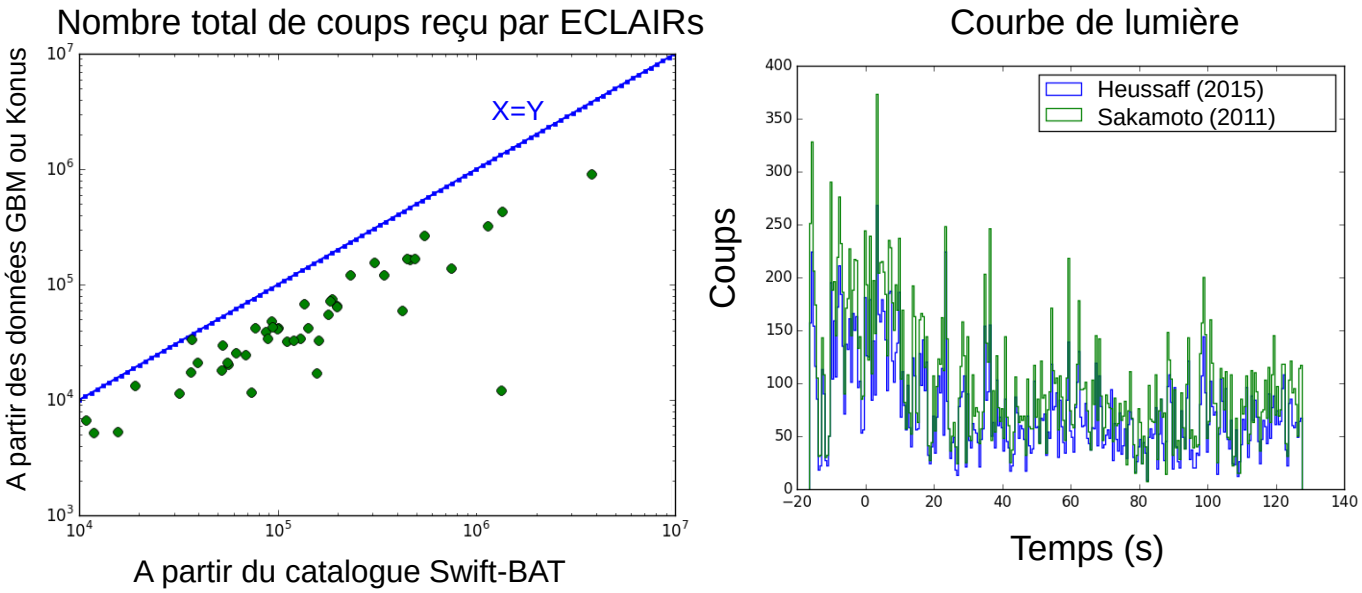


FIGURE 4.5 – Sursauts BAT simulés dans la bande d'énergie d'ECLAIRs à partir de deux représentations spectrales, l'une de *Swift*-Sakamoto (modèle PLAW) et l'autre de GBM-Heussaff (modèle COMP). À gauche : Nombre de coups total attendu dans la bande d'énergie d'ECLAIRs pour chaque sursaut issu des catalogues (S) et (S-FW). À droite : Exemple d'un sursaut BAT GRB061110B simulé suivant les deux représentations (pas de temps 500 ms).

possède une mesure de *redshift* comme le montre la table 4.6. Connaissant le *redshift*, le spectre

Mission spatiale	Nb sursauts	Nb décalages vers le rouge
CGRO BATSE	2037	9
CGRO BATSE Kaneko	333	5
HETE-2 Frégate	58	13
Swift BAT	391	145
BAT-GBM/Konus	84	84
Fermi GBM	783	34

TABLE 4.6 – Nombre de *redshifts* mesurés selon les différentes missions

et la courbe de lumière, il est possible de déplacer artificiellement le sursaut dans l'Univers plus profond. Ainsi à partir d'un sursaut provenant d'un catalogue dont le *redshift* mesuré est z_0, on est capable de créer un nouveau sursaut, placé à un *redshift* différent (noté z), et qui a les mêmes propriétés spectrales et temporelles intrinsèques que le précédent. La précision de l'analyse spectrale et temporelle du sursaut joue un rôle déterminant quant à la fiabilité de cette transformation. Ainsi, cette transformation permettra de constituer un catalogue synthétique de sursauts lointains et de tester les limites des algorithmes de sursauts à grandes distances.

Transformation de la courbe de lumière dans une autre bande d'énergie à un *redshift* différent

On souhaite déterminer la courbe de lumière au *redshift* z dans la bande d'énergie $[E_{3,\mathrm{obs}}; E_{4,\mathrm{obs}}]$ à partir des observations au *redshift* z_0 dans la bande d'énergie $[E_{1,\mathrm{obs}}; E_{2,\mathrm{obs}}]$.

1. **Courbe de lumière en photons**. Pour chaque intervalle de temps i (avec le spectre

associé j) :

$$N_{\mathrm{i},34} = N_{\mathrm{i},12} \times \frac{(1+z)}{(1+z_0)} \frac{D_{\mathrm{L}}^2(z_0)}{D_{\mathrm{L}}^2(z)} \times \frac{\int_{\frac{1+z}{1+z_0}E_{3,\mathrm{obs}}}^{\frac{1+z}{1+z_0}E_{4,\mathrm{obs}}} \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\, \mathcal{N}_j\left(E_{\mathrm{obs}}\right)}{\int_{E_{1,\mathrm{obs}}}^{E_{2,\mathrm{obs}}} \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\, \mathcal{N}_j\left(E_{\mathrm{obs}}\right)} \left[\mathrm{ph/cm^2/s}\right]. \tag{4.35}$$

2. **Courbe de lumière en coups**. Pour chaque intervalle de temps i (avec le spectre associé j) :

$$\begin{aligned} C_{\mathrm{i},34} &= N_{\mathrm{i},12} \times \frac{(1+z)}{(1+z_0)} \frac{D_{\mathrm{L}}^2(z_0)}{D_{\mathrm{L}}^2(z)} \times \frac{\int_{\frac{1+z}{1+z_0}E_{3,\mathrm{obs}}}^{\frac{1+z}{1+z_0}E_{4,\mathrm{obs}}} \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\, \mathcal{N}_j\left(E_{\mathrm{obs}}\right) A\left(\frac{1+z_0}{1+z}E_{\mathrm{obs}}\right)}{\int_{E_{1,\mathrm{obs}}}^{E_{2,\mathrm{obs}}} \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\, \mathcal{N}_j\left(E_{\mathrm{obs}}\right)} \left[\mathrm{cts/s}\right], \\ &= N_{\mathrm{i},12} \times \frac{(1+z)^2}{(1+z_0)^2} \frac{D_{\mathrm{L}}^2(z_0)}{D_{\mathrm{L}}^2(z)} \times \frac{\int_{E_{3,\mathrm{obs}}}^{E_{4,\mathrm{obs}}} \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\, \mathcal{N}_j\left(\frac{1+z}{1+z_0}E_{\mathrm{obs}}\right) A\left(E_{\mathrm{obs}}\right)}{\int_{E_{1,\mathrm{obs}}}^{E_{2,\mathrm{obs}}} \mathrm{d}E_{\mathrm{obs}}\, \mathcal{N}_j\left(E_{\mathrm{obs}}\right)} \left[\mathrm{cts/s}\right] \end{aligned} \tag{4.36}$$

Transformation du spectre du sursaut à un *redshift* différent

Pour chaque intervalle de temps j :

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{\mathrm{j}}\left(E_{\mathrm{obs}}\right) &= \frac{(1+z)^3}{(1+z_0)^3} \frac{D_{\mathrm{L}}^2(z_0)}{D_{\mathrm{L}}^2(z)} \times \mathcal{N}_{\mathrm{j}}\left(E_{\mathrm{obs},0} = \frac{1+z}{1+z_0}E_{\mathrm{obs}}\right) \left[\mathrm{ph/cm^2/keV}\right], \\ N_{\mathrm{j}}\left(E_{\mathrm{obs}}\right) &= \frac{(1+z)^2}{(1+z_0)^2} \frac{D_{\mathrm{L}}^2(z_0)}{D_{\mathrm{L}}^2(z)} \times N_{\mathrm{j}}\left(E_{\mathrm{obs},0} = \frac{1+z}{1+z_0}E_{\mathrm{obs}}\right) \left[\mathrm{ph/cm^2/keV/s}\right]. \end{aligned}$$

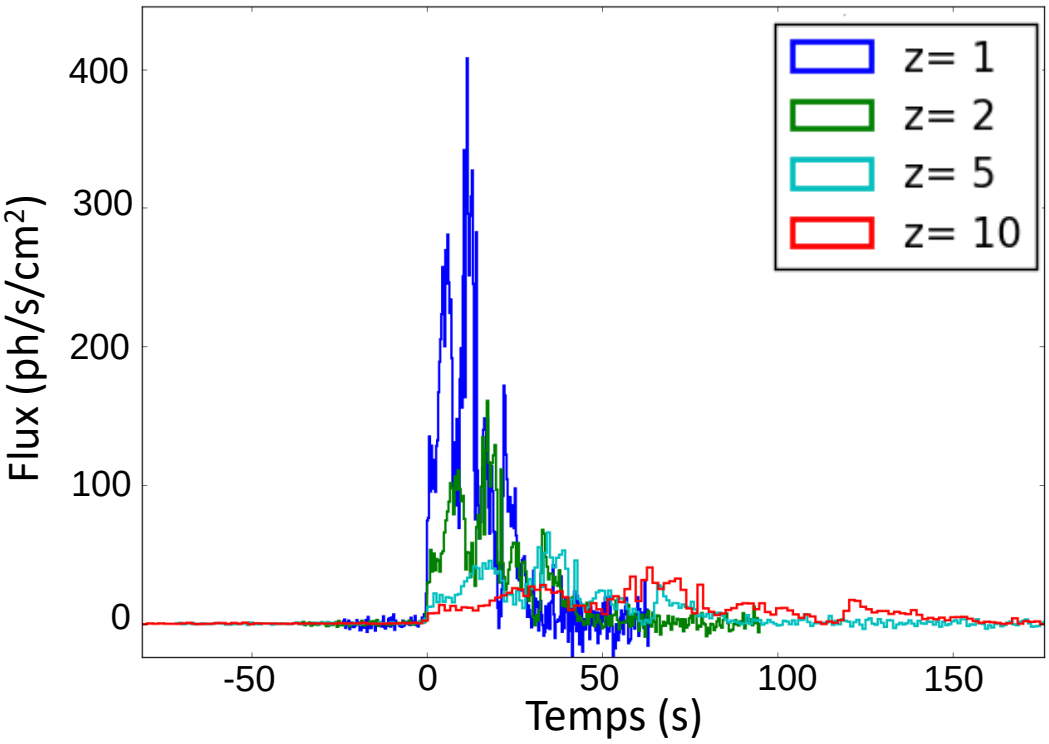


FIGURE 4.6 – Transformation de la courbe de lumière d'un sursaut *Fermi* (GRB090102122, $z_0 = 1.547$) à différents décalages vers le rouge dans la bande d'énergie [8-1000] keV.

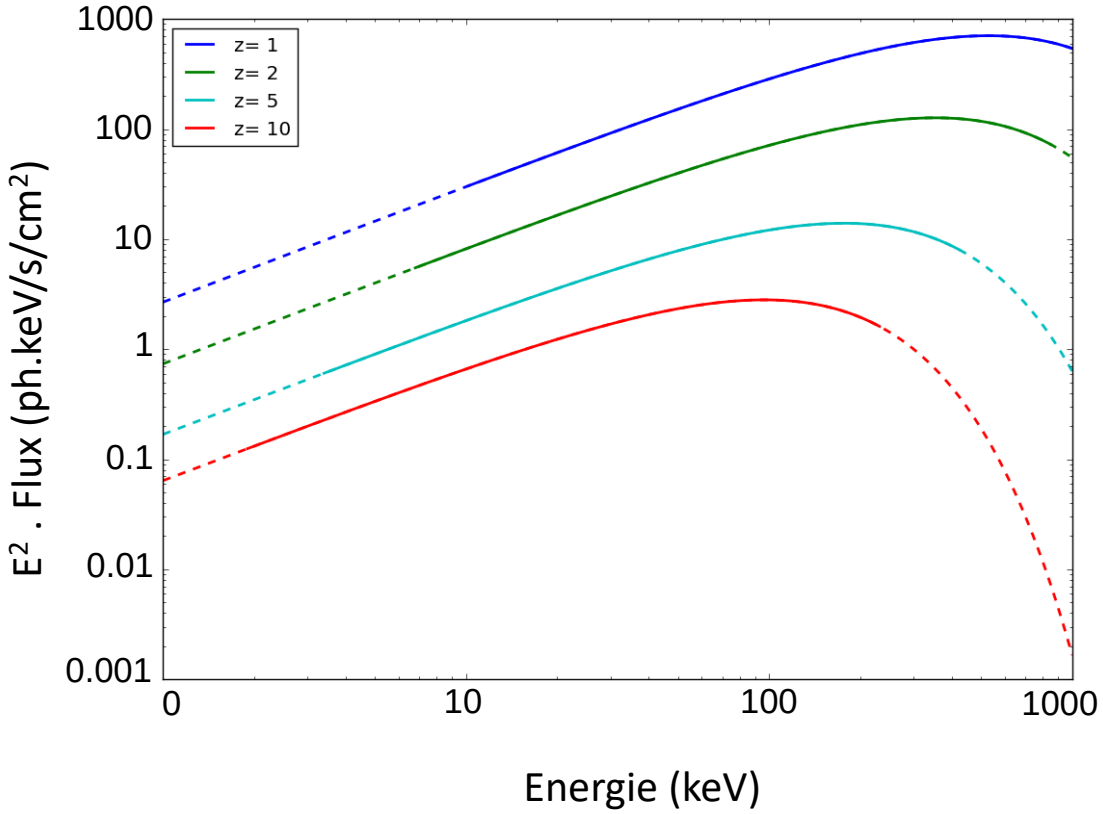


FIGURE 4.7 – Transformation du spectre d'un sursaut *Fermi* (GRB090102122, $z_0 = 1.547$) à différents décalages vers le rouge. Les pointillés correspondent à la partie qui a été extrapolée.

4.2.8 Bilan des sources d'incertitude

La table 4.7 synthétise l'ensemble des choix effectués sur les différentes étapes de la création de sursauts synthétisés pour les simuler dans ECLAIRs. On a créé les sursauts de façon automatique afin de réduire le temps de calcul et obtenir une base de donnée importante. L'ensemble des choix réalisés dans l'analyse automatique des sursauts synthétiques cherchent à minimiser les approximations de nettoyage des données en tenant compte du fait qu'elles ont été créés dans le but d'être utilisées dans les simulations de performance. Cette table permet de mettre en évidence les principales sources d'incertitude (comme l'extrapolation à basse énergie).

4.2.9 Caractéristiques des sursauts gamma simulés

Nous discutons dans cette section des éléments des différentes caractéristiques spectrales et temporelles afin d'illustrer que nous avons constitué une population complète et diversifiée.

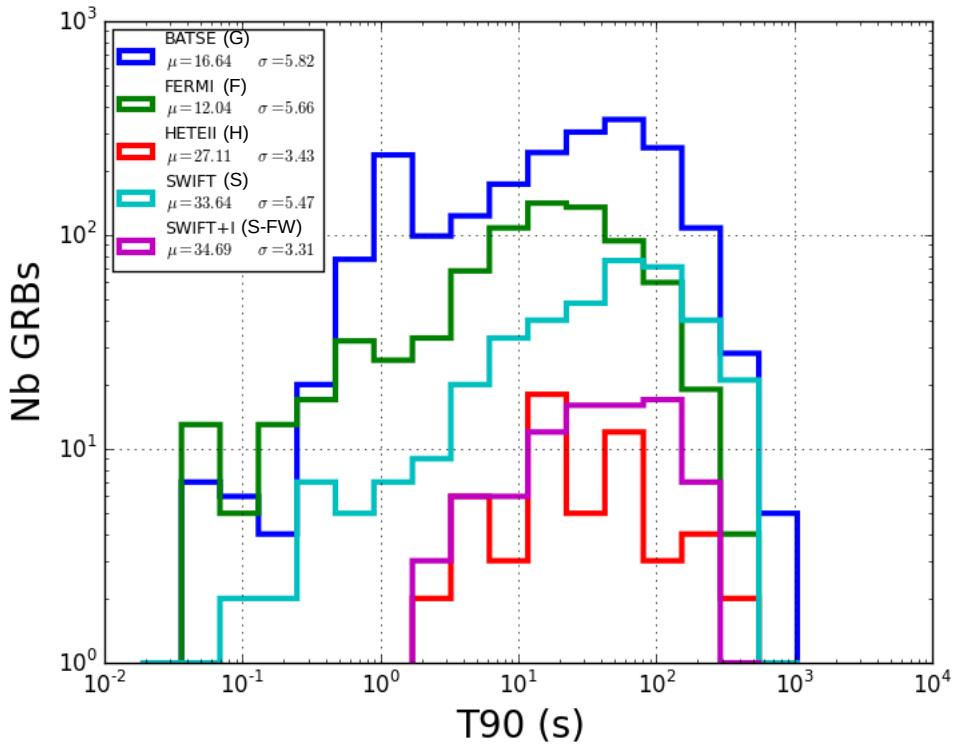


FIGURE 4.8 – Distribution de la durée du sursaut T_{90} (s) pour les différents catalogues utilisés dans notre étude.

Durée

Sur la figure 4.8, est représentée la distribution de la durée des sursauts de chaque catalogue. On utilise pour chaque sursaut la durée T_{90} (s) publiée.

On peut se poser la question de la compatibilité des différentes distributions. Il faut se rappeler que le spectre du sursaut évolue dans le temps. De ce fait, son profil temporel n'est pas le même en fonction de la bande d'énergie. Par conséquent, la mesure de T_{90} est dépendante de la gamme d'énergie de l'instrument. Ainsi, lorsqu'on compare les différents catalogues entre eux, on considère que la mesure du T_{90} ne dépend pas de la sélection en énergie.

Les instruments ne sont pas tous sensibles à la même population de sursauts gamma. Les sursauts longs ont été observés par l'ensemble des instruments (Konus, BATSE, *HETE-2*, *Swift*

Catégorie	Sous-catégorie	Commentaires
C.Lumière $N_{12,i}$	Intervalle de temps pour l'étude du sursaut (§ 4.2.3)	La détermination de la période du sursaut (de $t_{\text{start,obs}}$ à $t_{\text{end,obs}}$) est capitale. Le T_{90} et T_0 sont de bons indicateurs de durée et de début du sursaut. Dans quelques cas (précurseur loin du pic principal), j'ai re-évalué l'intervalle du sursaut visuellement.
	Bruit de fond (§ 4.2.3)	À l'aide d'un polynôme d'ordre 3, la suppression des variations lentes du bruit de fond fonctionne dans la plupart des cas. Lors d'une variation trop rapide du bruit de fond, des résidus de ces variations peuvent encore exister sur la courbe de lumière.
	Seuil débruitage (§ 4.2.3)	Lors de l'étape de la suppression du bruit de fond, j'ai retiré au flux strictement la valeur de la ligne de base de ce dernier. Cela conserve une majorité des petites variations du signal du sursaut en conservant aussi une partie des variations du bruit de fond. Cela permet de déterminer le profil de la courbe de lumière dont sa normalisation sera déterminée à partir du spectre. La durée T_{90} publiée sera prise comme référence.
	Choix résol. temporelle (§ 4.2.3)	J'ai choisi une résolution temporelle élevée de la courbe de lumière pour tester les algorithmes de détection sur les petites variations du sursaut. Le prix à payer est que la qualité du signal est moins importante.
	Conversion coups-photons (§ 4.2.5)	À partir des courbes de lumière données en coups instrumentaux, je les ai calculées telles qu'elles seraient à l'entrée d'un instrument. Cette correction peut être affectée par une mauvaise description spectrale.
Spectre $\mathcal{N}(E_{\text{obs}})$	Ajustement par un modèle (§ 4.2.4)	Plusieurs modèles spectraux sont ajustés sur le sursaut et validés. Cependant, en particulier pour les sursauts faibles, certaines valeurs des paramètres sont mal contraintes quel que soit le modèle.
	Choix du meilleur modèle (§ 4.2.4)	Le choix du meilleur modèle est capital : pour cela on compare les modèles deux à deux en fonction du nombre de paramètres et de l'indicateur d'ajustement χ^2. Les sursauts ayant comme meilleur modèle spectral une simple loi de puissance (PLAW), seront mal simulés dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Cela concerne en majorité les sursauts *Swift*.
Extrapolation bande d'énergie d'ECLAIRs $N_{34,i}$ (§ 4.2.6)		Dû au seuil bas d'ECLAIRs, j'ai effectué une extrapolation du spectre sur l'ensemble des sursauts des catalogues. Or à plus basse énergie, il est parfois établi que la description spectrale ne se résume pas à une seule composante mais à plusieurs (dont une composante thermique). Enfin la mauvaise qualité de l'ajustement du modèle spectral peut être problématique pour l'estimation des performances de détection.
Transformation *redshift* $z_0 \to z$ (§ 4.2.7)		Les transformations du *redshift* induisent une déformation de la courbe de lumière et du spectre. Un spectre résolu en temps permet une transformation en *redshift* plus précise. Mais cette analyse spectrale fine ne peut être effectuée que pour les sursauts brillants.

TABLE 4.7 – Récapitulatif des principales étapes et sources d'incertitudes associées lors de la création de sursauts synthétiques dans la bande d'énergie d'ECLAIRs à partir des catalogues existants.

et *HETE-2*). Ensuite, on note que les catalogues de sursauts BATSE et *Fermi* comportent une partie importante de sursauts courts ($T_{90} < 2\,\mathrm{s}$), alors que cette proportion est réduite pour les sursauts *Swift*, voire inexistante pour les sursauts *HETE-2*.
Les sursauts les plus longs sont situés dans les catalogues de sursauts BATSE et *Swift*. En effet, l'instrument BATSE qui possède une très grande surface de détection, a pu recueillir des données même lorsque le flux du sursaut était faible. Enfin, *Swift* est sensible aux sursauts très longs grâce à son algorithme de détection par imagerie.

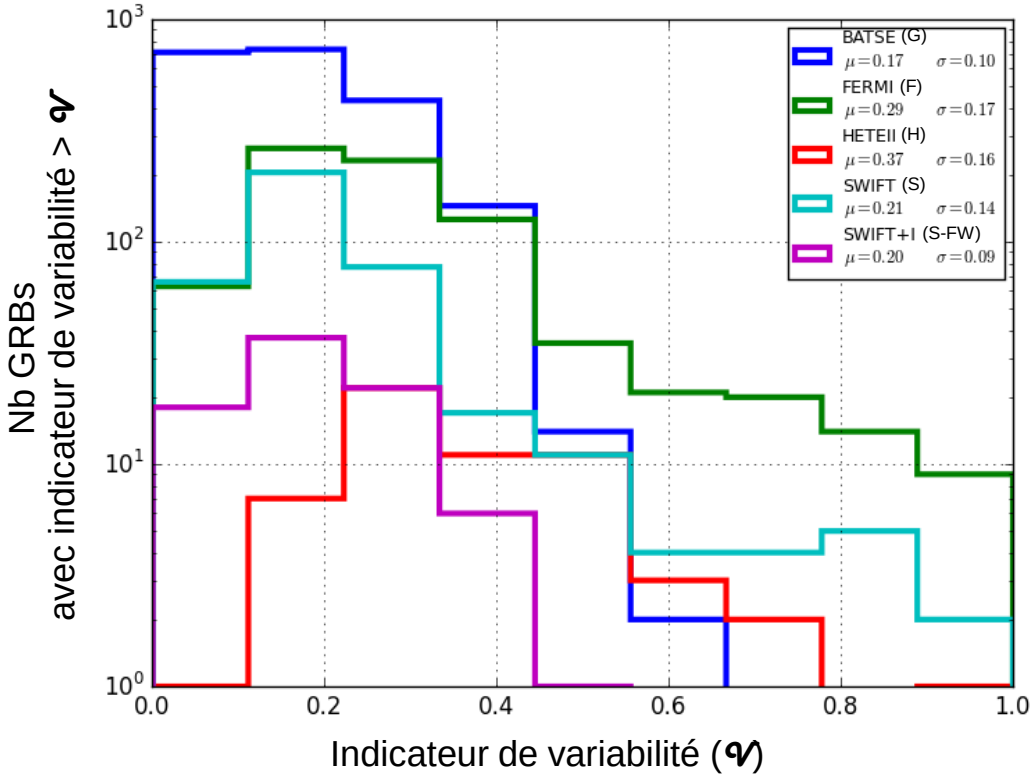


FIGURE 4.9 – Distribution cumulative de l'indicateur de variabilité pour les différents catalogues utilisés dans notre étude.

Variabilité

Nous défini un indicateur de variabilité $\mathcal{V}$ qui se définit comme le rapport du flux moyen du sursaut (c'est à dire de la fluence divisée par la durée) au flux au pic :

$$\mathcal{V} = \frac{\int_{E_{3,\mathrm{obs}}}^{E_{4,\mathrm{obs}}} \mathcal{N}(E_{\mathrm{obs}})\mathrm{dE}_{\mathrm{obs}}}{\Delta t_{\mathrm{obs}} \times \max(N_{\mathrm{i},34})} \tag{4.37}$$

Plus cet indicateur est faible, plus le sursaut est variable. La variabilité dépend aussi de la résolution temporelle de la courbe de lumière du sursaut. Sur la figure 4.9 est représentée la distribution de l'indicateur de variabilité. On observe que les sursauts *Swift* et *Fermi* possèdent des sursauts peu variables : ce sont les sursauts courts qui généralement ne possèdent qu'un seul pic. D'autre part, on peut avoir une variabilité très importante pour certains sursauts : on est capable de détecter des précurseurs de faible flux qui apparaissent des dizaines de secondes avant le pic maximal.

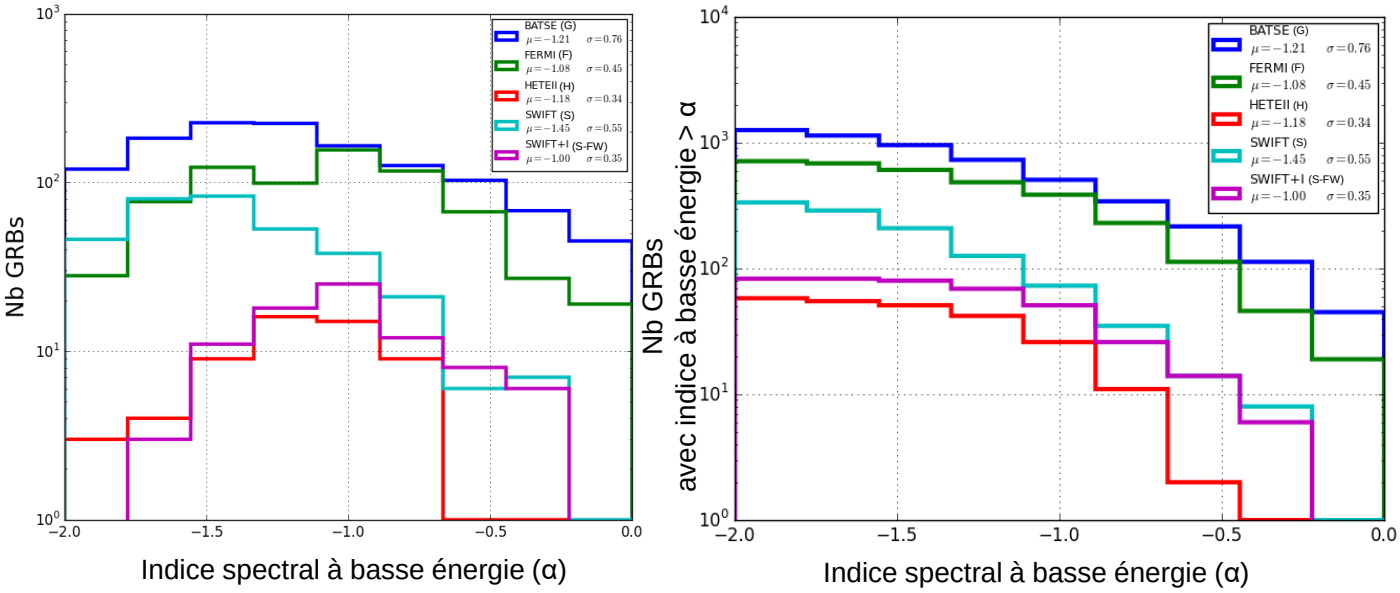


FIGURE 4.10 – Distribution (à gauche) et distribtion cumulative (à droite) de l'indice spectral à basse énergie pour les différents catalogues utilisés dans notre étude.

Indice spectral à basse énergie

Sur la figure 4.10 est représentée la distribution en indice spectral à basse énergie (α). On observe que le catalogue *Fermi* possède une moyenne élevée de la distribution des indices spectraux. Cela provient du fait que pour la plupart des sursauts *Fermi*, un E_{peak} a été mesuré apportant une forte contrainte sur la pente à faible énergie d'une part. D'autre part, un nombre important de sursauts courts sont présents dans les catalogues : ces derniers ont tendance à avoir un spectre plus dur avec une pente plus faible. Pour le cas des sursauts *Swift*, la moyenne des indices spectraux est nettement plus faible (c'est à dire que la pente de la loi de puissance est beaucoup plus forte) et spectralement plus molle. La majorité de ces sursauts possèdent un modèle spectral en loi de puissance, contraignant difficilement la pente du spectre. De ce fait, l'extrapolation des sursauts *Swift*-BAT dans la bande d'énergie d'ECLAIRs, de 15 keV à 4 keV, sera incertaine. On note enfin que les analyses conjointes *Swift*+*Fermi* ou *Swift*+Konus conduisent à une moyenne d'indice spectral plutôt faible (voir les exemples de construction de sursauts *Swift* dans la section 4.2.6).

Energie de pic du spectre E_{peak}

La figure 4.11 représente la distribution des E_{peak} pour les différents catalogues. Cette figure met en lumière à elle seule la diversité spectrale de notre population synthétique. On observe une très nette coupure entre les catalogues BATSE, *Fermi* et *Swift*+Konus/*Fermi* dont le E_{peak} moyen est supérieur à 200 keV ; et les catalogues *HETE-2* et *Swift* dont le E_{peak} moyen est inférieur à 80 keV. On note également qu'une population de sursauts possédant un E_{peak} de plus de 1000 keV n'a été détectée que par les missions BATSE et *Fermi*-GBM. À l'inverse, on observe un échantillon de sursauts possédant un E_{peak} de moins de 20 keV, qui n'existe que dans le catalogue *HETE-2*. On peut alors s'interroger sur le fait que cette population de sursauts n'ait pas été détectée par l'instrument *Fermi*-GBM dont le seuil bas est à 8 keV. Une explication vient du fait que les algorithmes de détection embarqués sur le satellite *Fermi* ne sont opérationnels qu'à partir de 25 keV (Connaughton et al., 2016). Le bruit de fond associé en dessous de 25 keV

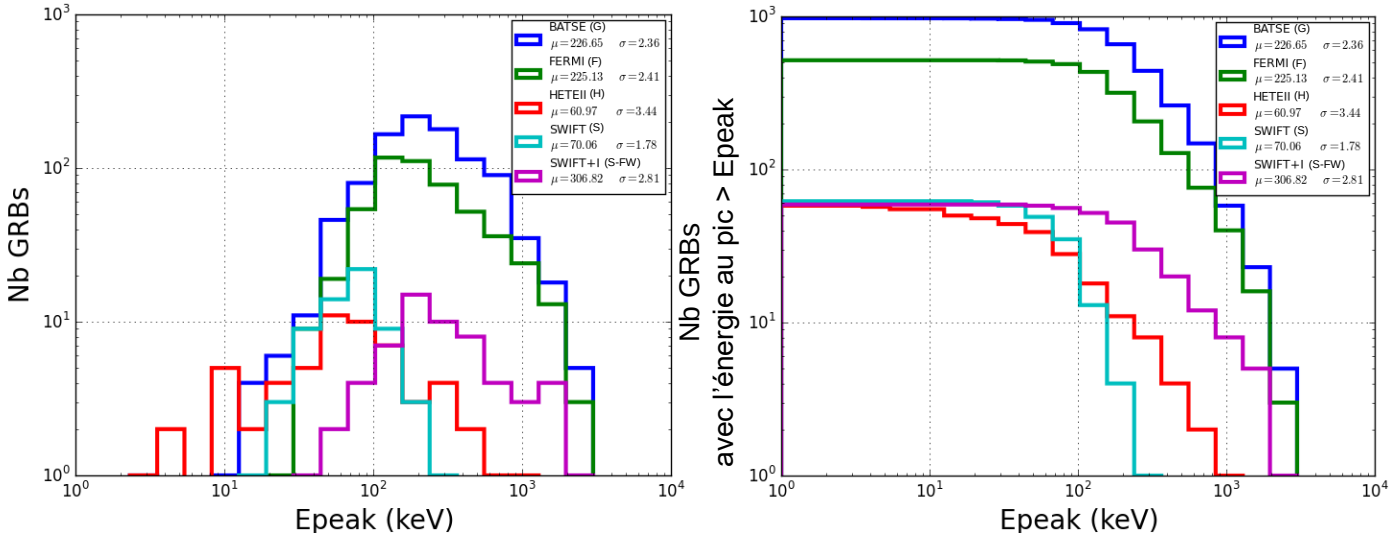


FIGURE 4.11 – Distribution (à gauche) et distribution cumulative (à droite) du E_{peak} issu de l'ajustement du meilleur modèle spectral pour les différents catalogues utilisés dans notre étude.

est très important et très variable. De plus, du fait de son large champ de vue observant une large portion du sursaut et de son faible pouvoir de localisation, GBM n'est pas en mesure de distinguer une source variable présente dans le plan galactique d'une véritable source transitoire. Grâce à son masque codé et sa loi de pointage, ECLAIRs ne sera pas confronté à cette situation.

Fluence en photons

On a représenté sur la figure 4.12 la distribution de la fluence calculée dans la bande d'énergie de chaque instrument qui a détecté le sursaut. On remarque que BATSE a détecté des sursauts très faibles du fait de sa grande surface collectrice. Les autres instruments ont détecté des sursauts dont la fluence est en moyenne de 50 ph/cm^2. Enfin le sous-échantillon *Swift*+*Fermi*/Konus intègre des sursauts extrêmement brillants : la fluence moyenne de ces sursauts est le double de celle des autres catalogues.

Décalage vers le rouge

Enfin sur la figure 4.13 est représentée la distribution du *redshift* mesuré pour chaque sursaut pour les différents catalogues. La majorité des *redshifts* mesurés proviennent du catalogue *Swift*. De plus, ce catalogue nous fournit également des sursauts mesurés à très grands *redshift* (les plus lointains). Même si la description spectrale des sursauts *Swift* n'est pas très bonne, cette figure montre très clairement l'intérêt de l'utilisation des sursauts *Swift*-BAT dans notre population synthétique.

En conclusion, en utilisant les sursauts détectés par les différentes missions, nous avons pu couvrir l'intégralité de la population connue, dans toute sa diversité. Cela permettra de tester les performances d'ECLAIRs sur tout type de sursauts.

4.3 Modèle de population synthétique de sursauts

L'utilisation des catalogues existants permet la création de sursauts synthétiques fiables dans ECLAIRs car ils sont créés à partir de populations observées. Une partie des sursauts

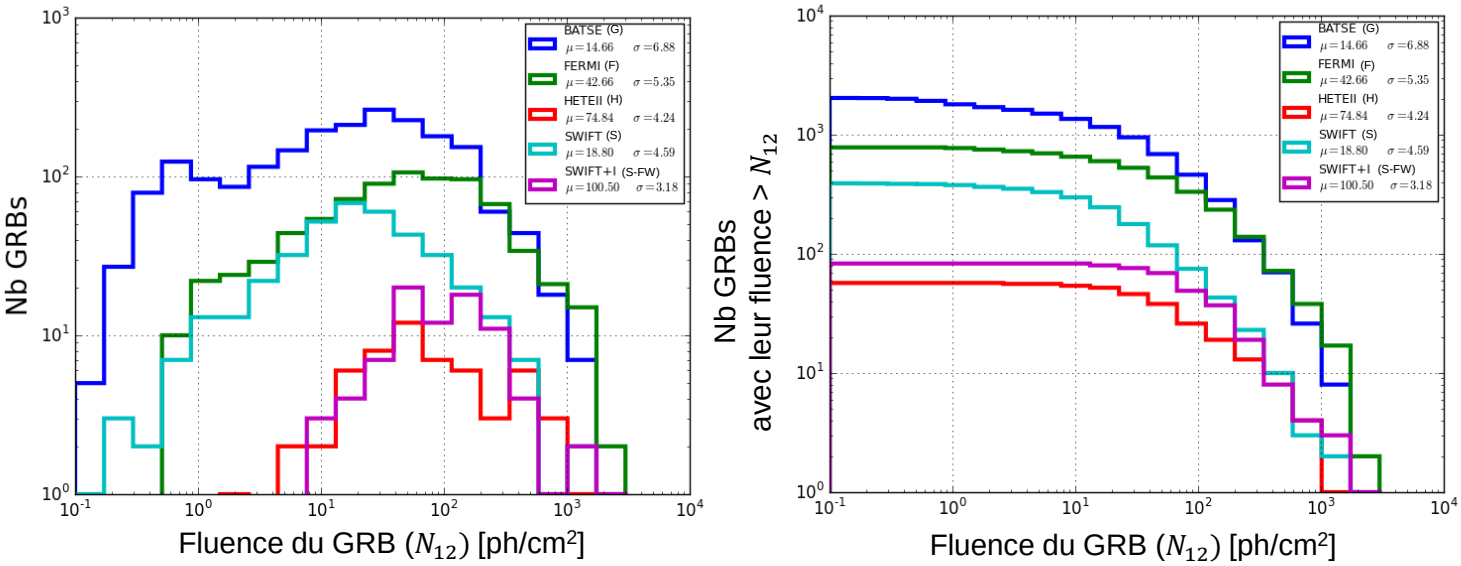


FIGURE 4.12 – Distribution (à gauche) et distribution cumulative (à droite) de la fluence issue de l'ajustement du meilleur modèle spectral dans la bande d'énergie des instruments de départ pour les différents catalogues utilisés dans notre étude.

synthétiques sont brillants, facilement détectables par l'ensemble des instruments. Ils ne permettent pas d'évaluer les limites de détectabilité d'ECLAIRs. Un modèle de population créant des sursauts synthétiques à faible flux ou fluence permettra d'évaluer les limites de performance d'ECLAIRs.

De plus, comme démontré dans la section précédente, certains sursauts auront plus de chance d'être détectés par un instrument ou un autre suivant ses caractéristiques et celles de l'instrument. Ainsi, certaines populations de sursauts ont été détectées en très faible nombre (notamment celles riches en rayons X observées uniquement par la mission *HETE-2*). Les sursauts synthétiques créés à partir des catalogues ne constituent donc pas une population représentative de celles existantes dans l'Univers. Il serait judicieux d'évaluer aussi les performances de détection et de localisation d'ECLAIRs sur ces populations dont on pressent l'existence. Pour cela, on peut utiliser un modèle de population, ce qui permettra de générer un grand nombre de ces populations. On pourra alors estimer l'espace de découverte d'ECLAIRs en terme de sursauts.

4.3.1 Principe du modèle

Un modèle de population synthétique de sursauts est défini par les différentes distributions des caractéristiques intrinsèques des sursauts gamma :

— taux comobile de sursauts $R_{\mathrm{GRB}}(z)$ en fonction du redshift,
— distribution de la luminosité bolométrique L_{bol},
— distribution des paramètres spectraux α, β, $E_{peak,src}$,
— distribution du profil temporel.

Le principe est d'ajuster la forme de chaque distribution pour reproduire au mieux les observations. Il faut alors prendre en compte les critères de sélection de chaque instrument. En pratique, on procède de la façon suivante :

— Pour chaque caractéristique du sursaut, on conjecture une forme de distribution originelle à partir des distributions observées par les différents instruments. Par exemple, la distribution de l'indice spectral à basse énergie suit une loi normale. La distribution en *redshift*

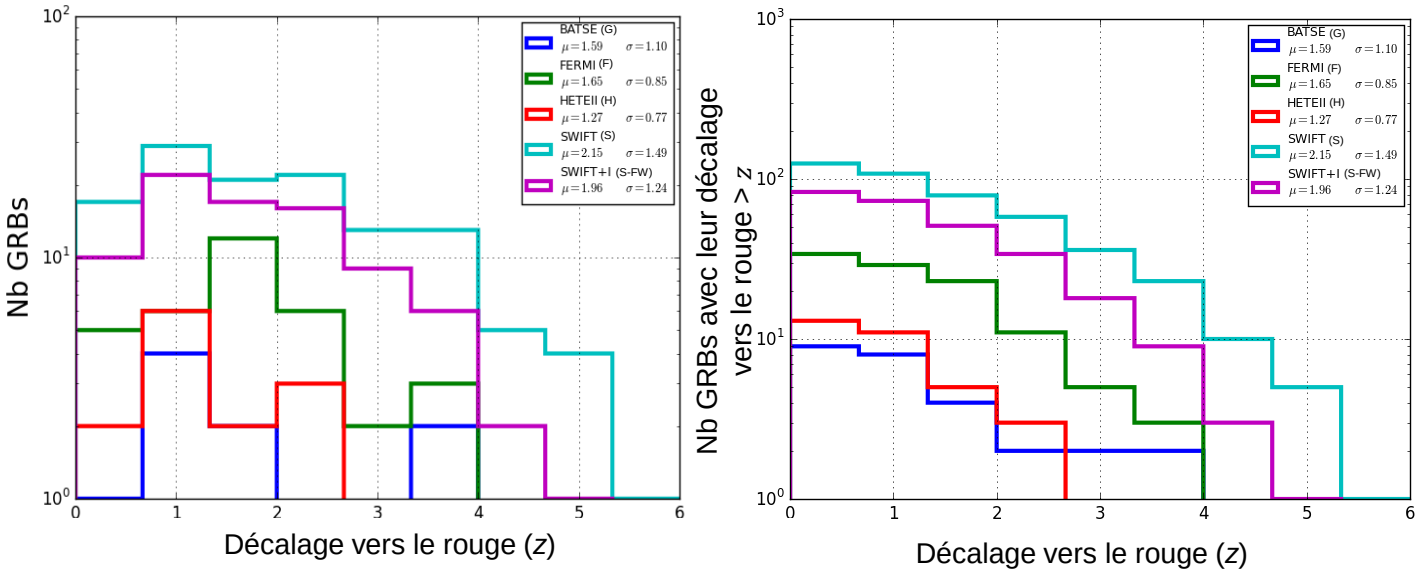


FIGURE 4.13 – Distribution (à gauche) et distribution cumulative (à droite) du *redshift* pour les différents catalogues utilisés dans notre étude.

suit une loi de puissance brisée, inspirée du taux de formation d'étoiles, mais supposant une efficacité de production des sursauts gamma plus élevée à grand *redshift* (Daigne et al. 2006, Wanderman & Piran 2010). On simule des sursauts synthétiques en tirant aléatoirement chaque caractéristique suivant ces différentes distributions.

— On simule la détection des sursauts synthétiques dans les instruments disponibles. On compare ensuite les distributions des caractéristiques des sous-échantillons de sursauts synthétiques « détectés » avec celles réellement observées.

— Suivant l'écart entre la distribution synthétique et observée, on ajuste les paramètres des distribution du modèle de population et on réitère le processus.

L'ajustement des paramètres de chaque distribution du modèle synthétique des caractéristiques est très difficile car il faut réaliser en même temps l'ajustement de tous les paramètres, et il y a des corrélations. Si on effectue cet ajustement de façon aveugle, on doit tester toutes les combinaisons possibles de paramètres pour toutes les distributions caractéristiques. Cela peut prendre des milliers d'heures de calculs.

4.3.2 Description du modèle

Modèle utilisé

J'ai utilisé le modèle de population synthétique d'Amy Lien (Lien et al., 2014), calibré à partir des sursauts *Swift*. On suppose que les sursauts observés par ECLAIRs auront pour la plupart les mêmes caractéristiques que de ceux détectés par *Swift*. En effet, il y a une similarité dans la bande en énergie et dans la technologie de l'instrument (spectro-imageur à masque codé). De ce fait, si ce modèle de population possède des erreurs systématiques dues aux résidus des biais instruments, celles-ci ont moins d'influence qu'un modèle basé sur une population de sursaut vue par un instrument complètement différent (exemple BATSE). À partir du modèle, on peut générer des sursauts synthétiques d'une plus grande diversité que ceux observés par *Swift* en terme de gamme de E_{peak} et de *redshift*. L'autre avantage de ce modèle est qu'il reproduit fidèlement les propriétés physiques de l'instrument ainsi que les algorithmes de détection du

taux de comptage et d'imagerie. Nous noterons que le processus d'imagerie est quant à lui approximé pour réduire le nombre d'heures de calcul. Ainsi, nous pouvons comparer les efficacités de performance de détection de BAT et d'ECLAIRs sur une même population, ce qui est un réel avantage car on connaît les résultats d'observation réelles de BAT.

Cette approche est une véritable alternative à la population synthétique crée à partir des catalogues existants. Néanmoins, ce modèle ne répond pas forcément à l'enjeu d'estimation du taux de production de sursauts gamma dans l'Univers. En effet, il est limitant de calibrer son modèle de population à partir d'un seul instrument (ici *Swift*-BAT). Le modèle risque de ne pas bien contraindre la population de certains sursauts, peu présents dans la population des sursauts détectés : sursauts courts, sursauts riches en rayons X durs. De plus, la description spectrale des sursauts est limitée et ne permet pas d'avoir une mesure raisonnable du paramètre E_{peak}. Cela risque aussi d'avoir une influence sur la normalisation du modèle.

Ainsi, dans le cadre du projet *SVOM*, un volet de la thèse de Jesse Palmerio portera sur la construction d'un modèle de population et de l'évaluation du taux de production de sursauts dans l'Univers (Palmerio, 2018). Ce dernier reprend les études présentées dans Daigne et al. (2006) et sera calibré sur plusieurs catalogues. Il permet d'avoir une diversité plus riche de sursauts. Ce modèle ne pourra pas reproduire de façon détaillée les algorithmes de détection de chaque mission. Lorsqu'il sera disponible, il pourra être utilisé pour mener la même étude que celle présentée ci-dessous.

Définition des distributions des propriétés intrinsèques des sursauts gamma

Je vais détailler ci-dessous les différentes distributions des grandeurs caractéristiques des sursauts gamma utilisées dans le modèle de population (Lien et al., 2014).

Décalage vers le rouge

Le taux apparent de sursauts gamma au *redshift* z vaut :

$$R_{GRB,\mathrm{obs}}(z) = \frac{1}{4\pi}\,\frac{R_{GRB}(z)}{1+z}\,\frac{\mathrm{dV}}{\mathrm{dz}}\,, \tag{4.38}$$

où $R_{GRB,\mathrm{obs}}(z)$ est le taux de sursauts par élément de volume comobile, et $\frac{\mathrm{dV}}{\mathrm{dz}}$ l'élément de volume comobile. Le terme $\frac{1}{1+z}$ vient de la dilatation des temps entre le référentiel de la source et celui de l'observateur. Le facteur $\frac{1}{4\pi}$ vient de l'isotropie de la distribution des sursauts gamma dans le ciel. L'élément du volume comobile est donné par :

$$\frac{\mathrm{dV}}{\mathrm{dz}}(z) = D_{H_0} \times \left(\frac{D_L}{1+z}\right)^2 \times F(z)\,. \tag{4.39}$$

où la distance de luminosité D_L ainsi que D_{H_0} et $F(z)$ ont été définis dans la section 4.1.2. On tire alors un *redshift* selon une densité de probabilité $p(z) \propto R_{GRB,\mathrm{obs}}(z)$. La forme du taux comobile est tirée de Wanderman & Piran (2010). C'est une loi de puissance brisée : le taux de formation de sursauts augmente jusqu'à z_1, puis diminue.

$$R_{GRB}(z) = R_{GRB}(z=0) \times \begin{cases} (1+z)^{n_1}\,,\ z \leq z_1, \\ (1+z_1)^{n_1-n_2} \times (1+z)^{n_2}\,,\ z > z_1, \end{cases} \tag{4.40}$$

où $R_{GRB}(z=0) = 0.42\ \mathrm{Gpc}^{-3}.\mathrm{yr}^{-1}$; $n_1 = 2.07$; $n_2 = -0.7$ et $z_1 = 3.6$.

Luminosité bolométrique au pic

On tire une luminosité bolométrique $L_{\mathrm{bol,peak}}$ rayonnée par le sursaut en utilisant la densité de probabilité suivante :

$$\phi\left(L_{\mathrm{bol}}\right) \propto \begin{cases} \left(\frac{L_{\mathrm{bol}}}{L_{\mathrm{bol}\star}}\right)^x,\ L_{\mathrm{bol}} < L_{\mathrm{bol}\star} \\ \left(\frac{L_{\mathrm{bol}}}{L_{\mathrm{bol}\star}}\right)^y,\ L_{\mathrm{bol}} > L_{\mathrm{bol}\star}\,. \end{cases} \tag{4.41}$$

où $x = -0.65$; $y = -3.0$ et $L_{\mathrm{bol}\star} = 10^{52.05}$ erg/s.

Energie du pic du spectre E_{peak}
Dans le référentiel de la source, on calcule $E_{peak,src}$ associé à la luminosité bolométrique $L_{\mathrm{bol},peak}$ à partir de la relation décrite par Yonetoku et al. (2004). On obtient :

$$E_{peak,src} = 1.8\,\mathrm{keV} \times \left[\frac{1}{2.34} \times 10^5 \times \left(\frac{L_{\mathrm{bol},peak}}{10^{52}\,\mathrm{erg/s}}\right)\right]^{0.5} = 372\,\mathrm{keV}\left(\frac{L_{\mathrm{bol},peak}}{10^{52}\,\mathrm{erg/s}}\right)^{0.5}. \tag{4.42}$$

À noter qu'A.Lien n'a pas pris en compte la dispersion de cette relation telle que décrite par Yonetoku et al. (2004). D'autre part, la réalité de cette relation reste très discutée en raison des nombreux biais de sélection (voir section 1.2.2 et Heussaff 2015). Ce point est donc une limitation du modèle considéré.

Indices spectraux
Le modèle spectral utilisé dans le cas de ce modèle de population est le modèle de Band (Band et al., 1993) (voir équation 4.22). On effectue un tirage des indices spectraux de basse et haute énergie sur des distributions normales. La distribution pour l'indice de basse énergie α suit une loi normale de moyenne $\mu = -0.87$ et d'écart-type $\sigma = 0.33$. La distribution pour l'indice de haute énergie β suivant une loi normale de moyenne $\mu = -2.36$ et d'écart-type $\sigma = 0.31$. Si $\alpha > 2$, on effectue à nouveau le tirage. De même si $\alpha - \beta > 0$, on effectue un nouveau tirage.

Spectre
Le modèle spectral utilisé dans le modèle de population (Lien et al., 2014) est le modèle de Band (voir équation 4.26). À partir des points précédents, on a tiré un E_{peak} et les indices spectraux α et β. D'après les définitions des sections 4.1.2 et 4.2.4, on a alors pour le spectre intrinsèque au pic :

$$P(E,t) = \frac{L_{\mathrm{bol}}}{E_{peak,src}^2} \times \tilde{B}\left(\frac{E}{E_{peak,src}}\right), \tag{4.43}$$

où le profil spectral normalisé $\tilde{B}$ a été introduit dans la section 4.2.4. On vérifie bien que :

$$L_{\mathrm{bol}} = \int_0^\infty L(E,t)\,\mathrm{d}E = \int_0^\infty E\;P(E,t)\,\mathrm{d}E = L_{\mathrm{bol}} \underbrace{\int_0^\infty x\;\times \tilde{B}\,(x)\;\;\mathrm{d}x}_{=1}.$$

À partir des formules des sections (2.2 et 4.1.2), on calcule le flux en photons $N_{peak,12}$ observé au pic dans la bande d'énergie de l'instrument $[E_{1,obs}, E_{2,obs}]$ en ph/cm^2/s, au *redshift* z selon la formule suivante :

$$N_{peak,12} = \frac{(1+z)}{4\,\pi\,D_L^2} \times \frac{L_{\mathrm{bol},peak}}{E_{peak,src}} \times \int_{(1+z)E_{1,obs}/E_{peak,src}}^{(1+z)E_{1,obs}/E_{peak,src}} \tilde{B}(x)\,\mathrm{d}x\;[\mathrm{ph/cm^2/s}]. \tag{4.44}$$

Le spectre correspondant est le suivant :

$$\bar{N}\,(E_{\mathrm{obs}}) = \frac{(1+z)^2}{4\,\pi\,D_L^2} \times \frac{L_{\mathrm{bol},peak}}{E_{peak,src}^2} \times \tilde{B}\left(\frac{(1+z)\,E_{\mathrm{obs}}}{E_{peak,src}}\right)\;[\mathrm{ph/cm^2/s/keV}]. \tag{4.45}$$

Dans l'équation 4.44, l'énergie $E_{peak,src}$ au dénominateur dans le préfacteur doit être convertie en erg. Dans l'équation 4.45, le terme $E_{peak,src}^2$ au dénominateur dans le préfacteur doit être décomposé en $E_{peak,src} \times E_{peak,src}$, avec l'énergie $E_{peak,src}$ convertie en erg uniquement dans le premier terme.

Profil temporel normalisé
J'ai utilisé une bibliothèque de courbes de lumière de 142 éléments construite par A.Lien et utilisée dans son modèle de population. Pour cela, cette dernière a stocké l'ensemble des courbes

de lumière de sursauts *Swift* dont le décalage vers le rouge a été mesuré. La soustraction du bruit de fond a été appliqué sur l'ensemble des courbes de lumière (voir 4.2.3) avec un seuil de 3 σ. Ainsi, sont conservés uniquement les bins de temps dont le flux est situé à plus de 3 σ de la ligne de base du bruit de fond. La courbe de lumière a ensuite été dilatée pour revenir à son profil originel dans le référentiel de la source. Chaque courbe de lumière a ensuite été normalisée par rapport au bin ayant le maximum de flux. On obtient finalement une courbe normalisée de la forme $\{\tilde{N}_i\}_{i\in[1,K]}$ où chaque valeur est comprise entre 0 et 1. On utilise ici les notations de la section 2.2 pour les intervalles de temps de $i = 1$ à K. Notons que les durées de chaque intervalle sont ici dans le référentiel source (la connaissance du *redshift* permettant cette correction). La durée des courbes de lumière dans le référentiel source varie de $T_{90} = 2.16$ secondes à 658.2 secondes avec une distribution donnée par la figure 4.15.

On tire aléatoirement un profil de courbe de lumière de cette bibliothèque.

Courbe de lumière

À partir de la courbe de lumière normalisée et du flux au pic, on obtient la courbe de lumière observée suivante :

$$N_{i,12} = \tilde{N}_i \times N_{peak,12} \text{ [ph/cm}^2\text{/s]} \tag{4.46}$$

Naturellement, l'échelle temporelle doit être multipliée par $(1+z)$ pour revenir dans le référentiel de l'observateur.

Distributions des grandeurs caractéristiques du sursaut gamma

Les figures ci-dessous 4.14, 4.16 et 4.15 montrent les distributions des caractéristiques des sursauts créés à partir du modèle de population (Lien et al., 2014) :

— la luminosité bolométrique,
— la durée T_{90},
— l'énergie E_{peak} dans le référentiel de l'observateur,
— la fluence dans la bande d'énergie d'ECLAIRs.

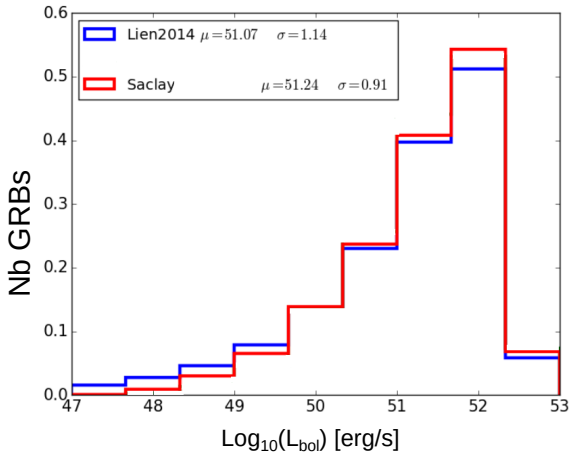


FIGURE 4.14 – Distribution normalisée de la luminosité bolométrique dans le référentiel de la source selon le modèle de population.

Sur la figure 4.14, sont représentées en bleue la distribution du modèle publié (Lien et al., 2014) et, en rouge, celle obtenue que j'ai obtenu en reproduisant ces résultats. On peut remarquer que cette distribution s'étale entre 10^{47} erg/s et 10^{53} erg/s. Les sursauts dont la luminosité

bolométrique est en dessous de 10^{50} erg/s ont été très rarement observés : on ne peut pas savoir s'ils existent vraiment et en quelle quantité. Rappelons que la distribution représentée dans la figure 4.14 est une distribution intrinsèque. Le sous-échantillon de ces sursauts détectables par BAT et/ou *SVOM* n'incluera pas les sursauts les plus faibles. Cependant, la normalisation du modèle est naturellement réalisée sur la fraction des sursauts détectés.

On note aussi que dans cet histogramme, les sursauts très brillants ou très faibles sont rares : ma simulation Monte-Carlo utilisant un nombre de tirages inférieur à celui d'Amy Lien, le profil de la distribution n'est pas similaire pour les bins de faible comptage.

Les figures 4.15 et 4.16 permettent de comparer les populations synthétisées à partir du modèle et celles véritablement observées par l'instrument BAT. L'article de Lien et al. (2014) présente les distributions des propriétés du sous-échantillon de sursauts synthétiques identifiés comme détectables par BAT. Elles ne sont pas représentées ici mais coincident bien avec la distribution observée. Nous remarquons que le modèle n'inclut pas les sursauts courts détectés par BAT. En effet, pour calibrer le modèle, Lien et al. (2014) a pris en considération uniquement une population réduite de sursauts observés par BAT dont le *redshift* était connu (voir section 4.3.2) et ne comportant un très petit nombre de sursauts courts. En revanche, le modèle inclut une plus grande gamme de $E_{\rm peak}$ que celle des sursauts observés par BAT. Enfin, la figure 4.16 montre à nouveau que la population synthétique comporte un nombre important de sursauts très faibles ce qui permettra de tester les performances de sensibilité d'ECLAIRs.

Implémentation du modèle de population

J'ai constitué une population synthétique de 2000 sursauts en tirant aléatoirement les propriétés selon les distributions qui seront utilisées lors des simulations de performance de détection (voir 5.4). Ce programme de simulation du catalogue synthétique a été réalisé avec Iaccopo Breschi (SEDI). Il a été implémenté sous forme d'un code *Python*.

4.4 Comparaison des populations de sursauts obtenues par les deux approches et conclusion

La figure 4.17 représente dans le plan durée-dureté les sursauts synthétique obtenus à partir des catalogues existants d'une part (à gauche) et à partir du modèle de population (à droite et en cyan) : la durée du sursaut (T_{90}) est donnée en abscisse et la valeur de l'énergie du pic du spectre E_{peak} (keV) en ordonnée. Nous notons qu'il y aussi un troisième axe caché pour décrire la diversité de la population : il s'agit de la fluence du sursaut. Cet axe est particulièrement bien décrit dans le cadre du modèle de population Lien et al. (2014).

On remarque que le modèle de population (Lien et al., 2014) comporte des sursauts longs voire très longs (car on produit un nombre important de sursauts à grand décalage vers le rouge). Il possède une quantité importante de sursauts riches en X. Cependant, le catalogue synthétique ne comporte pas de sursauts *X-ray Flashes*, population détectée par *HETE-2*. De plus, les catalogues existants possèdent en plus un nombre important de sursauts courts et de sursauts à forte dureté spectrale. Ainsi, cette comparaison montre les limites du modèle et ses avantages : une grande population de sursauts riches en X, des sursauts très longs au détriment de la population de sursauts durs et courts.

Ces deux approches pour créer des sursauts synthétiques permettent de construire une population de sursauts variée et diversifiée, permettant de très bien couvrir l'espace de paramètres de sursauts connus. On constate qu'il reste un espace de découverte dans la région non décrite pas ces deux approches : les sursauts les plus mous, dont $E_{peak} < 15$ keV. Cette population n'a été explorée jusqu'alors que par *HETE-2* et uniquement pour les sursauts longs. Elle est à la portée d'ECLAIRs grâce à son seuil bas de 4 keV.

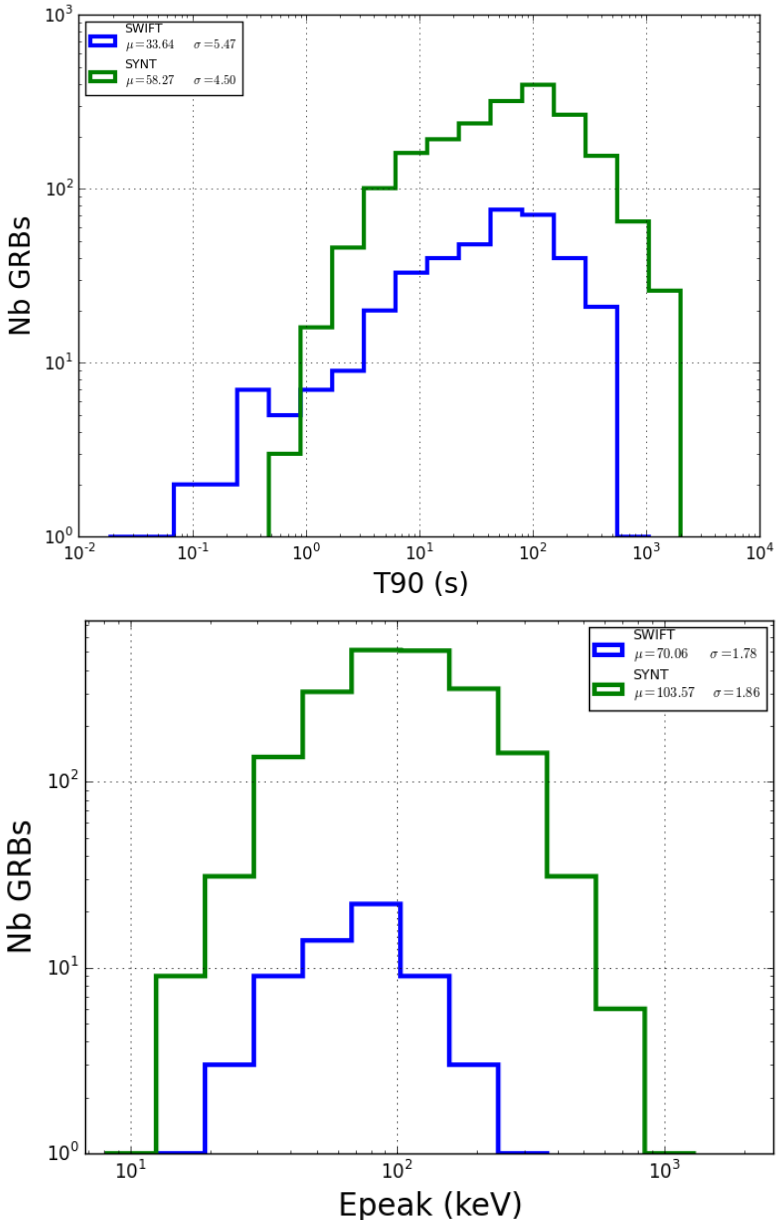


FIGURE 4.15 – En haut : Comparaison entre la distribution intrinsèque de la durée du sursaut dans le modèle de population de Lien et al. (2014) (en bleu) et la distribution observée telle qu'obtenu avec le catalogue BAT. En vert la distribution intrinsèque, et en bleu celle du catalogue BAT. En bas : Distribution du E_{peak} selon le modèle de population et selon le catalogue BAT.

En conclusion de ce chapitre, nous avons constitué plusieurs populations synthétiques de sursauts diversifiées et réalistes permettant de tester les performances de détection d'ECLAIRs. Cela permettra d'évaluer à partir des simulations de performance décrites dans le chapitre suivant les limites de détection d'ECLAIRs suivant les propriétés temporelles et spectrales des sursauts gamma.

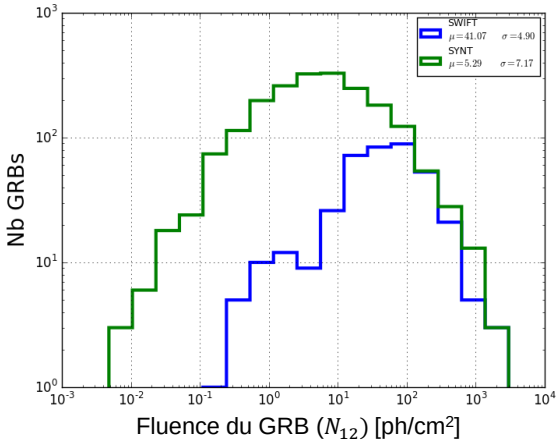


FIGURE 4.16 – Distribution de la fluence du sursaut gamma selon le modèle de population et selon le catalogue BAT.

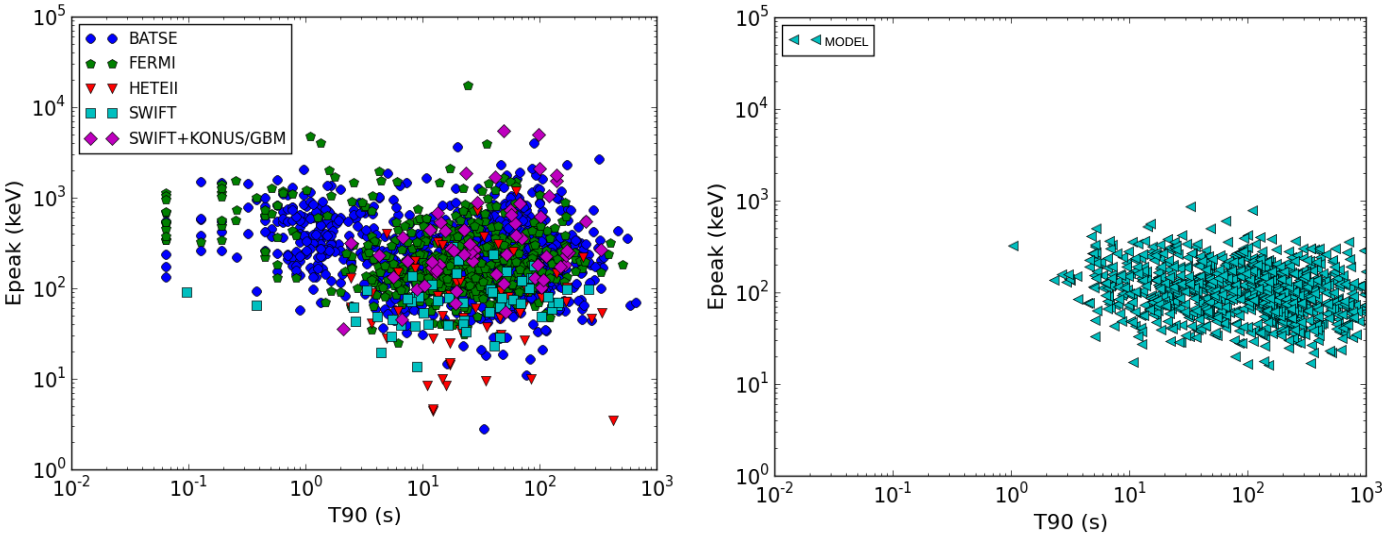


FIGURE 4.17 – Diagramme Dureté-Durée des sursauts créés à partir de catalogues existants et du modèle de population (Lien et al., 2014).

Chapitre 5

Simulations de performance de la détection et de la localisation des sursauts gamma par l'instrument ECLAIRs

Sommaire

5.1 Définition de l'efficacité de détection d'un sursaut gamma 124
5.2 Les deux approches de simulation de performance 125
5.3 Méthode statique 126
5.3.1 Méthode 126
5.3.2 Mise en œuvre et implémentation 127
5.4 Méthode dynamique 127
5.4.1 Méthode 128
5.4.2 Mise en œuvre et implémentation 131
5.4.3 Imagerie 134
5.5 Conclusion 134

Les chapitres précédents ont permis de constituer des sursauts synthétiques et du bruit de fond simulé dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Dans ce chapitre, je vais décrire les simulations que j'ai réalisées afin d'estimer les performances de détection et de localisation par cet instrument.

5.1 Définition de l'efficacité de détection d'un sursaut gamma

L'évaluation de la performance de détection de sursauts gamma par l'instrument ECLAIRs se traduit comme une mesure « d'efficacité de détection ». On calcule en premier la probabilité que l'instrument détecte le sursaut gamma pour une position donnée dans le ciel. Ensuite, on moyenne cette probabilité dans le champ de vue. L'efficacité de détection d'un sursaut gamma notée ϵ_{GRB} [1] consiste donc à évaluer l'efficacité moyenne de détection du sursaut sachant que ce dernier est présent dans le champ de vue de l'instrument. En effet, un sursaut sera plus brillant et plus facilement détectable dans l'axe de l'instrument que situé loin de cet axe.

1. Une autre notion est l'efficacité de détection d'un catalogue ϵ_{cat} qui correspond à la fraction de sursauts détectés sur l'ensemble d'un catalogue. Les résultats de cette efficacité seront présentés dans le chapitre 6.

ϵ_{GRB} dépend de trois facteurs. Le premier facteur, dépend des caractéristiques du sursaut (faible ou fort, long ou court, etc.) et de l'instrument, de la position du sursaut dans le champ de vue d'ECLAIRs (des sources trop faibles ne sont pas visibles à cause d'une sensibilité limitée). De plus, ϵ_{GRB} dépend de la variabilité et du niveau du bruit de fond (par exemple le passage de la Terre dans le champ de vue). Enfin, elle résulte de la capacité d'un algorithme à la détecter : une meilleure technique sépare davantage la composante du sursaut du bruit lors de l'analyse du signal. Ainsi, l'efficacité de détection se décompose de la manière suivante :

$$\epsilon_{\mathrm{GRB}} = \epsilon_{\mathrm{ins}} \times \epsilon_{\mathrm{trig}} \tag{5.1}$$

ϵ_{ins} représente l'efficacité de l'instrument à détecter et localiser la source, tandis que ϵ_{trig} est l'efficacité des méthodes de détection.

Il est difficile de mesurer séparement ϵ_{ins} et ϵ_{trig}. Nous allons donc mesurer l'efficacité globale ϵ_{GRB} suivant deux approches décrites dans la section suivante. Dans le chapitre 7, nous allons proposer des méthodes alternatives aux méthodes standard (trigger image et taux de comptage). Nous les testerons sur un même jeu de données et avec la même méthode de simulation dynamique de performance. Cela permettra d'évaluer l'écart relatif de ϵ_{trig} entre les méthodes de détection standard et celles alternatives.

5.2 Les deux approches de simulation de performance

Dans le but de réaliser une simulation de performance de détection et de localisation pour estimer l'efficacité de détection d'un sursaut gamma ou d'une population entière, il faut disposer d'un modèle de bruit de fond et d'une population synthétique de sursauts gamma (décrits dans les chapitres 3 et 4). Cette population a été réalisée à partir des catalogues existants de sursauts construits à partir des observations de missions précédentes (BATSE, *Swift*-BAT, *Fermi*-GBM, BAT + Konus, BAT + GBM, voir chapitre 4) ou d'un modèle de population.

À partir des caractéristiques du meilleur modèle spectral, on construit le spectre et la courbe de lumière en photons du sursaut gamma dans la bande d'énergie d'ECLAIRs (section 4.2.6).

On simule ensuite la propagation des photons du bruit de fond et du sursaut à travers l'instrument ECLAIRs comme décrit dans le chapitre 2.2. Puis on évalue suivant deux approches différentes de simulations la détection du sursaut à partir des coups reçus par l'instrument.

La première méthode de simulation se veut simple et rapide et est appelée « méthode statique ». Elle estime l'efficacité de détection d'un sursaut gamma par ECLAIRs. Sa rapidité permet d'analyser un nombre important de jeux de paramètres utilisés dans les algorithmes de détection embarqués et d'évaluer leur fluence sur les performances. Par exemple, le seuil au niveau de l'excès du taux de comptage (N_A ou N_S), les bandes d'énergie ou les échelles de temps. Cette première approche utilise une version simplifiée des méthodes de détection en calculant un rapport signal sur bruit entre la courbe de lumière du sursaut et le niveau de bruit suivant plusieurs échelles de temps. Par ailleurs, le système de détection par imagerie et par localisation des sources n'est pas modélisé (section 2.4.3).

La seconde méthode (appelée « méthode dynamique ») vise à étudier l'efficacité de détection d'un sursaut gamma par l'instrument ECLAIRs de façon plus détaillée. Elle permet également d'inclure les performances de localisation puisqu'elle simule le procédé d'imagerie à masque codé. Pour cela, elle utilise les méthodes standard (trigger taux de comptage et trigger image), décrites dans la section 2.4.6. Ces algorithmes traitent un par un les coups enregistrés sur le plan détecteur, et recherchent la signature d'une source transitoire dans le signal et en temps quasi-réel. Cette approche dynamique nécessite une simulation de type Monte-Carlo, qui a l'inconvénient d'être coûteuse en temps et en capacité de calcul. Son avantage est qu'elle permet de comprendre et d'analyser le comportement réel des algorithmes embarqués à bord d'ECLAIRs.

5.3 Première approche : méthode statique de simulation de la performance de détection d'ECLAIRs

Les simulations que j'ai effectuées avec Frédéric Daigne (IAP) permettent d'estimer l'efficacité de détection de sursauts gamma d'ECLAIRs, $\epsilon_{\rm GRB}$, suivant plusieurs bandes d'énergie et échelles temporelles. Ce simulateur est basé sur la détection d'un excès dans le taux de comptage enregistré sur la caméra. En revanche, cette détection n'est pas suivie d'une possible localisation de cet excès dans le ciel. Il n'y a pas non plus de recherche systématique d'un excès sur le ciel pour des pauses en temps d'une centaine de secondes. Bien qu'il ne s'agisse pas d'une simulation photon-photon, elle utilise certains résultats du modèle Géant 4 d'ECLAIRs telle que l'estimation de la surface efficace du détecteur $A(E_{\rm obs})$.

5.3.1 Méthode

1. **Prise en compte de l'instrument**. La courbe de lumière $\{N_{\rm i,34}\}_{i\in[1,K]}$ et le spectre $\{\mathcal{N}_{\rm j,34}\}_{j\in[1,L]}$ sont convertis en coups ECLAIRs à partir de la version simplifiée statique du modèle d'ECLAIRs. Pour cela, on prend en compte les résultats des simulations du passage des photons à travers le modèle d'ECLAIRs dans l'axe de l'instrument (voir section 2.3.4). On obtient alors la courbe de lumière et la fluence du sursaut $C_{\rm on}$ [coups] dans l'axe de l'instrument et dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Pour les notations, on peut se référer à la section 2.2.

   Le niveau du bruit de fond B (en coups) sur le détecteur est calculé à partir des résultats de simulations Géant 4 (voir section 3.2.2) : $b = 3082$ coups/s dans la bande d'énergie d'ECLAIRs (voir la section 3.4).

2. **Lissage de la courbe de lumière suivant différentes échelles de temps**. On souhaite déterminer le flux du sursaut pendant une durée définie. Pour cela, on effectue un lissage de la courbe de lumière sous forme d'une moyenne glissante suivant les différents pas de temps $\Delta t_{\rm i,obs}$={0.01, 0.02, 0.04, ... , 10.24, 20.48} secondes. Les pas de temps utilisés pour le lissage sont les mêmes que ceux des méthodes standard (voir section 2.4). À partir de cette courbe de lumière, on peut également identifier le pic du flux : on sélectionne ensuite le bin de la courbe de lumière maximal, $C_{\rm on,\,i_{max}}$ pour toutes les différentes échelles de temps. $i_{\rm max}$ représente l'intervalle de temps pour lequel le taux de comptage est maximal.

3. **Calcul du flux du sursaut en fonction de sa position dans le champ de vue**. Suivant la direction du sursaut (c'est à dire la position du sursaut dans le ciel), le flux arrivant sur le détecteur n'est pas le même. On en déduit que le flux maximal du sursaut $C_{\rm off,i_{max}}$ suivant les différentes échelles de temps, provenant du centre de chaque pixel du champ de vue d'ECLAIRs de coordonnées (x, y) est le suivant [2] :

$$C_{\rm off,i_{max}} = C_{\rm on,i_{max}} \times f_{\rm off}\,(x,y)\ \ [\text{coups/s}]\,. \tag{5.2}$$

   $f_{\rm off}$ est définie dans le chapitre 2, section 2.4.2.

4. **Calcul de l'efficacité de détection moyennée sur le champ de vue** $\epsilon_{\rm GRB}$. La probabilité que le sursaut soit détecté au dessus d'un seuil $N\,\sigma$:

$$\epsilon_{\rm GRB,x,y} \quad = \quad \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{C_{\rm off,i_{max}}}{\sqrt{B}} \geq N\,, \\ 0 & \text{sinon}\,. \end{cases} \tag{5.3}$$

2. Le ciel est discrétisé selon une matrice et (x, y) correspondent aux coordonnées d'un pixel du ciel

ce qui revient à :

$$\epsilon_{\mathrm{GRB,x,y}} = \begin{cases} 1 & \text{si } C_{\mathrm{off,i_{max}}} \times \sqrt{\Delta t_{i_{max}}} \geq N\sqrt{b}\,, \\ 0 & \text{sinon}\,. \end{cases} \tag{5.4}$$

On évalue l'efficacité de détection totale de chaque sursaut sachant qu'il est dans le champ de vue (pour les notations voir section 2.4.2).

$$\epsilon_{\mathrm{GRB}} = \sum_x \sum_y \frac{\Delta\Omega\,(x,y)}{4\pi}\ \epsilon_{\mathrm{GRB,x,y}}\,. \tag{5.5}$$

Cette probabilité varie de 0 à 1. On peut alors déterminer la meilleure probabilité de détection parmi les différentes échelles de temps.

5. **Résultats**. Pour chaque sursaut, les résultats de simulation donnent :
   — la probabilité de détection totale et maximale suivant la meilleure échelle de temps, moyennée sur le champ de vue,
   — la probabilité de détection moyennée sur le champ de vue, sachant que le sursaut est présent dans le champ de vue et suivant la meilleure échelle de temps (ce qui revient à remplacer 4π par $\Omega_{\mathrm{ECLAIRs,geo}}$ dans l'équation 5.5),
   — les probabilités de détection par échelles de temps,
   — la probabilité de détection dans le cas d'un sursaut placé dans l'axe,
   — le flux moyen du sursaut détecté (moyenné dans le champ de vue).

5.3.2 Mise en œuvre et implémentation

J'ai implémenté cette méthode statique en utilisant le language de programmation *Python*. Une version similaire existe au format *fortran*, développée par Frédéric Daigne (IAP). Les deux codes ont été développés conjointement pour vérifier chaque étape du développement, ce qui est très utile dans le cadre des simulations où aucune observation n'est disponible.

J'ai effectué une vingtaine de simulations de performance en utilisant différents catalogues, bandes d'énergies et seuils de détection. Ici, j'emploie le terme « simulation », pour parler d'une simulation de performance réalisée sur un catalogue donnée et qui permet de déterminer ϵ_{GRB} et ϵ_{cat}. Le temps de calcul est assez court : pour calculer l'efficacité de détection moyennée sur le ciel sachant qu'il est dans le champ, il faut compter 20 minutes de calcul sur un ordinateur doté d'un processeur Intel 7 pour un catalogue de type BATSE contenant 2000 sursauts.

Les résultats de performance de détection de chaque sursaut d'un catalogue sont contenus dans un fichier de synthèse au format *fits* avec pour chaque sursaut les champs listés dans la table 5.1. L'utilisation de cette synthèse pour évaluer l'efficacité du catalogue sera discutée au chapitre suivant. La table 5.1 montre les différents valeurs que l'on obtient à l'issue de la simulation. Les résultats de performance seront présentés dans la section 6.2.1.

5.4 Seconde approche : méthode dynamique de simulation de la performance de détection et de localisation d'ECLAIRs

La seconde approche proposée dans les pages suivantes se veut dynamique, contrairement à l'approche statique, pour permettre de tenir compte d'un bruit de fond variable en temps, comme le CXB modulé par les passages de la Terre dans le champ de vue de l'instrument. Les méthodes de détection embarquées traitent individuellement chaque coup enregistré sur le détecteur en temps quasi-réel. Le processus comporte aussi la construction d'images, la recherche d'excès dans ces dernières et leur localisation.

	Nom du Paramètre	Signification
Caractéristique sursaut	NAME	Nom du sursaut présent dans la simulation
	TBURST_I	Durée du sursaut dans la bande d'énergie originelle
	T90_I	T_{90} dans la bande d'énergie originelle
	T90_EC	T_{90} dans la bande d'énergie d'ECLAIRs
	INDEX	Indice de basse énergie
	EPEAK_I	E_{peak} calculé au *redshift* initial $z0$
	EPEAK_Z1	E_{peak} calculé à un *redshift* $z1$
	MOD_SP	Modèle spectral
	FLP_I	$\mathcal{N}_{12}$ dans la bande d'énergie originelle [ph/cm^2]
	FLP_EC	C_{12} dans la bande d'énergie originelle [coups]
	FLP_EC	$\mathcal{N}_{34}$ dans la bande d'énergie d'ECLAIRs [ph/cm^2]
	FLC_EC	C_{34} dans la bande d'énergie d'ECLAIRs [coups]
	FXP_EC	$N_{i_{max},34}$ dans la bande d'énergie d'ECLAIRs [ph/cm^2/s]
	FXC_EC	$C_{i_{max},34}$ dans la bande d'énergie d'ECLAIRs [coups/s]
	FXS_EC	$C_{i_{max},34} \times \Delta t_{i_{max},obs}$ intervalle de temps contenant le flux au pic [s]
	VAR_I	Variabilité de la courbe de lumière
Performance détection	ISCALES	$\Delta t_{i,obs}$={0.01, 0.02, 0.04, ..., 10.24, 20.48}
	FPCI_EC	$C_{i_{max},34}$ dans la bande d'énergie d'ECLAIRs [coups/s] pour toutes les tranches temporelles
	PR_ON	Probabilité de détection du sursaut dans l'axe par tranche temporelle
	PR_OFF	Probabilité de détection du sursaut par tranche temporelle
	PR_OFF_FOV	Probabilité de détection du sursaut par tranche temporelle sachant qu'il est dans le champ de vue
	PR_OFF_MAX	Probabilité de détection du sursaut maximale sachant qu'il est dans le champ de vue

TABLE 5.1 – Caractéristiques contenues dans un fichier de synthèse lors d'une simulation de performance suivant l'approche statique.

5.4.1 Méthode

Les simulations dynamiques que j'ai réalisées se déclinent en plusieurs étapes allant de la construction de données en entrée de l'instrument ECLAIRs à l'évaluation des performances de détection et de localisation.

Les différentes étapes s'articulent de la manière suivante :

1. **Simulation Monte-Carlo des photons entrant dans l'instrument**. Les données d'entrées de ces simulateurs sont les catalogues de sursauts synthétiques (section 4) et le bruit de fond (section 3.4).

   On va créer une liste de photons caractéristique du sursaut et du bruit de fond. Chaque photon est caractérisé par un temps, une énergie et une position dans le ciel (par la suite une position sur le détecteur). Je vais commencer par décrire la procédure de génération de données de sursauts. Cette procédure a été détaillée dans l'article Antier et al. (2015).

   (a) **Nombre de photons arrivant sur le détecteur**. Le nombre de photons $\mathcal{N}_{\text{tot,34,obs}}$ arrivant sur le détecteur est défini par rapport à la fluence du sursaut dans l'axe et dans la gamme d'énergie d'ECLAIRs $\mathcal{N}_{\text{34,obs}}$ multipliée par la taille du détecteur $\bar{A} = 1296\,\text{cm}^2$. La fluence est obtenue à partir du meilleur modèle spectral ajusté au sursaut $\mathcal{N}_{\text{j,obs}}$ et de la durée du sursaut T_{90} publiée. Ce nombre est ensuite réduit d'un facteur [3] $\cos\theta$ suivant la direction du sursaut par rapport à l'axe d'ECLAIRs, et dont sa détermination sera précisée dans les points suivants. Il en vient :

   $$\mathcal{N}_{\text{tot,34,obs}} = \mathcal{N}_{\text{34,obs}} \times \bar{A} \times \cos\theta \ \ [\text{photons}]\,. \tag{5.6}$$

   Le nombre de photons provenant du bruit de fond est déterminé sur la durée de la simulation notée T. On génère $\mathcal{B}_{\text{tot,34,obs}}$ photons de bruit de fond ordonnés en temps à partir du profil spectral défini par Moretti (2009) :

   $$\mathcal{B}_{\text{tot,34,obs}} = b_{\text{34,obs}} \times T \times \bar{A} \times \Omega_{\text{ini}} \ \ [\text{photons}]\,. \tag{5.7}$$

3. Pour des facilités de calcul, on créé une liste maximale comme si le photon était en axe que l'on réduira ensuite sur sa direction. Pour tenir compte de la direction de la source (définie par un angle θ, par rapport à l'axe de visée), on associe un nombre aléatoire à chaque photon compris entre 0 et 1. Si ce nombre est supérieur à $cos(\theta)$, alors le photon correspondant est éliminé de la liste.

avec $b_{34,\mathrm{obs}}$ le flux du CXB en ph/cm^2/s/sr dans la bande d'énergie d'ECLAIRs, $T = 1500$ s la longueur de la simulation et Ω_{ini}, l'angle solide que représente le cône circonscrit au champ de vue [4]. Il faudra ensuite réduire cette liste de $\mathcal{B}_{\mathrm{tot},34,\mathrm{obs}}$ photons pour prendre en compte la direction de chaque photon [5].

(b) **Date d'arrivée**. Pour chaque photon, on tire [6] une date d'arrivée en prenant comme loi de probabilité la courbe de lumière $\{N_{\mathrm{i},34}\}_{i\in[1,K]}$ normalisée à 1. On effectue un tirage de $\mathcal{N}_{\mathrm{tot},34,\mathrm{obs}}$ suivant la distribution normalisée temporelle. Ce principe est illustrée sur la figure 5.1. On affecte aux photons provenant du sursaut un délai temporel (en général de 700 s). En effet, les méthodes standard ont besoin d'un temps d'initialisation pour ajuster correctement le modèle du bruit de fond aux données.

La variation temporelle du bruit de fond est plate, oscillante autour de sa valeur moyenne b. On génère B photons de bruit de fond en tirant au hasard la valeur Δt entre le temps d'un photon et son prochain, avec Δ_t une valeur aléatoire pour l'intervalle en temps qui suit la distribution poissonnienne (avec moyenne déterminée à partir du taux moyen de photons CXB attendus sur la bande 4-150 keV et dans l'angle solide considéré).

(c) **Énergie incidente**. Les énergies attribuées aux photons gamma du sursaut sont tirées aléatoirement en prenant comme loi de probabilité le spectre normalisé à 1. (voir figure 5.1). Pour le bruit de fond, la méthode est la même avec le spectre de (Moretti, 2009) comme loi de probabilité.

(d) **Position des sources sur le ciel**. Les photons provenant du sursaut vont provenir d'une même direction (source ponctuelle) [7] alors que ceux du fond diffus ont une direction incidente distribuée de façon isotrope sur le ciel (source diffuse). On définit d'abord le passage de la Terre par un tirage uniforme d'une date dans l'année à partir d'un scénario « mission » fourni par le CNES. On tire une direction (θ, ϕ) pour le sursaut de façon isotrope dans le champ de vue après avoir vérifié si la position choisie n'est pas masquée par le Terre durant toute la durée du sursaut. Si tel est le cas, on va renouveler le processus. Comme expliqué dans le point précédent, cette direction choisie est prise en compte dans le calcul du nombre de photons arrivants sur l'instrument.

Pour chaque photon du bruit de fond, on tire une position dans le cône circonscrit au champ de vue Ω_{ini}. On vérifie si la direction de chaque photon du bruit de fond n'est pas masquée par la Terre (la procédure décrite dans la section 3.3.4), la position de cette dernière étant réactualisée toute les minutes.

2. **Position des photons sur le détecteur**. Par le procédé de lancé de rayons *ray-tracing*, on associe à chaque photon du sursaut ou du bruit de fond un pixel d'impact (k, l) de coordonnées (X,Y), uniformément sur le plan détecteur géométrique (de taille $\bar{A}$). Ainsi, si le point d'impact choisi est situé dans une zone inter-pixel (voir section 2.1.2), alors le coup ne sera pas pris en compte.

4. Lors du tirage de la position d'un photon, il est plus facile de tirer isotropiquement dans un cône que dans la forme pyramidale du champ de vue.

5. Pour des facilités de calcul, on créé une liste maximale comme si chaque photon du bruit de fond arrivait orthogonalement au plan détecteur. En réalité, la direction (définie par θ,ϕ) doit être prise en compte. Pour ce faire, on ne conservera que $1/\cos\theta$ photons pour une direction donnée.

6. Le principe de tirage aléatoire d'une quantité x avec une densité de probabilité $f(x)$ sur l'intervalle $[a, b]$ est le suivant :
— on tire t variable aléatoire uniforme sur [0,1]
— on calcule $x = F^{-1}(t)$ avec $F(x) = \int_a^x p(x)\mathrm{dx}$ la fonction de répartition de la variable x.

7. Pour calculer ϵ_{GRB}, il faut connaitre la probabilité de détection moyennée dans le champ de vue. Ainsi, on va réitérer plusieurs fois les simulations en choisissant à chaque fois une position du sursaut isotrope aléatoire. Le nombre total de tirages de la position est N_{tir}=70.

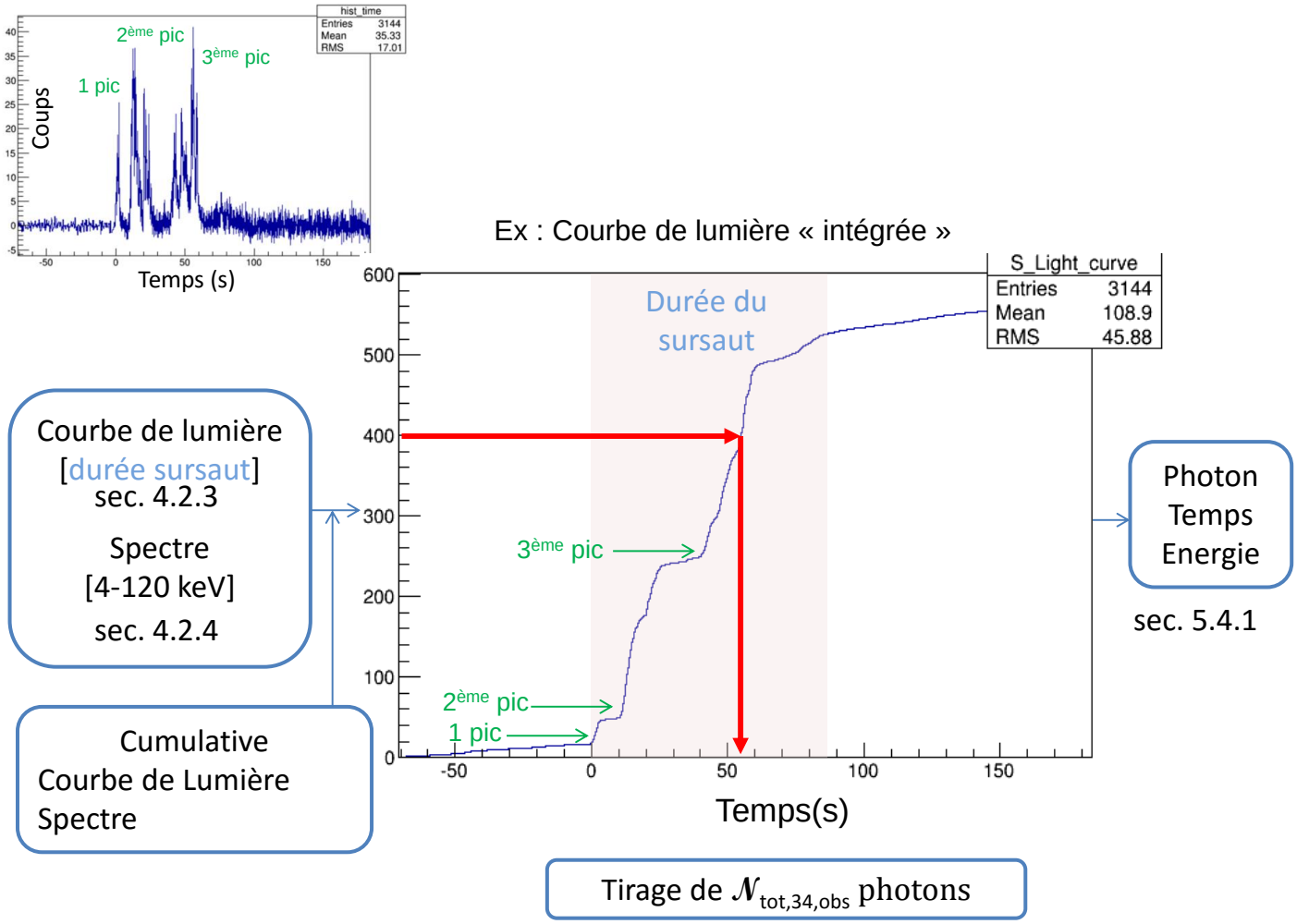


FIGURE 5.1 – Génération de données photons du spectre et de la courbe de lumière d'un sursaut.

Catégorie	Nom du Paramètre	Signification
Paramètres d'entrées	GRB_name	Nom du sursaut présent dans la simulation
	srcX, srcY	Position du sursaut sur le ciel
Conversion photons-coups	Frac_IO	Rapport entre le nombre de coups et le nombre de photons
Passage Terre	Frac_EO	Fraction du champ de vue occulté par le Terre
Résultats trigger image	B_Fnd_img	Indicateur de détection du sursaut (0 ou 1)
	FA_img	Nombre de fausses alertes pour une simulation
	SNRFA_img	SNR moyen des fausses alertes
	Ftbeg_img, Otbeg_img	Date du début de l'échelle de temps qui a déclenchée
	FsliceDT_img,OsliceDT_img	Longueur de l'échelle de temps qui a déclenchée
	Ftnow_img,Otnow_img	Date du déclenchement
	Festrip_img,Oestrip_img	Numéro de la bande d'énergie qui a déclenchée
	Fsigm_img,Osigm_img	Rapport signal sur bruit de l'excès dans l'image
	(FposX_img,FposX_img) et (OposX_img,OposX_img)	Position dans le ciel de l'excès
Résultats trigger taux de comptage	B_Fnd_ct	Indicateur de détection du sursaut (0 ou 1)
	FA_ct	Nombre de fausses alertes pour une simulation
	SNRFA_ct	SNR moyen des fausses alertes pour une simulation
	Ftbeg_ct, Otbeg_ct	Date du début de l'échelle de temps qui a déclenchée
	Fscale_ct,Oscale_ct	Numéro de l'échelle de temps qui a déclenchée
	Ftnow_ct,Otnow_ct	Date du déclenchement
	Festrip_ct,Oestrip_ct	Numéro de la bande d'énergie qui a déclenchée
	Fzone_ct,Ozone_ct	Numéro de la zone qui a déclenchée
	Fsigm_ct,Osigm_ct	Rapport signal sur bruit de l'excès dans l'image
	(FposX_ct,FposX_ct) et (OposX_ct,OposX_ct)	Position dans le ciel de l'excès

TABLE 5.2 – Fichier de synthèse comportant des informations sur le sursaut à détecter, sa position et les caractéristiques des déclenchements dans le cas de l'approche dynamique pour évaluer ϵ_{GRB} et ϵ_{cat}.

3. **Énergie des photons sur le détecteur** À partir de la droite d'impact définie par le pixel touché et la direction d'arrivée du photon, on vérifie si le photon du sursaut ou du bruit de fond est passé à travers une partie codante du masque. Sinon, le photon est rejeté car il sera considéré comme étant absorbé dans le blindage.

   Pour connaître l'énergie enregistrée sur le détecteur, on utilise la même redistribution en énergie (dépendante de l'énergie incidente et de l'opacité du masque) décrite dans 2.3.3.

4. **Applications des algorithmes de détection**. Les étapes précédentes ont permis de générer les coups reçus sur le détecteur. Chaque coup du détecteur est caractérisé par un temps, une énergie, une position (X,Y) sur le détecteur. On fait passer un à un les coups dans les simulations des algorithmes de détection communément appelés « simulations triggers ». On fait tourner les deux algorithmes de déclenchement : le trigger image et le trigger taux de comptage.

5. **Résultats**.
   Les méthodes de détection alimentent au cours des traitements un fichier résumé, comportant les informations du type :
   — le niveau de bruit de fond estimé.
   — les échelles de temps construites (spécifique au trigger taux de comptage).
   — les SNR_{img} associés aux différentes échelles de temps, bandes d'énergie, et zones du détecteur.
   — si le SNR_{img} est suffisant, les résultats de l'imagerie pour la meilleure combinaison « échelle de temps - bande d'énergie - zone ». Dans ce cas, il est évalué le nombre de coups dans l'image, le niveau du bruit de fond dans l'image, la position dans l'image, le SNR , et l'affinage de la position du pic maximal.
   Les informations sont stockées dans un fichier sous un format texte à chaque simulation.

5.4.2 Mise en œuvre et implémentation

J'ai réalisé des simulations en utilisant différents échantillons : catalogues existants ou population synthétique (Lien et al., 2014). Ici, j'appelle « simulation », une série temporelle de photons à analyser, constituée d'un sursaut du catalogue positionné aléatoirement dans le champ

Catalogues	BATSE, *Fermi*-GBM *HETE-2*-Frégate, *Swift*-BAT BAT + Konus, BAT + GBM
Modèle de population	Lien,2014
Bande d'énergie	4-120 keV
Nombre de positions aléatoires du sursaut	$N_{\text{tir}} = 70$
Exclusion	La recherche d'excès dans le cas du procédé d'imagerie ne s'effectue pas sur les 10 pixels du bord

TABLE 5.3 – Propriétés des données générées de sursauts

de vue, auquel on a ajouté du bruit de fond. Les tables 5.3 et 5.4 et regroupent les paramètres utilisés pour la génération des données bruit de fond et de sursaut gamma. Cette série est ensuite passée à travers les différentes étapes du simulateur dynamique : passage des photons à travers le modèle de l'instrument via CxgSim et application des algorithmes de détection. Ainsi, c'est en regroupant plusieurs simulations du même sursaut (mais à des positions différentes dans le champ de vue) que l'on peut déterminer ϵ_{GRB}. Les différentes étapes du processus de la méthode dynamique sont résumées dans la figure 5.2.

Les résultats portant sur les déclenchements du trigger image et taux de comptage permettent de déterminer ϵ_{GRB} et ϵ_{cat}. Si les algorithmes ont déclenché, les caractéristiques de ce déclenchement sont regroupées dans le fichier de synthèse (temps du déclenchement, échelle de temps, bande d'énergie, position dans l'image du déclenchement, etc). Dans le cas de plusieurs déclenchements de l'analyse de la série temporelle par les algorithmes, seules les informations du premier et de celui qui est maximal (c'est à dire dont le score en SNR dans l'imagerie est le meilleur) sont enregistrés. Dans le cas de non-déclenchement, les valeurs sont mises à zéro. Les informations contenues dans le fichier de synthèse sont présentées dans le tableau 5.2. Les informations relatives aux déclenchement du trigger image sont notées « _img » tandis que celles relatives au trigger taux de comptage sont notées « _ct ». Les informations liées à une première alerte commencent par la lettre « F » tandis que celles relatives au déclenchement maximal sont notées « O ».

On a aussi calculé le nombre de déclenchements des algorithmes non liés au sursaut. Pour cela, on effectue la liste des déclenchements dus aux excès dans l'image, dont le seuil est au dessus de 6.5 σ. On compare la localisation de ces déclenchements par rapport à la localisation du sursaut. Si la localisation trouvée diffère d'une distance de plus de 2 pixels par rapport à la position vraie, alors le déclenchement est considéré comme une fausse alerte. Ainsi pour chaque simulation, on détermine le nombre de fausses alertes et la moyenne en rapport signal sur bruit des fausses alertes.

Les simulations ont été réalisées en utilisant les différents programmes du simulateur CxgSim et du logiciel de traitement scientifique (Schanne et al., 2014). À l'origine, ces programmes fonctionnaient par séries de commandes et se lançaient sous une machine *linux*. Une simulation incluant la génération de coups du sursaut (la génération d'un bruit de fond étant effectuée précédemment et stockée dans un fichier), suivi de l'analyse des comptages par le trigger taux de comptage et image durait $T_{\text{simu}} = 40$ secondes. Ainsi, pour déterminer l'efficacité ϵ_{GRB} d'un sursaut gamma (et pour $N_{\text{tir}} = 70$), il fallait compter 46 minutes. Sachant un catalogue de N_{cat} sursauts, un nombre de tirages de leur position N_{tir}, le temps de calcul T_{cat} est de :

$$T_{\text{cat}} = T_{\text{simu}} \times N_{\text{cat}} \times N_{\text{tir}} \tag{5.8}$$

À titre d'exemple, pour le catalogue BATSE, j'ai réalisé $70 \times 2000 = 140000$ simulations (avec

Nombre de simulations	100
Durée	1500 s
Bande d'énergie	4 – 150 keV
Facteur amplificateur du niveau du bruit de fond	1.33
Passage Terre	Oui
Fichier CNES Passage Terre	B1_1min_DirTerre (2008)
Tirage position année	10 – 300 jours
Modèle fond diffus cosmique	(Moretti, 2009)
Ajout d'une composante plate (électrons piégés)	0.003 coups/cm^2/s/keV

TABLE 5.4 – Propriétés des données générées du bruit de fond

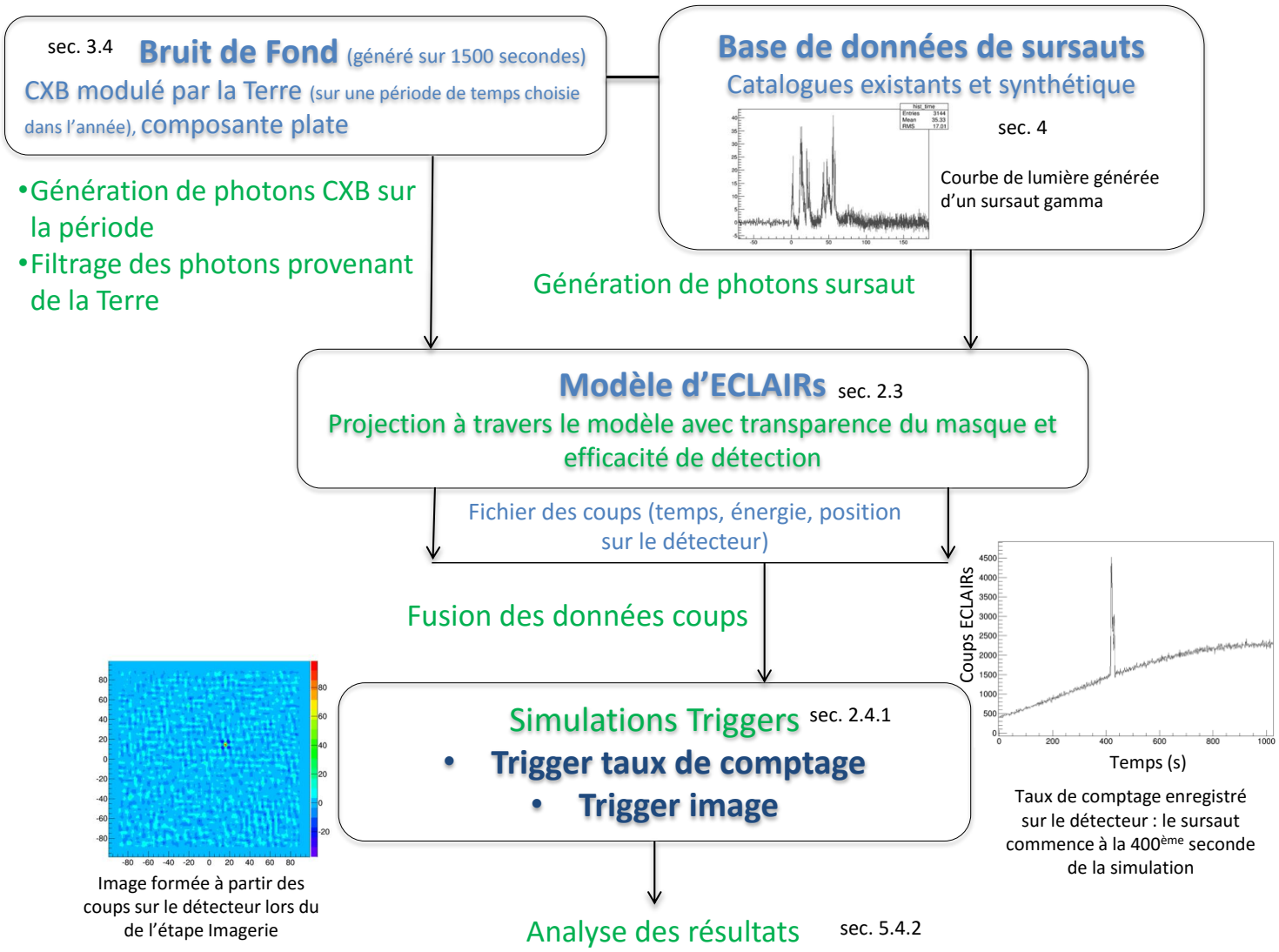


FIGURE 5.2 – Présentation des méthodes de simulations.

$N_{\text{tir}} = 70$ et $N_{\text{cata}} = 2000$). Pour déterminer le calcul d'efficacité de détection d'un catalogue ϵ_{cat}, il fallait donc 64 jours.

De ce fait, j'ai mis en place un logiciel automatisé appelant les différentes commandes du simulateur. J'ai parallélisé les différentes tâches et j'ai fait tourner le simulateur général sous une ferme de calcul interne au SAp (de 220 processeurs) [8]. Ainsi, pour déterminer l'efficacité ϵ_{GRB} d'un sursaut gamma (et pour $N_{\text{tir}} = 70$), il fallait compter 38 secondes. Pour calculer ϵ_{cat}, il faut alors $T_{\text{cat}} = 21$ heures. À cela, il faut ajouter un temps d'attente pour que les différents *process* des machines soient disponibles. On est donc passé de 64 jours à 21 h, ce qui a permis d'utiliser la méthode dynamique dans les résultats de performance. Bien que la méthode dynamique ne permet pas de faire autant de simulations de la méthode statique, elle permet d'évaluer les performances de localisation d'ECLAIRs.

5.4.3 Imagerie

La méthode dynamique permet d'évaluer les performances de localisation d'ECLAIRs. Dans cette section, on décrit la procédure qui a conduit à l'étalonnage de la courbe de la PSLE, permettant de définir la boîte d'erreur de la localisation d'une source ponctuelle (section 2.4.5). Elle exprime qu'avec 90% de chance la position reconstruite de la source d'un excès donné se trouvera à l'intérieur d'un cercle de rayon PSLE. Cette formule, rappelée ci-dessous, possède un paramètre K qui doit être mesuré à partir des résultats de simulations de détection de sursauts.

$$\text{PSLE} \simeq \frac{K}{\text{SNR}} \tag{5.9}$$

K est à ajuster à partir d'un grand nombre de sursauts gamma distribués dans le champ de vue et d'une large gamme de rapport signal sur bruit.

On utilise les résultats de la méthode dynamique de simulations et de localisation décrites dans la section 5.4.1, avec les réglages décrits dans 5.4 et 5.3, appliquée aux sursauts *Fermi* et BATSE. Pour chaque sursaut, on calcule l'angle entre la position estimée et la position réelle.

La figure 5.3 représente l'écart de localisation en minutes d'arc en fonction du rapport signal sur bruit de la première alerte (au seuil $N_A = 6.5$) et de l'alerte optimale, c'est à dire l'alerte qui maximise le rapport signal sur bruit dans l'image (au seuil $N_S = 10$). Chaque point représente une simulation où on a placé un sursaut isotropiquement sur le ciel. On modélise l'évolution de l'erreur de localisation (PSLE) en fonction du rapport signal sur bruit de l'exès dans l'image par un modèle de la forme $\frac{K(m,d)}{\text{SNR}}$. L'ajustement du modèle sur le nuage de points s'effectue par rapport à la fraction de points situés au dessus de la courbe de tendance (5 % pour la courbe orange, 10 % pour la courbe rouge ou 20 % pour la courbe verte).

Par ajustement de la valeur de K de telle sorte à avoir 90% des source en dessous de la courbe, on obtient $K = 2.39^{+0.03}_{-0.04}$ en utilisant le catalogue de sursauts *Fermi*.

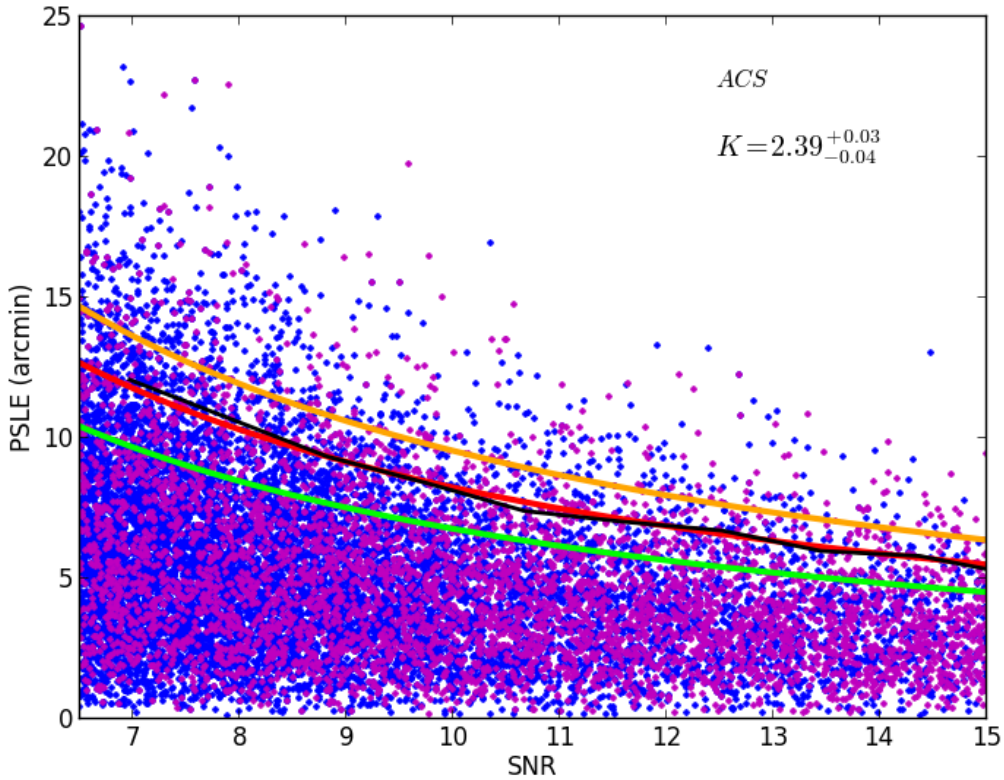
Un résultat similaire est obtenu avec les sursauts BATSE : $K = 2.34^{+0.01}_{-0.02}$.

5.5 Conclusion

Le chapitre a expliqué le principe de simulations de performance statique et dynamique développées dans le cadre de ma thèse. Après la mise en place de ces outils, on va les appliquer à un très grand nombre de sursauts pour déterminer l'efficacité de détection d'ECLAIRs ϵ_{GRB} pour un sursaut gamma ou pour une population entière ϵ_{cat}.

8. Sur les 200 processeurs qui sont partagés par l'ensemble du laboratoire, j'utilisais une cinquantaine de processeurs en moyenne pour les simulations.

Avec le catalogue *Fermi*/GBM



Avec le catalogue *Batse*

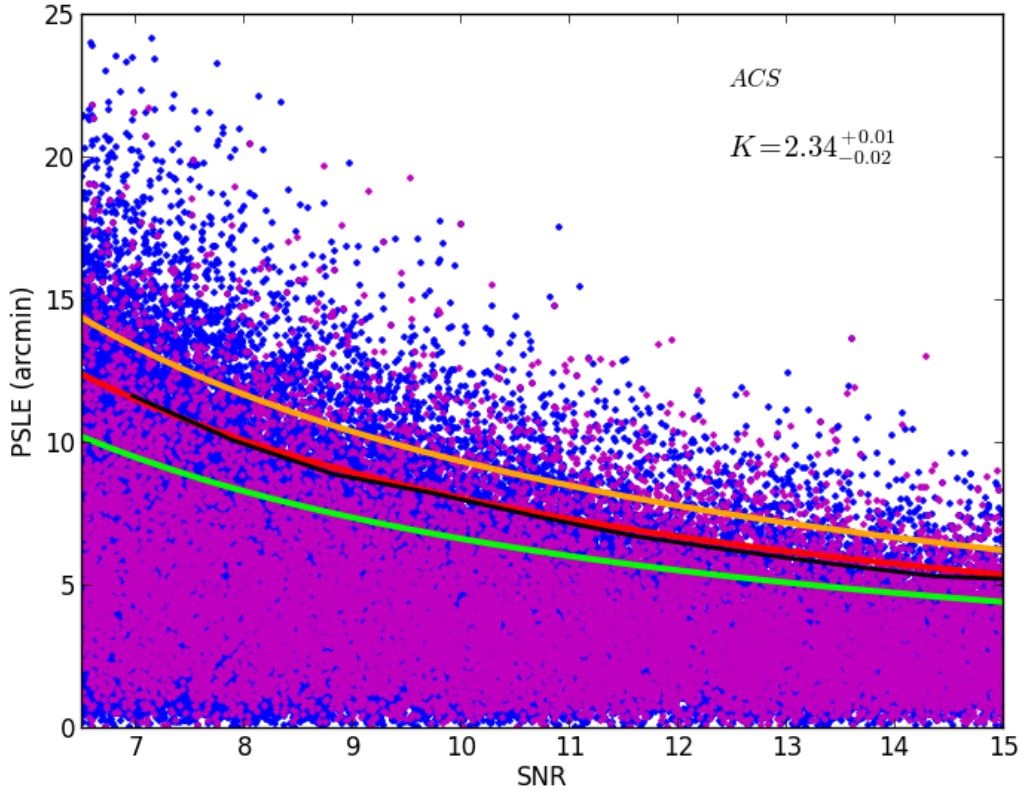


FIGURE 5.3 – PSLE vs SNR et résultat de l'ajustement du modèle de l'équation 5.9 à partir des simulations de performance de localisation pour la première alerte (mauve) et pour l'alerte où le niveau de confiance est maximal (bleu) et en utilisant les catalogues de sursauts GBM et BATSE.

Chapitre 6

Prédiction du taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs et diversité des sursauts détectés

Sommaire

6.1 Méthode . . . 136
6.1.1 Efficacité de détection à l'échelle d'une population . . . 137
6.1.2 Description des simulations réalisées . . . 137
6.1.3 Bilan des incertitudes . . . 138
6.2 Analyse des résultats de performance . . . 145
6.2.1 Efficacité de détection par ECLAIRs . . . 145
6.2.2 Effet du seuil de détection . . . 149
6.2.3 Effet de la bande d'énergie utilisée et du seuil bas en énergie . . . 151
6.2.4 Effet des zones du détecteur, uniquement pour le trigger taux de comptage 154
6.2.5 Effet des tranches temporelles utilisées . . . 155
6.2.6 Délais de détection . . . 156
6.2.7 Performances de localisation d'ECLAIRs . . . 159
6.2.8 Estimation du taux de fausses alertes . . . 160
6.3 Prédiction du taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs . . . 161
6.3.1 Une première approche (trop ?) naïve . . . 161
6.3.2 Une seconde approche plus précise : sursauts de type BATSE . . . 164
6.3.3 Sursauts de type GBM, BAT et *HETE-2* : le « bonus seuil bas » et le « bonus image » . . . 166
6.3.4 Apport du modèle de population (Lien et al., 2014) . . . 167
6.4 Caractéristiques des sursauts détectés par ECLAIRs . . . 168
6.4.1 Durée . . . 169
6.4.2 Paramètres spectraux . . . 169
6.4.3 Flux au pic . . . 170
6.4.4 Fluence . . . 170
6.4.5 Décalage vers le rouge . . . 171
6.4.6 Bilan général . . . 171
6.5 Conclusion . . . 171

6.1 Méthode

Dans cette section, nous présenterons la notion d'efficacité de détection à l'échelle d'une population (reposant sur les catalogues existants ou le modèle de population). Cette efficacité

est estimée à l'aide de simulations statiques et dynamiques présentées dans la section 6.1.2. Le calcul de son incertitude associée est décrite dans la section 6.1.3. Être capable d'estimer au mieux cette efficacité est indispensable pour prédire le taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs. Une autre information est cependant nécessaire : la normalisation de la population utilisée en entrée, qui sera discutée dans la section 6.3.

6.1.1 Efficacité de détection à l'échelle d'une population

La performance de détection d'ECLAIRs se décrit comme une mesure d'efficacité de détection (voir section 5.1). On rappelle que l'efficacité de détection d'un sursaut gamma, $\epsilon_{\rm GRB}$, introduite au chapitre 5, se définit comme la probabilité moyennée sur le champ de vue que l'instrument considéré détecte le sursaut gamma. Ici, nous étendons cette notion en définissant une efficacité de détection à l'échelle d'une population, $\epsilon_{\rm pop}$. On a alors :

$$\epsilon_{\rm pop} = \frac{1}{N} \sum_{1}^{N} \epsilon_{\rm GRB,i} \,. \tag{6.1}$$

avec N le nombre de sursauts présents dans la population synthétique considérée (à partir de catalogues existants référencés dans la table 4.1, ou du modèle de population Lien et al. 2014). Il faut calculer $\epsilon_{\rm GRB}$ sur plusieurs catalogues correspondant à des instruments passés ou actuels avec des caractéristiques différentes pour pouvoir tester la sensibilité d'ECLAIRs à toutes les populations de sursauts.

6.1.2 Description des simulations réalisées

Afin d'estimer les efficacités de détection $\epsilon_{\rm pop}$ d'ECLAIRs pour les différentes populations synthétiques (reposant sur les catalogues existants ou le modèle de population), j'ai utilisé les simulations statiques et dynamiques présentées dans le chapitre 5.

— J'ai défini un premier ensemble de simulations aussi bien pour l'approche statique que dynamique. Il s'agit pour chaque population synthétique (générées à partir des catalogues BATSE, *HETE-2*, *Swift*, *Fermi* ou du modèle de population) de simulations utilisant comme bande d'énergie $4-120$ keV et $15-120$ keV. Cela permettra de mettre en lumière l'apport du seuil bas d'ECLAIRs par rapport aux missions précédentes. Les résultats de ce premier ensemble peuvent être exploités avec le seuil de détection voulu (section 6.2.3). Par défaut, on adopte en général 6.5 σ pour le seuil taux de comptage (approche statique) et $N_A = 6.5\ \sigma$ pour le seuil image (approche dynamique).

— Les simulation statiques étant plus rapides, j'ai pu mener un ensemble de simulations complémentaires en faisant varier le seuil bas $E_{\rm min} = E_{\rm 3,obs}$ par pas de 1 keV de 4 à 25 keV pour une analyse plus fine du gain en taux de sursauts apporté par le seuil bas.

— Enfin, toujours avec les simulations statiques, j'ai étudié l'effet du seuil haut en effectuant des simulations pour chaque catalogue dans la bande d'énergie $4-250$ keV.

Pour chacune de ces simulations, j'ai déterminé l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$. J'ai ensuite extrait des simulations statiques et dynamiques des informations supplémentaires en plus de $\epsilon_{\rm pop}$. En particulier :

— nous pouvons étudier les seuils de détection (comptage et image) en rapport signal sur bruit (section 6.2.2) et l'influence du changement de ces seuils sur l'efficacité $\epsilon_{\rm pop}$ des différentes populations.

— dans le cas des simulations dynamiques uniquement, nous pouvons étudier les délais de détection, c'est à dire la durée entre le début du sursaut et l'instant où le sursaut est détecté (section 6.2.6).

— dans le cas des simulations dynamiques, on peut comment regarder comment la précision de localisation évolue en fonction de la première alerte ou d'une alerte générée plus tard avec un meilleur rapport signal sur bruit. (section 6.2.7).
— nous pouvons aussi donner des indications sur la population caractéristique d'ECLAIRs en fonction des propriétés temporelles des sursauts détectés (T_{90}), de leur caractéristiques spectrales ($E_{\rm peak}$) et de leurs intensités (fluence). Pour cela, nous construirons des histogrammes de toutes les propriétés des sursauts détectés et nous les comparerons aux distributions d'entrée.

Enfin, j'ai réalisé une série de simulations dynamiques supplémentaires en utilisant uniquement du bruit de fond (sur une durée de 42 heures) pour évaluer le taux de fausses alertes des méthodes standard, trigger image et taux de comptage (section 6.2.8).

6.1.3 Bilan des incertitudes

Je vais quantifier dans cette section les différentes sources d'incertitude associées à l'efficacité de détection d'un sursaut gamma, $\epsilon_{\rm GRB}$. On recense deux grandes sources d'incertitudes :
— liées aux propriétés spectrales et temporelles (ce qui affecte aussi bien l'approche statique que l'approche dynamique),
— liées aux erreurs statistiques introduites par les tirages dans le modèle Monte-Carlo (ce qui affecte uniquement l'approche dynamique).

Ensuite j'en déduirai l'incertitude associée à l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ d'une population de sursauts.

Sources d'incertitudes

Incertitude sur les paramètres d'entrée des sursauts gamma. Le fait que la mesure des propriétés d'un sursaut publiées dans un catalogue soit entachée d'erreur se traduit par une incertitude sur l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ par ECLAIRs :
— paramètres spectraux (voir section 4.2.4). L'incertitude sur ces paramètres peut être assez grande ; en particulier elle est importante pour les sursauts faibles,
— profil de la courbe de lumière. L'incertitude est ici principalement liée à la délicate question de la soustraction du bruit de fond présentée dans la section 4.2.3.

Je vais présenter ci-dessous ma démarche pour estimer l'incertitude correspondante sur l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$:
— *Influence des incertitudes sur les paramètres spectraux.* J'ai utilisé trois sursauts gamma représentatifs du catalogue BATSE (GRB000101_7929, GRB000103_7932 et GRB000111_7943), qui correspondent à des niveaux de détection variés dans ECLAIRs. Ils ont respectivement comme meilleur modèle spectral les modèles COMP, COMP et GLOG.
Pour chaque sursaut, j'ai généré 20 listes de photons (temps d'arrivée et énergie, voir chapitre 5) en gardant constantes la position dans le champ de vue d'ECLAIRs et la loi de probabilité des temps d'arrivée (profil de la courbe de lumière) mais en changeant à chaque réalisation la loi de probabilité des énergies des photons, qui est reliée au spectre (voir section 4.2.4 et la table 6.1). Pour cela, j'ai tiré au hasard les paramètres spectraux avec une loi normale (α,$E_{\rm peak}$) utilisant la moyenne et la variance de chaque paramètre données dans le catalogue d'entrée.
Pour chacun des trois sursauts, en utilisant les différentes listes de photons produites, j'ai réalisé plusieurs simulations dynamiques. L'histogramme du SNR dans l'image pour chaque sursaut est représenté sur la figure 6.2. Pour les deux sursauts brillants (GRB000101_7929, GRB000103_7932), la variation du SNR aussi bien pour le trigger taux de comptage que le trigger image est de l'ordre de 2 à 3. En ce qui concerne le sursaut faible GRB000111_7943, elle est de ΔSNR = 1.7.

Nom du sursaut	COMP	Amplitude (ph/cm^2/keV/s)	α	$E_{\rm peak}$
GRB000101_7929	COMP	$6.650\,10^{-3} \pm 6\,10^{-6}$	-1.29 ± 0.01	587 ± 24.3
GRB000103_7932	COMP	$6.406\,10^{-3} \pm 6\,10^{-6}$	-1.40 ± 0.03	132 ± 3
Nom du sursaut	COMP	Amplitude (ph/cm^2/keV/s)	$E_{\rm cen}$	s
GRB000111_7943	GLOG	$5.729\,10^{-3} \pm 2.18\,10^{-3}$	21 ± 9	1.47 ± 0.27

TABLE 6.1 – Paramètres spectraux des trois sursauts utilisés pour estimer l'incertitude sur l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ du à l'incertitude sur les paramètres spectraux.

Un changement de quelques unités du SNR pour les sursauts brillants n'aura aucune influence sur leur détection puisqu'ils sont détectés avec un SNR dans l'image très au-delà du seuil. L'incertitude sur les paramètres spectraux ne peut donc avoir une influence sur $\epsilon_{\rm GRB}$ que pour les sursauts faibles avec un SNR situé à quelques unités du seuil d'alerte. La table 6.2 donne la fraction de sursauts détectés par ECLAIRs dont le SNR dans l'image est proche du seuil [1]. La figure 6.1 montre l'histogramme des SNR dans l'image des sursauts détectés.

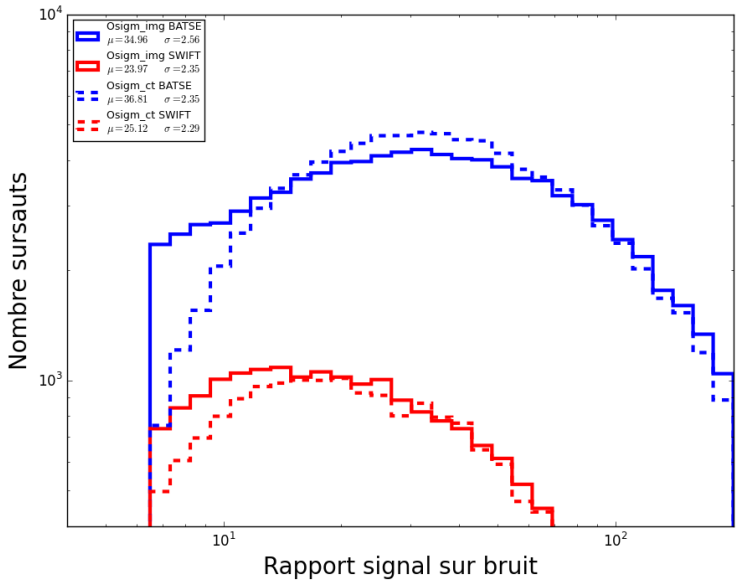


FIGURE 6.1 – Distribution du rapport signal sur bruit (SNR dans l'image) du trigger taux de comptage (noté « Otsigm_ct », en pointillé) et trigger image (noté « Otsigm_img », en trait plein) au niveau de l'alerte qui maximise le rapport signal sur bruit pour la population BATSE (en bleu) et *Swift* (en rouge).

Le pire des cas suppose qu'un sursaut avec un SNR compris entre le seuil $N_A = 6.5$ et $N_A + \Delta$SNR avec ΔSNR $= 1.7$ passe sous le seuil pour certains tirages dans la loi de probabilité des énergie. En se reportant à la table et en prenant une marge de ΔSNR $= 2.5$ (soit $N_A + \Delta\text{SNR} = 9\,\sigma$), la fraction maximale des sursauts en dessous de ce seuil (le cas pire correspond aux sursauts *Swift*) est de 8 %. Dans ce pire des cas, nous aurons une perte de 8 % des sursauts détectés par ECLAIRs. Nous fixons cette valeur $\Delta\epsilon_{\rm GRB} = 0.08$ comme valeur conservative pour l'incertitude liée aux paramètres spectraux.

— *Influence des incertitudes sur le profil de la courbe de lumière.* J'ai utilisé trois sursauts gamma (GRB000107-_7936, GRB000110_7942 et GRB000111_7943), représentatifs du catalogue BATSE, qui correspondent à des niveaux de détection variés dans ECLAIRs.

1. Pour chaque valeur de la table 6.2, on a pris la fraction maximale de sursauts détectés en dessous d'un certain seuil.

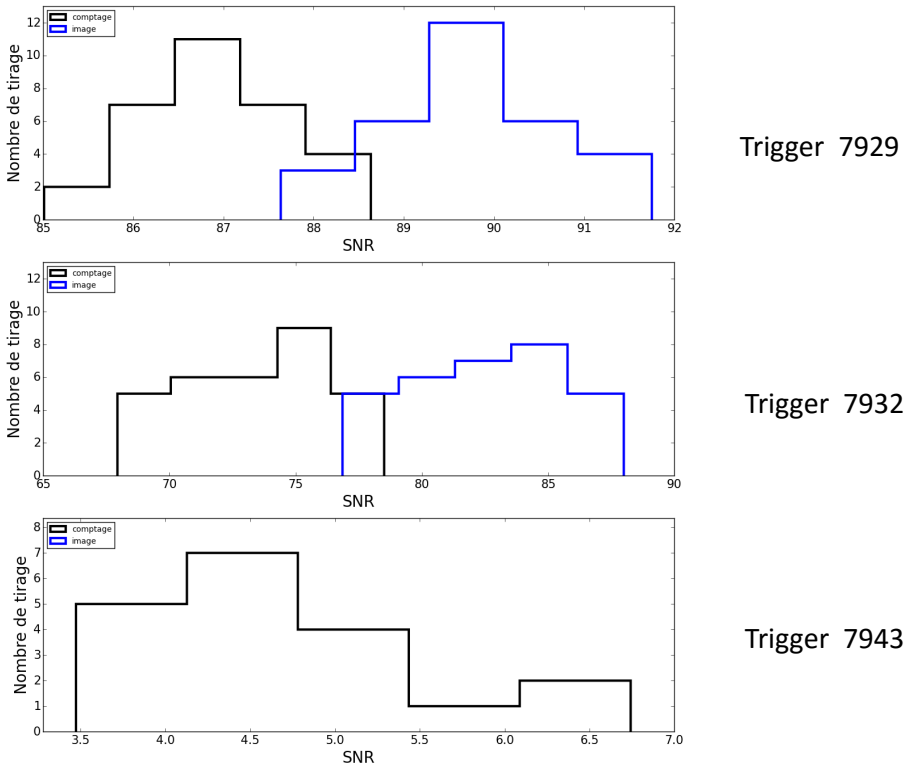


FIGURE 6.2 – Distribution du rapport signal sur bruit (SNR dans l'image) du trigger taux de comptage et trigger image de trois sursauts BATSE dont la liste de photons a été générée 20 fois en changeant à chaque réalisation la loi de probabilité des énergies des photons (voir texte).

Pour chaque sursaut, j'ai généré 20 listes de photons (temps d'arrivée et énergie, voir chapitre 5) en gardant constantes la position dans le champ de vue d'ECLAIRs et la loi de probabilité des énergies des photons mais en changeant la loi de probabilité des temps d'arrivée. Pour cela, j'ai changé le seuil de classement des photons en tant que bruit de fond, d'abord fixé à 0 σ puis 3.5 σ (voir section 4.2.3 et figure 6.3). Cet effet modifie uniquement le profil de la courbe de lumière, la normalisation étant donné par le spectre. Pour chacun des trois sursauts, en utilisant les différentes listes de photons produites, j'ai réalisé plusieurs simulations dynamiques. La figure 6.4 montre les résultats de cette analyse pour deux sursauts BATSE (GRB000107-_7936, GRB000110_7942). L'écart en SNR est très important au niveau du trigger taux de comptage : en effet, prendre un seuil à 3.5 σ au lieu de 0 σ pour la suppression du bruit de fond, pour un même nombre de photons produits par le sursaut, répartira davantage ces photons sur les pics forts.
Ainsi, le trigger taux de comptage aura plus de facilité à détecter le sursaut. En revanche, l'écart est moins important pour le trigger image qui opère son analyse sur des tranches temporelles longues (à partir de 20.48 s) : la structure fine du profil de la courbe de lumière n'aura donc pas d'influence. Ainsi, l'utilisation d'un seuil à 0 σ (telle qu'utilisé aussi bien dans les simulations actuelles statiques et dynamiques) se positionne déjà dans le cas le plus défavorable. Notre démarche permet d'être conservatif et nous ne tiendrons pas compte de cette incertitude dans le calcul de l'incertitude globale.

Incertitudes liées à la méthode Monte-Carlo. Les simulations dynamiques sont basées sur la méthode Monte-Carlo avec des tirages aléatoires. Il y a alors des incertitudes supplémentaires à prendre en compte.

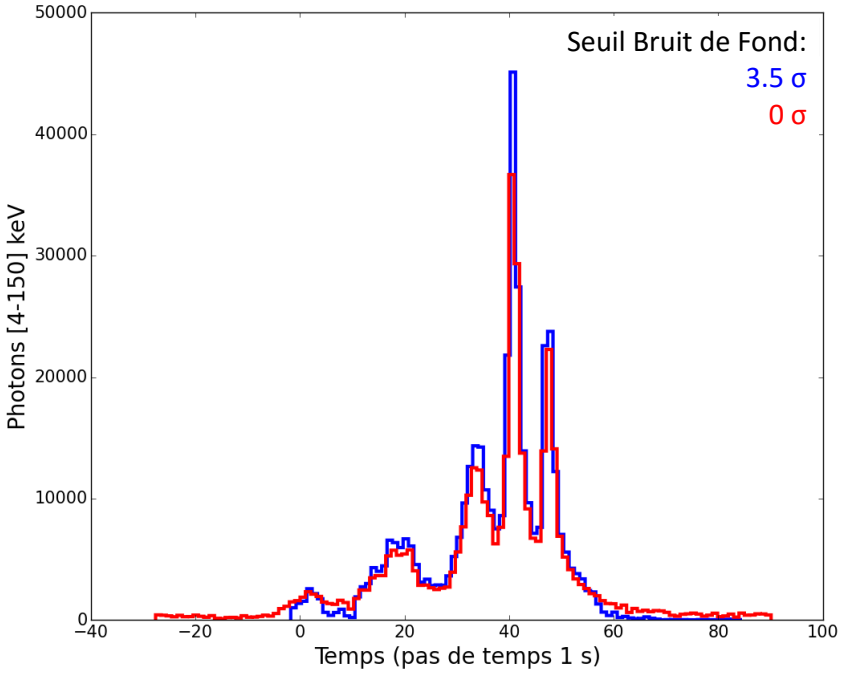


FIGURE 6.3 – Exemple GRB000101_7929 : courbe de lumière dans la bande d'énergie d'ECLAIRs, obtenue avec un seuil à 3.5 σ puis à 0 σ pour la suppression du bruit de fond.

Catalogues de sursauts	Fraction des sursauts détectés dont le SNR est en dessous de			
	7 σ	8 σ	9 σ	10 σ
BATSE	0.01	0.03	0.05	0.09
HETE-2	0.01	0.04	0.07	0.09
Fermi	0.01	0.03	0.05	0.07
Swift	0.02	0.05	0.08	0.11

TABLE 6.2 – Fraction des sursauts détectés dans les simualtions dynamiques dont le SNR dans l'image est en dessous d'un certain seuil. On prend la fraction maximale entre les résultats du trigger image et du trigger taux de comptage.

— *Génération de la liste de photons.* Pour estimer l'incertitude associée à ce tirage aléatoire, j'ai utilisé les trois sursauts BATSE (GRB000107-_7936, GRB000110_7942 et GRB000111_7943) de l'analyse précédente. Pour chaque sursaut, j'ai généré 20 listes de photons (temps d'arrivée et énergie, voir chapitre 5) en gardant constant la position dans le champ de vue d'ECLAIRs, les lois de probabilité des temps et des énergies des photons. La différence entre les listes de photons est due uniquement à l'effet du tirage aléatoire.

  La figure 6.5 montre la distribution du rapport signal sur bruit dans l'image de deux sursauts détectés obtenus à partir de vingt tirages de la liste de photons. La dispersion du SNR aussi bien pour le trigger taux de comptage que le trigger image est de l'ordre de 0.5 pour les sursauts GRB000107-_7936 et GRB000110_7942. D'après la table 6.2, en utilisant le cas pire c'est à dire les résultats pour les sursauts BAT, cette incertitude aura une influence au plus sur 2 % des sursauts des catalogues, ceux très proches du seuil d'alerte. Cet effet est largement négligeable par rapport à l'incertitude liée aux paramètres d'entrée des sursauts gamma.

— *Calcul de la moyenne sur le champ de vue.* Dans le cas de la simulation statique, l'efficacité

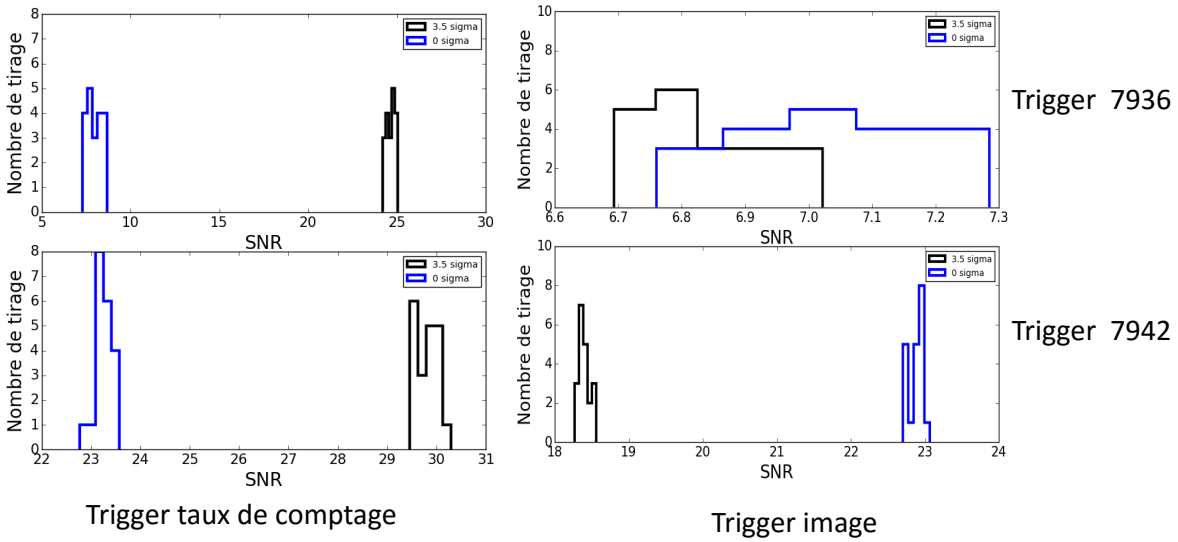


FIGURE 6.4 – Distribution du rapport signal sur bruit (SNR) du trigger taux de comptage et image de deux sursauts BATSE dont la liste de photons a été générée 20 fois et dont on a extrait le profil de la courbe de lumière en supprimant le bruit de fond avec un seuil fixé à $0\,\sigma$ et $3.5\,\sigma$ (méthode dynamique).

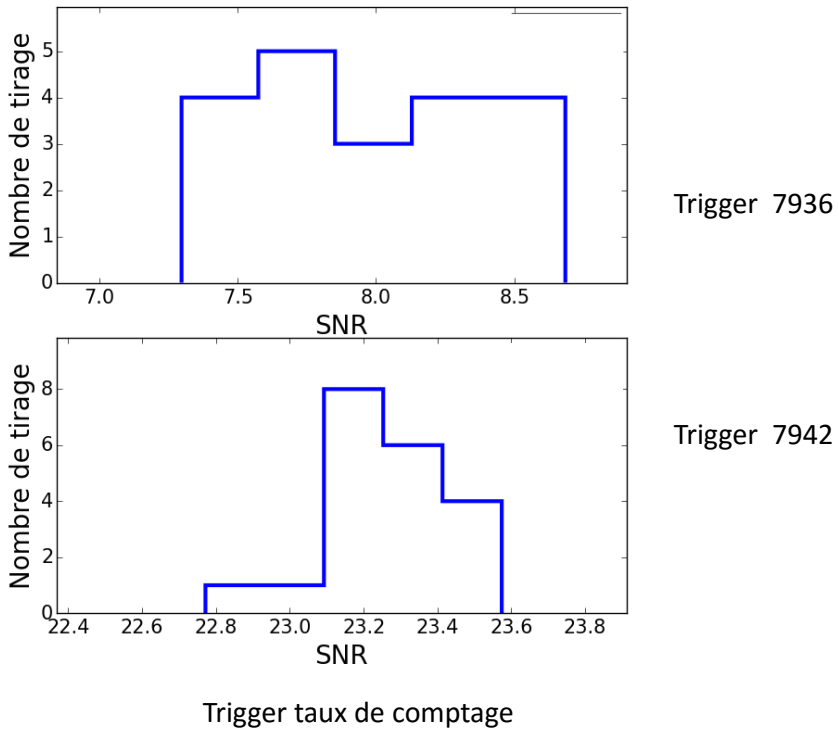


FIGURE 6.5 – Distribution du rapport signal sur bruit (SNR) de deux sursauts BATSE dont la liste de photons a été générée 20 fois avec les mêmes paramètres spectraux et le même profil temporel à une position donnée dans le champ de vue (méthode dynamique).

de détection ϵ_{GRB} est mesurée pour chaque pixel du ciel, ce qui permet de calculer exactement la moyenne. Dans le cas de simulations dynamiques, nous tirons au hasard et isotropiquement une position sur le ciel. Le nombre de tirages a été limité à $N_{\mathrm{tir}} = 70$ positions, ce choix étant principalement guidé par les exigences de temps de calcul.
Pour étudier l'incertitude associée à cette discrétisation assez grossière, j'ai réalisé un tirage de 1500 positions pour trois sursauts BATSE (GRB000107-_7936, GRB000110_7942 et GRB000111_7943). J'ai créé 15 lots de résultats dans chacun desquels le sursaut a été positionné à 10, 20, 30, ..., 100 positions différentes. J'ai ensuite calculé la moyenne et l'écart type entre ces lots (sur 15) et j'ai comparé avec la moyenne calculée à partir de 1500 positions.
La figure 6.6 montre les résultats obtenus pour les sursauts de type BATSE : GRB000107-_7936, GRB000110_7942 et GRB000111_7943. La moyenne de l'efficacité ϵ_{GRB} converge vers celle obtenue avec 1500 positions après avoir tiré au minimum 50 positions. En revanche, même avec 70 positions, le nombre de tirages retenu dans nos simulations, la dispersion reste élevée : nous adoptons la valeur conservative $\Delta\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.08$, représentative de ce qui est observé pour l'incertitude du sursaut faible GRB000111_7943, mais qui surestime l'incertitude pour les sursauts forts. Cette valeur fixe l'erreur associée au tirage lié au Monte-Carlo.

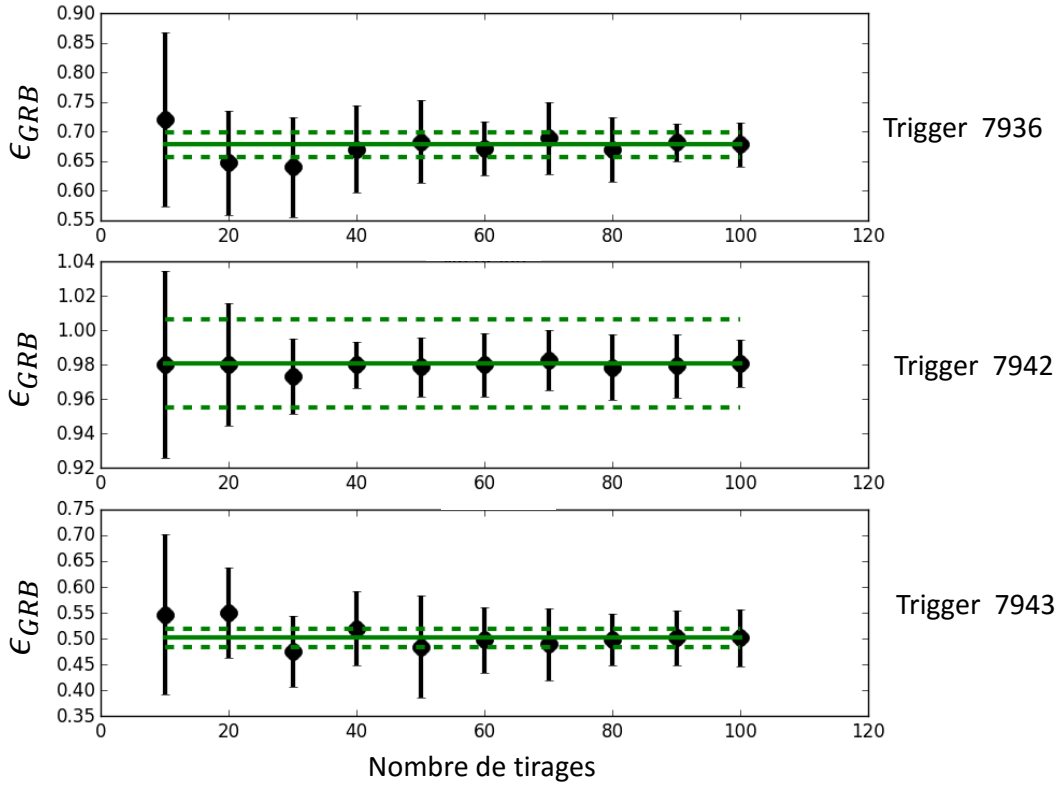


FIGURE 6.6 – Efficacité de détection de trois sursauts gamma BATSE en fonction du nombre de tirages de leur position dans le champ de vue pour la méthode dynamique. Les lignes vertes correspondent à la valeur moyenne (trait plein) sur 1500 positions et son incertitude associée (trait pointillé, calculé par $\epsilon_{\mathrm{GRB,1500pos}}/\sqrt{1500}$).

Bilan : incertitude sur $\epsilon_{\rm GRB}$. En prenant en compte les incertitudes liées aux paramètres d'entrées, on peut estimer que l'erreur associée à l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ mesurée par l'approche statique est de l'ordre de :

$$\Delta\,\epsilon_{\rm GRB,\,stat} = 0.08 \tag{6.2}$$

qui provient de l'incertitude liée à la mesure des paramètres spectraux.

Dans le cas de l'approche dynamique, il faut prendre aussi en considération l'incertitude liée au tirage de la position dans le champ de vue. Ainsi, l'erreur associée à l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ mesurée par l'approche dynamique vaut :

$$\Delta\,\epsilon_{\rm GRB,\,dyn} = \sqrt{0.08^2 + 0.08^2} = 0.11 \tag{6.3}$$

Calcul de l'incertitude sur l'efficacité de détection d'une population

Soit N le nombre de sursauts présents dans la population synthétique. Si l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB,i}$ de chaque sursaut est déterminée avec une incertitude $\Delta\epsilon_{\rm GRB,i}$, alors l'incertitude absolue sur l'efficacité de détection de la population $\epsilon_{\rm pop}$ vaut :

$$\Delta\epsilon_{\rm pop} = \frac{1}{N}\sqrt{\sum_{i=1}^{N}\Delta\epsilon^2_{\rm GRB,i}}\,. \tag{6.4}$$

L'incertitude relative correspondante vaut :

$$\frac{\Delta\epsilon_{\rm pop}}{\epsilon_{\rm pop}} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{N}\Delta\epsilon^2_{GRB,i}}}{\sum_{i=1}^{N}\epsilon_{\rm GRB,i}}\,. \tag{6.5}$$

Idéalement, on pourrait calculer $\Delta\epsilon_{\rm GRB,i}$ pour chaque sursaut mais cela demanderait d'effectuer un nombre très important de simulations. À partir de l'analyse qui précède, on majore l'incertitude par l'estimation conservative que nous avons obtenue :

$$\forall i \in [1, N]\,,\quad \Delta\epsilon_{\rm GRB,i} \leq \begin{cases} 0.08 & \text{(statique)} \\ 0.11 & \text{(dynamique)} \end{cases}\,. \tag{6.6}$$

En bornant $\Delta\epsilon_{\rm GRB,i}$ par cette valeur $\Delta\epsilon_{\rm GRB}$, on obtient une incertitude de l'efficacité de détection de la population $\epsilon_{\rm pop}$:

$$\Delta\epsilon_{\rm pop} \leq \frac{1}{N}\sqrt{\sum_{i=1}^{N}\Delta\epsilon^2_{\rm GRB}} = \frac{\Delta\epsilon_{\rm GRB}}{\sqrt{N}}\,, \tag{6.7}$$

et une incertitude relative :

$$\frac{\Delta\epsilon_{\rm pop}}{\epsilon_{\rm pop}} = \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{\Delta\epsilon_{\rm GRB}}{\epsilon_{\rm pop}}\,. \tag{6.8}$$

C'est cette incertitude qui est reportée dans les résultats d'efficacité présentés ci-dessous. Typiquement pour le catalogue BATSE ($N = 2000$ et $\epsilon_{\rm pop} = 0.7$), l'incertitude relative est de 0.4 % et pour le catalogue *HETE-2* ($N = 60$ et $\epsilon_{\rm pop} = 0.8$), l'incertitude relative est de 2 %.

6.2 Analyse des résultats de performance de détection et de localisation d'ECLAIRs

6.2.1 Efficacité de détection par ECLAIRs

Efficacité de détection pour les populations synthétiques obtenues à partir des catalogues existants

L'ensemble des résultats d'efficacité de détection ϵ_{pop} pour les méthodes statique et dynamique est synthétisé dans la table 6.3. Nous rappelons que nous utilisons une version simplifiée du modèle d'ECLAIRs et de son algorithme de détection dans le simulateur statique tandis que dans la méthode dynamique, ce sont les mêmes algorithmes de détection que ceux qui seront implémentés à bord d'ECLAIRs.

Catalogues de sursauts	Nb sursauts	ϵ_{pop} (%) méthode statique		ϵ_{pop} (%) méthode dynamique Trigger image et taux de comptage	
		$N_A = 6.5$	$N_S = 8$	$N_A = 6.5$	$N_S = 10.0$
BATSE (G/G)	2037	67.5 ± 0.2	62.6 ± 0.2	72.2 ± 0.2	64.5 ± 0.2
BATSE (K/K)	333	90.0 ± 0.4	87.7 ± 0.4	-	-
BATSE (K/G)	272	90.0 ± 0.4	87.6 ± 0.4	-	-
BATSE (G/G/K)	272	92.5 ± 0.4	90.7 ± 0.4	-	-
HETE-2 (H)	59	81.2 ± 1.0	77.8 ± 1.0	82.3 ± 1.5	73.8 ± 1.5
Swift (S)	392	62.6 ± 0.4	56.1 ± 0.4	76.6 ± 0.5	64.6 ± 0.5
Fermi (F)	783	78.0 ± 0.3	73.3 ± 0.3	84.2 ± 0.4	77.4 ± 0.4

TABLE 6.3 – Résultats d'efficacité de détection ϵ_{pop} de l'instrument ECLAIRs pour les différents catalogues de sursauts pour la méthode statique et dynamique. Les erreurs sont calculées en utilisant les résultats de la section 6.1.3. Les résultats de la simulation dynamique correspondent à l'efficacité obtenue pour chaque sursaut en prenant en compte les déclenchements du trigger taux de comptage ou du trigger image ou bien des deux. Les résultats d'efficacité ϵ_{pop} du trigger taux de comptage et image seront montrés séparément dans la table 6.4.

Catalogues de sursauts	ϵ_{pop} (%) trigger taux de comptage		ϵ_{pop} (%) trigger image		ϵ_{pop} (%) l'union des des deux	
	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$
BATSE	71.1 ± 0.2	63.4 ± 0.2	65.6 ± 0.2	59.1 ± 0.2	72.2 ± 0.2	64.5 ± 0.2
HETE-2	80.2 ± 1.5	72.3 ± 1.5	79.0 ± 1.5	69.7 ± 1.5	82.3 ± 1.5	73.8 ± 1.5
Swift	70.1 ± 0.5	58.4 ± 0.5	71.9 ± 0.5	60.3 ± 0.5	76.6 ± 0.5	64.6 ± 0.5
Fermi	83.5 ± 0.4	76.7 ± 0.4	74.7 ± 0.4	69.0 ± 0.4	84.2 ± 0.4	77.4 ± 0.4

TABLE 6.4 – Résultats d'efficacité de détection ϵ_{pop} des algorithmes trigger taux de comptage et trigger image pour les différents catalogues de sursauts (approche dynamique).

L'écart absolu de l'efficacité de détection ϵ_{pop} entre le modèle statique et le trigger taux de comptage et pour les catalogues de sursauts BATSE [2], *HETE-2* et *Fermi* est de moins de 7 % au seuil d'alerte. L'écart absolu est plus conséquent pour les sursauts BAT : de l'ordre de

2. Lorsque je ne précise pas le catalogue employé des sursauts BATSE pour créer la population synthétique, il s'agit par défaut du catalogue Goldstein et al. (2013) noté G.

14 % au seuil d'alerte (de l'ordre de 63 % en utilisant les simulations statiques, contre 76 % pour les simulations dynamiques). Les trois instruments BATSE, *HETE-2* et *Fermi* utilisent comme système de déclenchement, un algorithme reposant sur un excès du taux de comptage. Ce phénomène est particulièrement bien simulé par les simulations statiques alors qu'il y a aussi une confirmation par l'imagerie dans la méthode dynamique. En revanche, la méthode statique ne permet pas de proprement simuler l'apport du trigger image alors qu'une proportion non négligeable des sursauts *Swift* sont détectés uniquement par ce dernier. Cet effet expliquerait alors cet écart important.

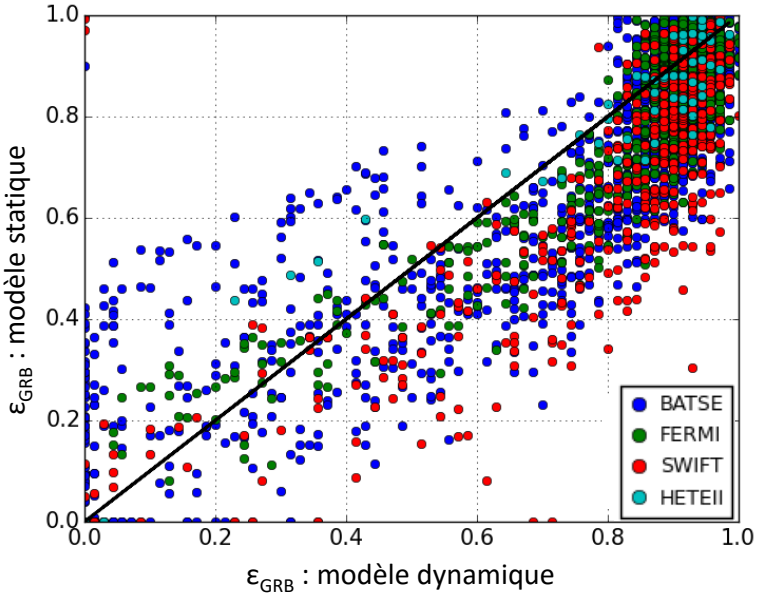


FIGURE 6.7 – Comparaison de la probabilité de détection de chaque sursaut pour les différents catalogues en utilisant les résultats de la méthode statique et dynamique

Pour étudier plus finement les différences d'estimation d'efficacité des deux méthodes statique et dynamique, j'ai représenté sur la figure 6.7, l'efficacité de détection des sursauts ϵ_{GRB} obtenu par la méthode statique sur l'axe des ordonnées en fonction de celle du modèle dynamique sur l'axe des abscisses. Les points correspondent chacun à un sursaut dont l'efficacité de détection ϵ_{GRB} a été mesurée par :

— la méthode statique, la détection s'effectue en comparant le rapport signal sur bruit dans le taux de comptage par rapport au seuil $N_A = 6.5$,

— la méthode dynamique, la détection s'effectue en comparant le meilleur rapport signal sur bruit dans l'image réalisé par le trigger taux de comptage ou le trigger image par rapport au seuil $N_A = 6.5$.

La droite en noir correspond à l'égalité de ces deux efficacités. Les points sont situés de part et d'autre de la diagonale à une distance maximale de 0.4. De plus, la figure montre que les points sont concentrés en haut à droite de la figure, ce qui indique qu'ils ont majoritairement une efficacité de détection ϵ_{GRB} supérieure à 0.6.

Examinons ces résultats par instrument :

— Les sursauts GBM et *HETE-2* sont des sursauts brillants dans la gamme d'énergie d'ECLAIRs. Ils sont facilement détectables aussi bien par la méthode statique que la méthode dynamique.

— Les sursauts *Swift* détectés en utilisant les deux simulateurs statique et dynamique sont représentés en rouge sur la figure. L'ensemble du nuage des points est situé généralement

en-dessous de la diagonale. Cela signifie que le modèle dynamique estime que l'efficacité de détection sera meilleure pour les sursauts BAT que le modèle statique. L'écart obtenu provient de l'apport du trigger image modélisé uniquement dans les simulations dynamiques. En effet, la population *Swift*-BAT contient des sursauts longs plus facilement détectables par un procédé en imagerie.

— Une proportion de sursauts BATSE a une efficacité nulle au niveau du modèle dynamique alors que leur efficacité est supérieure à 0.6 pour le modèle statique. Ces sursauts sont courts : bien que le rapport signal sur bruit au niveau du taux de comptage soit assez élevé, le rapport signal sur bruit dans l'image ne dépasse pas le seuil, ce qui ne valide pas la détection. Nous verrons dans le chapitre 7 que des méthodes alternatives aux méthodes standard peuvent favoriser davantage la détection de sursauts courts.

En conclusion, les deux approches statique et dynamique donnent des résultats similaires d'efficacité de détection pour les différents catalogues. La méthode statique sous-estime systématiquement l'efficacité de détection par rapport à la méthode dynamique. Cela est dû en autres au fait qu'un même seuil en taux de comptage et en image (par exemple $N_A = 6.5$) ne sont pas équivalents.

Après cette comparaison des résultats des deux méthodes, examinons plus en détail les résultats de la méthode dynamique. Au vue de la table 6.4, nos suppositions se sont confirmées : le trigger taux de comptage est plus efficace que le trigger image pour les sursauts détectés par BATSE et *Fermi*. En effet, BATSE et *Fermi* ont un logiciel embarqué qui fonctionne à partir d'un excès soudain du taux de comptage, telle qu'utilisée dans le trigger taux de comptage (et pas dans le trigger image). À l'inverse, le trigger image est plus sensible pour les sursauts détectés *Swift*. En effet, l'instrument *Swift*-BAT possède un logiciel embarqué de détection de sursauts qui recherche l'apparition d'un nouvel excès sur le ciel gamma suivant plusieurs tranches temporelles, méthode utilisée dans le trigger image [3]. Ce procédé est particulièrement efficace pour la quête de sursauts très longs.

Signalons enfin que quelques populations n'ont été simulées qu'avec la méthode statique et permettent d'étudier l'influence de l'une des hypothèses simplificatrices de notre méthode : le spectre du sursaut est constant pendant toute sa durée, alors qu'il est bien connu que les sursauts montrent une forte évolution spectrale. Pour cela, nous avons utilisé l'échantillon de sursauts brillants de BATSE pour lesquels une analyse spectrale dépendante du temps a pu être menée par Kaneko et al. (2006). Précisément, nous avons simulé les populations suivantes :

— du catalogue (K/K). Ce sont les 350 sursauts les plus brillants vus par BATSE dont l'analyse spectrale a été réalisée par Kaneko et al. (2006). L'analyse temporelle est quant à elle dégradée.

— du catalogue (K/G). Il s'agit de la même population que précédemement mais ces sursauts ont été produits à partir d'un profil temporel hautement résolue en temps.

— du catalogue (G/G/K). Ce sont les 272 sursauts du catalogue de (K/K) mais en utilisant les informations spectrales et temporelles fournies uniquement par Goldstein et al. (2013) pour comparaison.

— du catalogue (G/G). Ce sont 2037 sursauts du catalogue (Goldstein et al., 2013) qui sont utilisés dans l'approche dynamique.

Malheureusement, ces simulations complémentaires n'ont pas permis d'évaluer l'influence de l'absence d'évolution spectrale (voir la table 6.5). En effet, il n'y a pas de différences d'efficacité de détection entre les catalogues (K/K), (K/G) et (G/G/K) car il s'agit d'un échantillon de sursauts très brillants (condition nécessaire pour une analyse spectrale détaillée), aisément détectés par ECLAIRs. En revanche, dans le cadre du projet *SVOM*, j'ai réalisé une étude de performance de détection du système ECLAIRs-GRM. Pour cela, j'ai utilisé un sursaut brillant BATSE du

3. Par exemple, le trigger image de BAT détecte 20 % des sursauts dont le *redshift* est connu (Lien et al., 2016).

Catalogues	Nb de sursauts	$\epsilon_{\rm pop}$ (%)
BATSE (K/K)	333	90.0 ± 0.4
BATSE (K/G)	272	90.0 ± 0.4
BATSE (G/G/K)	272	92.5 ± 0.4
BATSE (G/G)	2037	67.5 ± 0.2

TABLE 6.5 – Résultats d'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ de l'instrument ECLAIRs pour les différents catalogues de sursauts BATSE pour un seuil de détection fixé à 6.5 (approche statique).

catalogue (K/K), GRB990712a, dont j'ai réduit progressivement le flux. On connait l'évolution spectrale pour ce sursaut : le spectre est plus dur au niveau du premier pic et devient plus mou ensuite. Les résultats de détection du système ont montré que lorsque le flux est très réduit, ECLAIRs ne détecte que l'émission riche en rayons X (et non le pic dur).

Efficacité de détection pour le modèle population

Les résultats d'efficacité de détection sont obtenus $\epsilon_{\rm pop}$ pour le modèle de population Lien et al. (2014) décrit dans le chapitre 4.

Catalogues de sursauts	$\epsilon_{\rm pop}$ (%) trigger taux de comptage		$\epsilon_{\rm pop}$ (%) trigger image		$\epsilon_{\rm pop}$ (%) l'union des des deux	
	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$
ECLAIRs [4-150] keV	12.6 ± 0.5	11.1 ± 0.5	20.5 ± 0.5	13.2 ± 0.5	21.3 ± 0.5	14.5 ± 0.5
ECLAIRs [15-150] keV	9.5 ± 0.5	8.4 ± 0.5	15.2 ± 0.5	9.7 ± 0.5	15.7 ± 0.5	10.8 ± 0.5
BAT [15-150] keV (Lien et al., 2014)	-	-	-	15	-	15

TABLE 6.6 – Résultats d'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ de l'instrument ECLAIRs en utilisant le modèle de population Lien et al. (2014). Ces résultats sont comparés avec ceux d'efficacité de l'instrument *Swift*-BAT sur le même modèle, obtenus avec l'étude de Lien et al. (2014).

Avant d'analyser ces résultats, il faut remarquer que par construction, le modèle de Lien et al. (2014) comporte une population de nombreux sursauts très faibles difficilement détectables, aussi bien par BAT que par ECLAIRs. Comme on peut le voir sur la table 6.6, l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ obtenue avec l'approche dynamique est de 21 % au seuil N_A dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. $\epsilon_{\rm pop} = 15$ % au niveau du seuil N_S.

Pour cette population synthétique, le trigger image est bien plus performant que le trigger taux de comptage. Pour un seuil $N_A = 6.5$, $\epsilon_{\rm pop} = 12.6 \pm 0.5$ % pour le trigger taux de comptage tandis que $\epsilon_{\rm pop} = 20.5 \pm 0.5$ % pour le trigger image. En effet, ce catalogue comporte une proportion importante de sursauts à haut décalage vers le rouge et de longue durée. La recherche d'un excès dans l'image construite sur un temps de pause long permet de mieux détecter les sursauts lointains.

Amy Lien a réalisé des simulations de performance pour l'instrument *Swift*-BAT en utilisant la même population synthétique. Les résultats sont détaillés dans l'article Lien et al. (2014). En comparant ces résultats, pour un seuil bas $E_{1,\rm obs} = 15$ keV pour BAT et pour $E_{1,\rm obs} = 4$ keV pour ECLAIRs, les efficacités de détection de l'instrument ECLAIRs sont les mêmes : $\epsilon_{\rm pop} = 15$ %. Ces résultats paraissent surprenants car la surface géométrique de l'instrument BAT est de 5200 cm^2, celle d'ECLAIRs est plus petite (1296 cm^2). Une explication provient du fait que le seuil bas de 4 keV d'ECLAIRs permet de détecter une population de sursauts riches en rayons X mais il faudrait aller plus loin dans la réflexion pour mieux expliquer ces résultats (par exemple, une autre piste serait la base de donnée de bruit de fond employée).

Ainsi, les résultats de performance de détection présentées dans cette thèse ont montré que les bonnes efficacités trouvées pour chaque population (catalogue ou modèle) permettent d'affirmer qu'ECLAIRs sera bien sensible à toute la population des sursauts dans leur diversité, ce qui sera mieux quantifié dans la section 6.2.2.

6.2.2 Effet du seuil de détection

L'approche statique permet dans un premier temps d'évaluer l'influence de la valeur choisie pour le seuil de déclenchement pour le taux de comptage. Les résultats de cette approche sont présentés dans la table 6.7.

Catalogues	Nb de sursauts	seuil	$\epsilon_{\rm pop}$ (%)
BATSE (K/K)	333	5.5 σ	91.3 ± 0.4
BATSE (K/K)	333	6.5 σ	90.0 ± 0.4
BATSE (K/K)	333	8.5 σ	87.7 ± 0.4
BATSE (K/G)	272	5.5 σ	91.2 ± 0.4
BATSE (K/G)	272	6.5 σ	90.0 ± 0.4
BATSE (K/G)	272	8.5 σ	87.6 ± 0.4
BATSE (G/G)	2037	5.5 σ	70.3 ± 0.2
BATSE (G/G)	2037	6.5 σ	67.5 ± 0.2
BATSE (G/G)	2037	8.5 σ	62.6 ± 0.2
HETE-2 (H)	59	5.5 σ	83.1 ± 1.0
HETE-2 (H)	59	6.5 σ	81.2 ± 1.0
HETE-2 (H)	59	8.5 σ	77.8 ± 1.0
Swift (F)	392	5.5 σ	66.5 ± 0.4
Swift (F)	392	6.5 σ	62.6 ± 0.4
Swift (F)	392	8.5 σ	56.1 ± 0.4
Fermi (F)	783	5.5 σ	80.6 ± 0.3
Fermi (F)	783	6.5 σ	78.0 ± 0.3
Fermi (F)	783	8.5 σ	73.3 ± 0.3

TABLE 6.7 – Résultats d'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ de l'instrument ECLAIRs pour les différents catalogues de sursauts et suivant plusieurs niveaux de seuils (approche statique).

Pour les catalogues (K/K) et (K/G) et *HETE-2*, regroupant un échantillon de sursauts très brillants, les efficacités de détection $\epsilon_{\rm pop}$ ne diminuent que de 4 % au maximum lorsque le seuil évolue de $N_A = 6.5$ à $N_A = 8.5$. L'effet du seuil aura donc peu d'influence pour ces populations.

Dans le cas des sursauts GBM, la perte relative en efficacité de détection entre $N_{\rm comp} = 5.5$ et $N_{\rm comp} = 6.5$ est de 3 % et de 6 % entre $N_{\rm comp} = 6.5$ et $N_{\rm comp} = 8.5$.

Pour les sursauts BATSE complet (G/G), on a effectué des simulations pour un niveau de seuil de détection de $N_{\rm comp} = 5.5$, $N_{\rm comp} = 6.5$ ou $N_{\rm comp} = 8.5$. La perte relative en efficacité de détection entre $N_{\rm comp} = 5.5$ et $N_{\rm comp} = 6.5$ est de 4 % et de 7 % entre $N_{\rm comp} = 6.5$ et $N_{\rm comp} = 8.5$.

La perte relative en efficacité de détection pour le catalogue BAT entre $N_{\rm comp} = 5.5$ et $N_{\rm comp} = 6.5$ est de 6 % et de 11 % entre $N_{\rm comp} = 6.5$ et $N_{\rm comp} = 8.5$. La population synthétique de sursauts *Swift* comporte un nombre important de sursauts faibles que l'on ne pourra pas détecter, du fait de notre petite surface de détection en comparaison avec celle de l'instrument BAT.

La méthode dynamique donnerait des résultats similaires pour l'effet du seuil sur le taux de comptage (voir la table 6.4). Elle permet de plus d'évaluer aussi l'influence de la valeur choisie

pour le seuil dans l'image.

L'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ de plusieurs catalogues synthétiques (obtenus à partir des populations existantes) obtenue en choisissant le meilleur des algorithmes (figure 6.8) ou séparément le trigger taux de comptage et le trigger image (figure 6.9) est tracée en fonction du seuil en imagerie. L'efficacité aussi bien pour le trigger image que le trigger taux de comptage est linéairement décroissante.

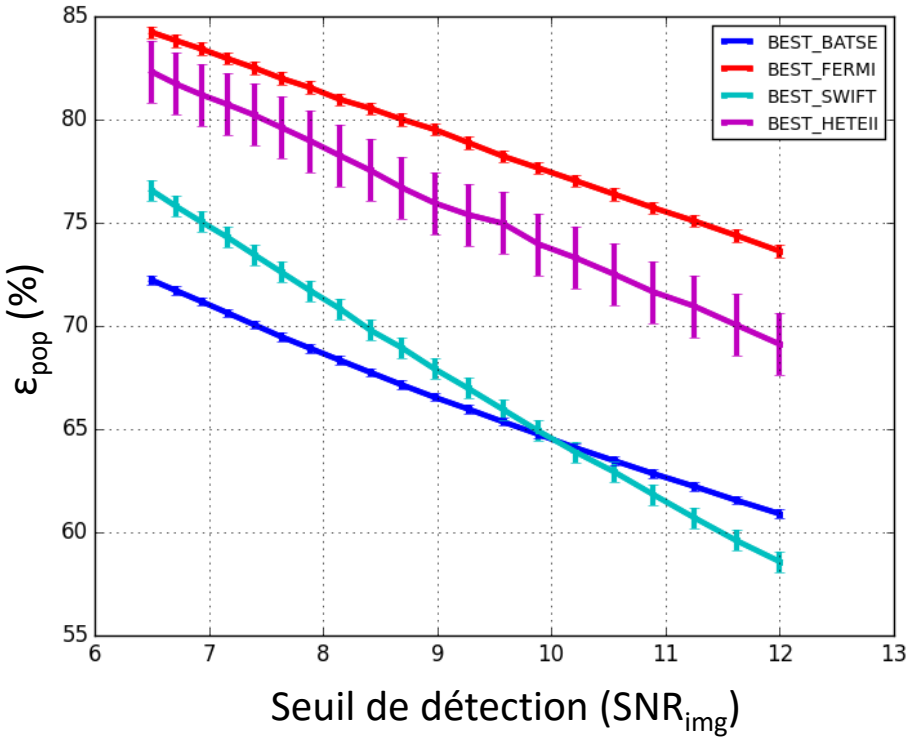


FIGURE 6.8 – Efficacité de détection des méthodes dynamiques suivant plusieurs catalogues en fonction du seuil en imagerie (on a pris le meilleur déclenchement entre le trigger image et taux de comptage) obtenue avec l'approche dynamique.

Dans le cas du modèle de population, la figure 6.10 représente l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ des algorithmes image et taux de comptage ainsi que celle obtenue en prenant le meilleur des deux en fonction du seuil en imagerie dans la bande d'énergie de $[E_{3,\rm obs}; E_{4,\rm obs}] = 4 - 120$ keV et $[E_{3,\rm obs}; E_{4,\rm obs}] = 15 - 120$ keV. On remarque que l'efficacité des sursauts détectés par le trigger image décroit très vite (on rappelle qu'ici c'est le trigger image qui permet de détecter un grand nombre de sursauts faibles). La perte du nombre de sursauts détectés au dessus d'un seuil $N_A = 6.5\ \sigma$ et aussi au dessus d'un seuil $N_S = 10\ \sigma$ est très importante. Par exemple, l'efficacité de détection dans le meilleur des cas (taux de comptage ou image) est $\epsilon_{\rm pop} = 21$ % pour $N_A = 6.5$ et $\epsilon_{\rm pop} = 14$ % pour $N_S = 10$. Par ailleurs, cette courbe montre le gain obtenu entre un seuil bas $E_{3,\rm obs} = 4$ keV (en magenta) et un seuil bas $E_{3,\rm obs} = 15$ keV (en noir), que ce soit pour le trigger taux de comptage que le trigger image. Le gain de détection obtenu entre un seuil bas fixé à 15 keV puis à 4 keV reste constant suivant le niveau du seuil de détection.

Ainsi, cette étude a permis de mettre en lumière la perte d'efficacité $\epsilon_{\rm pop}$ au regard du seuil au niveau du taux de comptage et dans l'image. Le seuil réel d'alerte et de repointage du satellite sera fixé une fois qu'ECLAIRs sera mis en orbite quand la connaissance du bruit de fond sera plus certaine. Dans la prochaine section, nous verrons que la bande d'énergie choisie aura également de l'influence sur l'efficacité de détection.

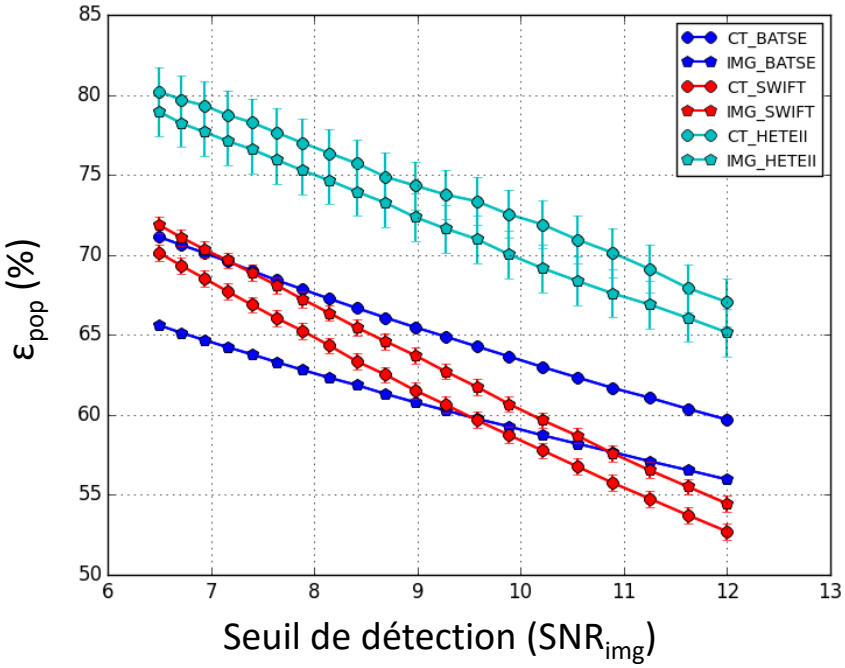


FIGURE 6.9 – Efficacité de détection des méthodes dynamiques suivant plusieurs catalogues en fonction du seuil en imagerie (SNR) pour le trigger taux et comptage et le trigger image séparément (approche dynamique).

6.2.3 Effet de la bande d'énergie utilisée et du seuil bas en énergie

En utilisant l'approche statique et dynamique, nous avons évalué l'influence de la valeur des seuils bas et haut en énergie [4]. Les résultats sont reportés dans les tables 6.8 et 6.9.

Seuil haut en énergie

L'étude du seuil haut n'a été effectuée qu'avec la méthode statique puisque que celle-ci a montré que l'effet était beaucoup plus faible que pour le seuil bas. Dans le cas des catalogues (K/K) et (K/G), l'élargissement de la bande en énergie de 120 keV à 250 keV ne montre pas de gain d'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$. En effet, ces sursauts sont très brillants et donc facilement détectables quelque soit le réglage des bandes en énergie.

Dans le cas des sursauts *HETE-2*, qui est une population riche en X, le seuil haut en énergie n'a pas d'influence : $\epsilon_{\rm pop} = 81\,\% \pm 1.0$ que ce soit pour un seuil haut $E_{4,\rm obs} = 120$ keV que pour $E_{4,\rm obs} = 250$ keV. Le même constat est observé pour les sursauts BAT : $\epsilon_{\rm pop} = 62\,\% \pm 0.4$ pour $E_{4,\rm obs} = 120$ keV et de $\epsilon_{\rm pop} = 63\,\% \pm 0.4$ pour $E_{4,\rm obs} = 250$ keV.

Les catalogues (G/G) et GBM regroupent aussi bien des sursauts gamma à forte dureté spectrale. De ce fait, on remarque que le choix du seuil haut en énergie $E_{4,\rm obs}$ aura une influence sur les performances de détection : par exemple pour GBM, $\epsilon_{\rm pop} = 78\,\% \pm 0.3$ pour $E_{4,\rm obs} = 120$ keV et $\epsilon_{\rm pop} = 79.4\,\% \pm 0.3$ pour $E_{4,\rm obs} = 250$ keV.

4. Nous noterons que l'étude liée au seuil haut d'ECLAIRs est en partie limitée par le fait que le masque est transparent à haute énergie et que les coups enregistrés à haute énergie ne contribuent pas à la localisation de la source car ils sont faiblement absorbés à haute énergie.

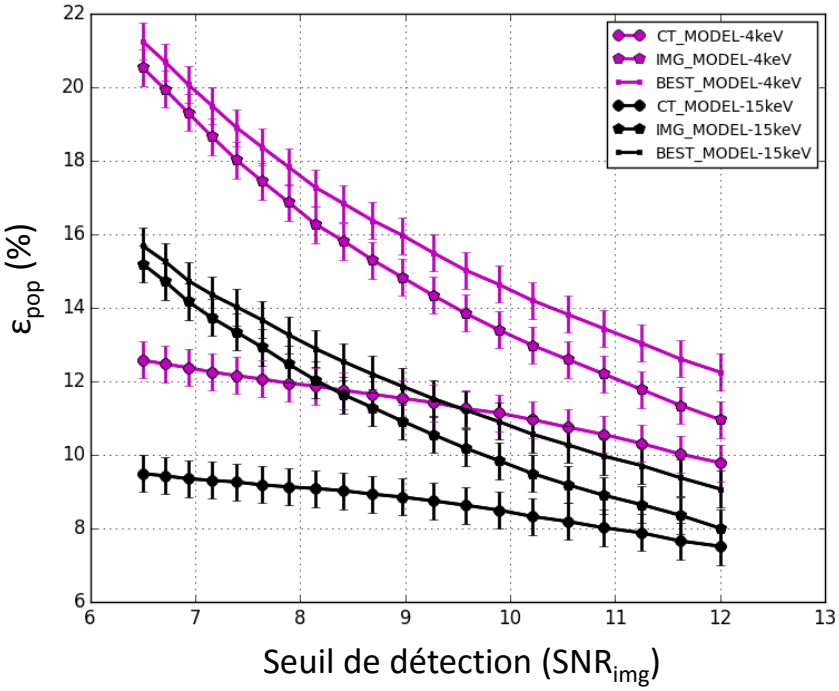


FIGURE 6.10 – Efficacité de détection des algorithmes pour le modèle de population en fonction du seuil SNR image obtenu pour trigger taux de comptage, image ou pour le meilleur des deux (approche dynamique).

Seuil bas en énergie

Un réel avantage d'ECLAIRs par rapport aux missions précédentes est son seuil bas. Nous avons réalisé des simulations dynamiques en faisant varier le seuil bas en énergie : $E_{3,\mathrm{obs}} = 4$ keV puis $E_{3,\mathrm{obs}} = 15$ keV (cela correspond au seuil bas en énergie de l'instrument BAT).

Avec la méthode statique, nous avons pu faire une étude complémentaire en variant le seuil de keV en keV. La figure 6.11 (résultats avec la simulation statique) et la table 6.9 (résultats avec la simulation dynamique) montrent les résultats obtenus :

— Le gain obtenu avec les catalogues BATSE et *Fermi*, en passant d'un seuil bas en énergie de 15 keV à 4 keV est d'environ 5 % au niveau du seuil d'alerte et 7 % au niveau du seuil de repointage, voire même en dessous si l'on se réfère à l'approche statique.

— Pour les sursauts *Swift*, le gain est considérable au dessus de 17 % au niveau du seuil d'alerte ou de repointage. Cependant, le spectre de la majorité des sursauts *Swift* est modélisé par une simple loi de puissance, ce qui a pour effet de surestimer le nombre de photons produit par le sursauts dans la bande $4 - 15$ keV (voir chapitre 4).

— Pour le catalogue de sursauts *HETE-2* constitué de nombreux sursauts riches en rayons X, le gain est nettement plus important, il est supérieur à 15 % au niveau du seuil d'alerte ou de repointage.

Il est rappelé que les simulations ne prennent en compte que le fond diffus cosmique X. En vérité, de nombreuses sources autre que des sursauts émettent du rayonnement gamma à basse énergie (mais limité à cause de la loi de pointage du satellite *SVOM*). Ainsi, à basse énergie, le gain réel en efficacité de détection sera plus limité.

Ainsi, cette étude montre la capacité de l'instrument ECLAIRs à traquer des sursauts riches en X comme par exemple les sursauts lointains.

Catalogues	Nb de sursauts	Simulations	ϵ_{pop} (%)
BATSE (K/K)	333	15-120 keV	91.3 ± 0.4
BATSE (K/K)	333	4-120 keV	91.3 ± 0.4
BATSE (K/K)	333	4-250 keV	91.3 ± 0.4
BATSE (K/G)	272	15-120 keV	90.2 ± 0.4
BATSE (K/G)	272	4-120 keV	90.0 ± 0.4
BATSE (K/G)	272	4-250 keV	90.8 ± 0.4
BATSE (G/G)	2037	15-120 keV	67.5 ± 0.2
BATSE (G/G)	2037	4-120 keV	67.5 ± 0.2
BATSE (G/G)	2037	4-250 keV	69.0 ± 0.2
HETE-2 (H)	59	15-120 keV	76.2 ± 1.0
HETE-2 (H)	59	4-120 keV	81.2 ± 1.0
HETE-2 (H)	59	4-250 keV	81.4 ± 1.0
Swift (F)	392	15-120 keV	54.9 ± 0.4
Swift (F)	392	4-120 keV	62.6 ± 0.4
Swift (F)	392	4-250 keV	63.7 ± 0.4
Fermi (F)	783	15-120 keV	77.6 ± 0.3
Fermi (F)	783	4-120 keV	78.0 ± 0.3
Fermi (F)	783	4-250 keV	79.4 ± 0.3

TABLE 6.8 – Résultats d'efficacité de détection ϵ_{pop} de l'instrument ECLAIRs pour les différents catalogues de sursauts et suivant différentes bandes en énergie pour un seuil fixé à 6.5 σ (approche statique).

Catalogues de sursauts	ϵ_{pop} (%) trigger taux de comptage		ϵ_{pop} (%) trigger image		ϵ_{pop} (%) l'union des des deux			
	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$	$N_A = 6.5$	Ecart / 4 keV	$N_S = 10$	Ecart / 4 keV
BATSE	65.5 ± 0.2	56.2 ± 0.2	61.1 ± 0.2	52.9 ± 0.2	67.2 ± 0.2	-5 %	57.8 ± 0.2	-7 %
HETE-2	63.1 ± 1.5	53.3 ± 1.5	63.0 ± 1.5	51.6 ± 1.5	67.0 ± 1.5	-15 %	56.0 ± 1.5	-18 %
Swift	51.2 ± 0.5	39.0 ± 0.5	54.5 ± 0.5	40.6 ± 0.5	59.4 ± 0.5	-17 %	43.9 ± 0.5	-21.0 %
Fermi	78.3 ± 0.4	70.4 ± 0.4	69.4 ± 0.4	63.1 ± 0.4	79.7 ± 0.4	-5 %	70.7 ± 0.4	-7 %

TABLE 6.9 – Résultats d'efficacité de détection pour les différents catalogues pour un seuil fixé à 15 keV. Les simulations ont été réalisées dans les mêmes conditions que les simulations avec un seuil à 4 keV dont les résultats d'efficacité ont été présentés dans le tableau 6.4.

Choix des bandes d'énergie utilisées par les méthodes standard

Les bandes d'énergie des méthodes standard sont présentées dans le chapitre 2 de ma thèse. Leurs définitions actuelles sont : $4 - 120$ keV, $4 - 50$ keV, $4 - 20$ keV et $20 - 120$ keV. À partir des simulations dynamiques, on extrait pour chaque sursaut détecté, la bande d'énergie utilisée par le trigger taux de comptage et le trigger image au niveau de la première alerte (ce qui correspond au temps $T0$ du trigger) et au niveau de l'alerte optimale (on appelera « alerte optimale », l'alerte pour laquelle le SNR dans l'image est maximal). Ainsi, on cherche à valider ou non le choix des bandes d'énergie dans les méthodes standard.

La figure 6.12 représente l'histogramme de la bande d'énergie utilisée par le trigger taux de comptage au niveau de la première et de l'alerte optimale. La bande d'énergie la plus utilisée pour déclencher la première alerte est celle de $4 - 120$ keV, suivie de $20 - 120$ keV et $4 - 50$ keV. La bande d'énergie $4 - 20$ keV est la moins utilisée aussi bien lors du déclenchement de la première alerte que l'alerte optimale.

De plus, on remarque que la quatrième bande en énergie $20 - 120$ keV, n'est pas très efficace

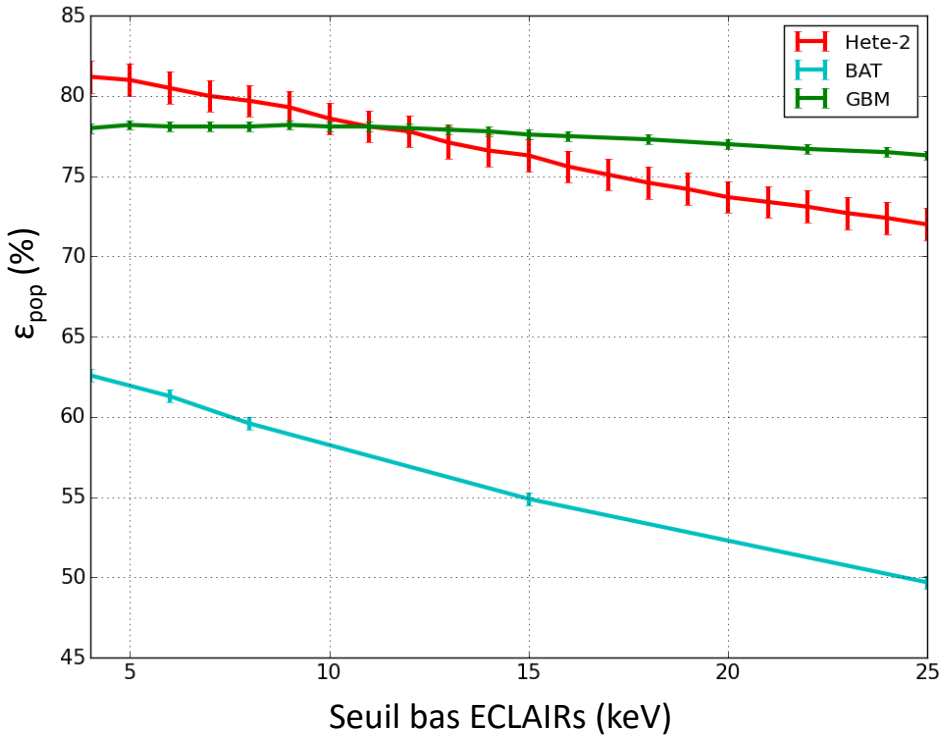


FIGURE 6.11 – Efficacité de détection d'ECLAIRs en fonction du seuil bas en énergie (en keV) au niveau du seuil d'alerte fixé à 6.5 σ. Ce travail a été réalisé avec l'approche statique.

pour les sursauts *HETE-2* alors qu'elle l'est pour les autres (ce qui est confirmé par les résultats de la méthode statique). En effet, ces sursauts sont plus mous (la valeur absolue de l'indice de la pente spectral est plus important) : le signal du sursaut sera donc plus fort dans une bande d'énergie riche en rayons X. À l'inverse, en dehors de la bande d'énergie totale, la bande d'énergie $20 - 120$ keV est plus efficace pour les sursauts BATSE et *Fermi* dont une large proportion de leur population sont des sursauts durs en rayons X.

Les résultats concernant l'utilisation des bandes d'énergie sont les mêmes pour le trigger image.

En conclusion de cette section, l'utilisation de quatre bandes d'énergies avec les définitions actuelles n'est pas la version la plus optimisée. Il faudrait mener une étude plus approfondie pour tirer davantage de conclusions : sur le nombre de bandes d'énergie et la définition de leurs bornes. En effet, l'utilisation d'une bande d'énergie supplémentaire augmente très fortement (de 30 %) le temps de calcul requis et réduit la marge en puissance de calcul.

6.2.4 Effet des zones du détecteur, uniquement pour le trigger taux de comptage

Les zones du détecteur utilisées dans les méthodes standard ont été présentées dans le chapitre 2 : elles sont au nombre de neuf : 4 quarts de détecteur, 4 moitiés, et la totalité. À partir des simulations de performance de détection, on extrait le numéro de la zone du détecteur utilisée par le trigger taux de comptage et le trigger image au la première alerte et de celle optimale.

La figure 6.13 montre les statistiques des numéros de zones les plus utilisés par le trigger taux de comptage au niveau de la première alerte et de l'alerte optimale. Les quatre premiers numéros correspondent aux sélections en coups où on ne prend qu'un quart des coups enregistrés sur le détecteur. Les quatres suivantes correspondent aux sélections où on prend une moitié de

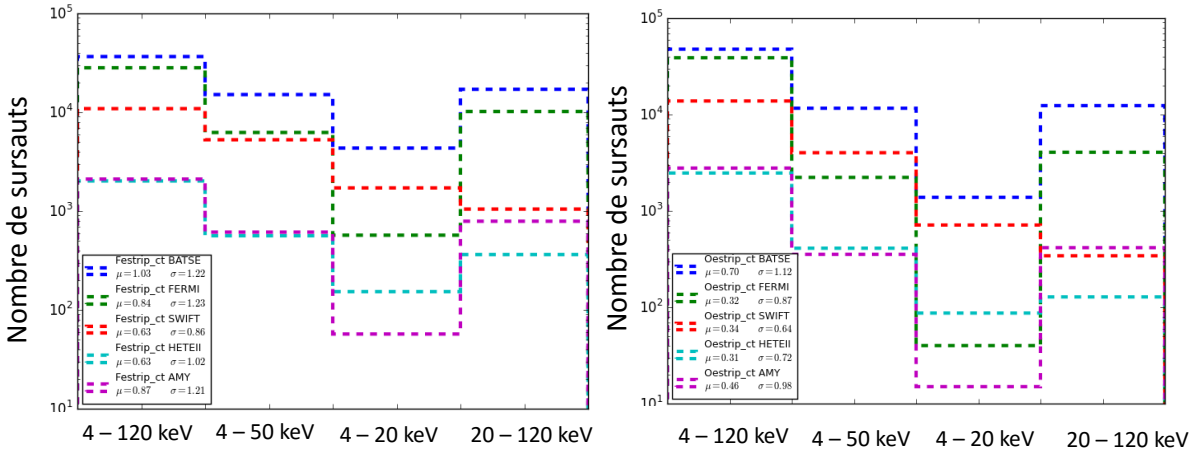


FIGURE 6.12 – Histogramme des bandes d'énergies de la première alerte du trigger (Festrip) taux de comptage (à gauche) et pour celle où le niveau de confiance (Oestrip, à droite) est optimale pour les différents catalogues. La légende AMY représente le modèle de population.

détecteur (coupe dans le sens vertical ou horizontal). Le dernier correspond à aucune sélection : on prend la totalité des coups enregistrés sur le détecteur.

La figure montre que la zone la plus utilisée au niveau de la première alerte et de l'alerte optimale est celle du détecteur total. Les seuils des zones sont tous égaux (un seul seuil). Une réflexion est en cours pour attribuer des seuils différents non seulement au niveau de la durée de la tranche temporelle mais aussi de la zone. Une autre idée vise à redéfinir les frontières des zones (autre que les quarts et la moitié).

6.2.5 Effet des tranches temporelles utilisées

Nous avons utilisé les résultats de la méthode dynamique pour évaluer l'utilité des différentes tranches temporelles sur lesquelles l'analyse du taux de comptage et de l'excès dans l'image est réalisée.

Les échelles de temps des méthodes standard (présentées dans le chapitre 2) sont au nombre de 12 pour le trigger taux de comptage allant de $L = 10$ ms à $L = 20.48$ s. Pour le trigger image, ces dernières vont de $L = 20.48$ s à $L = 20$ min.

	Echelle de temps utilisée par le trigger taux de comptage		
Type sursauts	Tous	$0.1 < T_{90} < 3$ s	$200 < T_{90} < 1000$ s
BATSE	$N_L = 7.9 \Leftrightarrow 1.28 < L < 2.6$ s	$N_L = 5.7 \Leftrightarrow 0.32 < L < 0.64$ s	$N_L = 8.1 \Leftrightarrow 2.56 < L < 5.12$ s
Fermi	$N_L = 7.1 \Leftrightarrow 1.28 < L < 2.56$ s	$N_L = 5.7 \Leftrightarrow 0.32 < L < 0.64$ s	$N_L = 7.4 \Leftrightarrow 1.28 < L < 2.56$ s
Swift	$N_L = 8.0 \Leftrightarrow L = 2.56$ s	$N_L = 6.1 \Leftrightarrow 0.64 < L < 1.28$ s	$N_L = 9.0 \Leftrightarrow 5.12 < L < 10.24$ s
HETE-2	$N_L = 7.9 \Leftrightarrow 1.28 < L < 2.56$ s	$N_L = 6.2 \Leftrightarrow 0.64 < L < 1.28$ s	$N_L = 9.8 \Leftrightarrow 5.12 < L < 10.24$ s
Modèle	$N_L = 8.6 \Leftrightarrow 2.56 < L < 5.12$ s	$N_L = 8.5 \Leftrightarrow 2.56 < L < 5.12$ s	$N_L = 8.2 \Leftrightarrow 2.56 < L < 5.12$ s

TABLE 6.10 – Numéro moyen de l'échelle temporelle utilisée $N_L = [0...11]$ pour la première alerte envoyée par le trigger taux de comptage. Nous les avons ensuite traduits par les échelles de temps $L = (10\text{ms})\, 2^{N_L}$ qui encadrent l'échelle de temps moyenne.

La table 6.10 montre les statistiques sur l'utilisation des différentes échelles de temps pour le trigger taux de comptage au niveau de la première alerte. Tous catalogues confondus, la moyenne des échelles de temps utilisées se situe entre l'échelle de temps numéro 7 et numéro

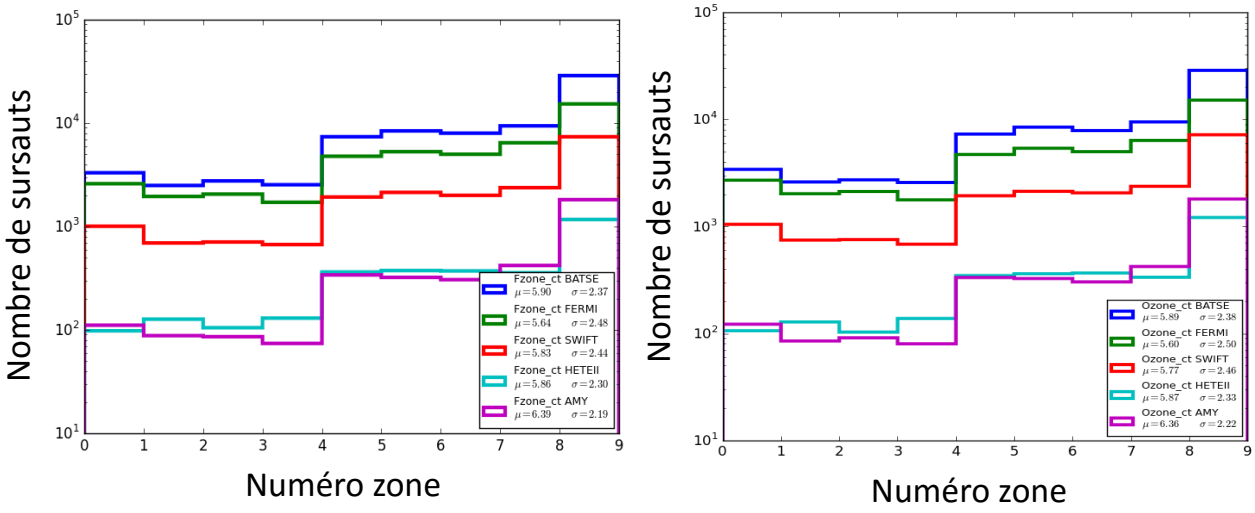


FIGURE 6.13 – Histogramme des différentes zones utilisées pour la première alerte (à gauche) envoyée par le trigger taux de comptage et pour celle où le niveau de confiance est optimale (à droite) suivant les différents catalogues. Sur l'axe des abscisses est indiqué le numéro de la zone considéré : les quatre premiers numéros correspondent au quarts de détecteur, les quatre suivantes aux moitiés et la dernière au détecteur total.

8, ce qui correspond à une durée de la tranche temporelle de 1.28 s à 2.56 s. Pour les sursauts courts [5] les échelles de temps numéro 5 et numéro 6 (d'une durée de 320 ms et 640 ms) sont privilégiées. Pour les sursauts BATSE extrêmement courts d'une durée de 100 ms, les échelles de temps en dessous de 2 (à savoir 10 ms et 20 ms) ne sont jamais utilisées. Cela est dû à la résolution temporelle minimale des courbes de lumière d'origine (voir section 4.2.3) qui était de minimum de 64 ms. Ainsi, les plages temporelles de durée inférieure à la résolution temporelle minimale seront toujours défavorisées. On ne peut donc pas conclure en utilisant ces populations synthétiques de sursauts sur l'utilité des échelles de temps courtes.

Sur la figure 6.14, on a représenté la distribution des échelles de temps utilisées au niveau de la première alerte, et au niveau de l'alerte optimale. Les échelles de temps longues sont toujours privilégiées dans le cas de l'alerte optimale.

Pour le trigger image, seulement les deux premières échelles de temps sont les plus utilisées : $L = 20.48$ s et $L = 40.96$ s. Pour une très faible minorité, les échelles de temps 6 soit 21 minutes sont également utilisées. On notera néanmoins que les catalogues utilisées comportent une faible portion de sursauts très longs et de faible variabilité, ne permettant pas l'exploration de performances des échelles de temps très longues.

6.2.6 Délais de détection

Il est important d'évaluer le délai en temps entre le début du sursaut et la première alerte envoyée à la communauté scientifique (ici définie par le T_0) à l'issue de la détection du sursaut.

Pour chaque catalogue, on calcule la durée entre le début du sursaut [6] et le temps trigger T_0 mesuré par les différentes missions. Les résultats sont présentés dans la table 6.11. La moyenne

5. Même si la définition classique des sursauts courts réfère à des sursauts dont le $T_{90} < 2s$, nous avons étendu ce terme à $T_{90} < 3s$, pour avoir une bonne statistique sur les populations *Swift* et *HETE-2*.

6. On utilisera comme indiquateur de début du sursaut le $T_{5\%}$ défini lors de l'analyse de l'indiquateur de durée T_{90}.

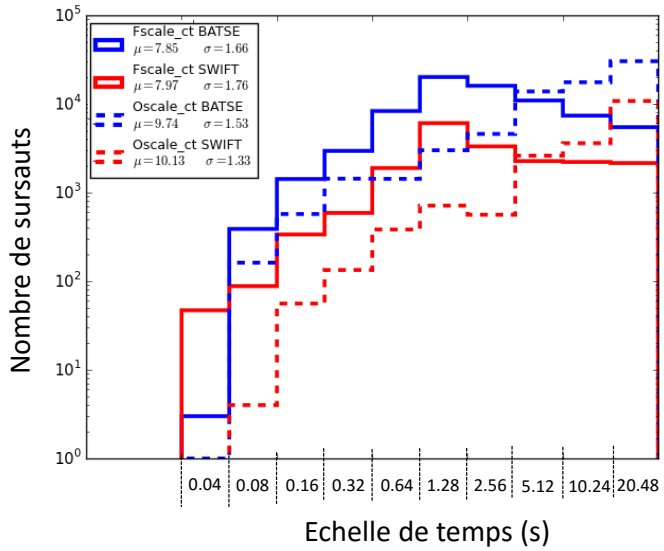


FIGURE 6.14 – Histogramme des échelles de temps utilisées pour la première alerte (Fscale) du trigger taux de comptage et pour l'alerte dont le rapport signal sur bruit dans l'imagerie est optimal (noté Oscale) suivant les catalogues de sursauts *Fermi* et *Swift*.

du délai de détection est de 5 secondes pour l'ensemble des sursauts mais aussi de 5 secondes pour les sursauts courts. Pour les sursauts très longs, le délai de détection varie énormément suivant les différents instruments : BATSE détecte en moyenne les sursauts très longs avec un retard de 14 secondes tandis que *Swift* les détecte avec un retard d'une centaine de secondes.

Catalogues	Délai de détection réalisé par les missions		
Type de sursauts	Tous	$0.1 < T_{90} < 3$ s	$200 < T_{90} < 1000$ s
BATSE	5.4 (5.1) s	5.4 (2.1) s	13.6 (7.8) s
Fermi	2.1 (3.8) s	2.1 (3.8) s	27.0 (2.7) s
Swift	5.1 (7.8) s	4.0 (7.8) s	104.7 (5.4) s
HETE-2	3.9 (5.9) s	5.1 (5.9) s	104.7 (2.7) s

TABLE 6.11 – Délai temporel entre le début du sursaut et l'alerte par les différents instruments à l'origine de leur détection. On a indiqué la moyenne suivie de l'écart-type (entre parenthèses).

À partir des résultats de performance de simulation de la méthode dynamique, nous avons calculé le délai de déclenchement des méthodes standard. Ce délai a une influence sur les performances de suivi du sursaut par les instruments embarqués MXT et VT à bord de *SVOM* et les télescopes au sol. Plus on attend, plus la significativité de l'alerte sera importante et plus on pourra localiser précisément le sursaut. Mais plus on attend, plus le signal de la rémanence sera faible. Il y a donc un compromis à trouver.

Le délai de détection est calculé entre le début du sursaut et la première alerte (au seuil de détection $N_A = 6.5$) et l'alerte avec le plus grand niveau de confiance : les résultats de délai sont respectivement synthétisés dans le tableau 6.12 pour la première alerte et dans le tableau 6.13 pour l'alerte optimale.

Dans le cas de la première alerte :

— le délai moyen de détection du sursaut pour l'algorithme du trigger taux de comptage est d'environ 8 secondes pour l'ensemble des sursauts, 3 secondes pour les sursauts courts ($T_{90} < 3$ s) et 20 secondes pour les sursauts très longs ($T_{90} > 200$ s).

Catalogues	Délai de détection : première alerte					
	Trigger taux de comptage			Trigger Image		
Type de sursauts	Tous	$0.1 < T_{90} < 3$ s	$200 < T_{90} < 1000$ s	Tous	$0.1 < T_{90} < 3$ s	$200 < T_{90} < 1000$ s
BATSE	11.3 (3.1) s	3.6 (1.8) s	17.1 (4.2) s	23.9 (2.0) s	12.9 (1.1) s	35.4 (2.6) s
Fermi	3.5 (2.2) s	2.3 (1.9) s	4.6 (2.6) s	14.5 (1.4) s	12.8 (1.1) s	13.1 (1.6) s
Swift	6.3 (3.1) s	2.2 (1.6) s	16.4 (3.8) s	19.6 (1.9) s	12.3 (1.1) s	31.2 (2.7) s
HETE-2	6.0 (2.9) s	1.6 (2.0) s	30.4 (2.9) s	16.3 (1.7) s	11.8 (1.1) s	45.2 (2.2) s
Modèle Lien et al. (2014)	12.0 (5.0) s	8.7 (3.0) s	8.2 (4.9) s	32.3 (2.9) s	32.7 (3.0) s	28.0 (2.6) s

TABLE 6.12 – Délai temporel entre le début du sursaut et la première alerte suite au déclenchement par le trigger taux de comptage et trigger image. Il est indiqué dans ce tableau la moyenne et l'écart-type entre parenthèses.

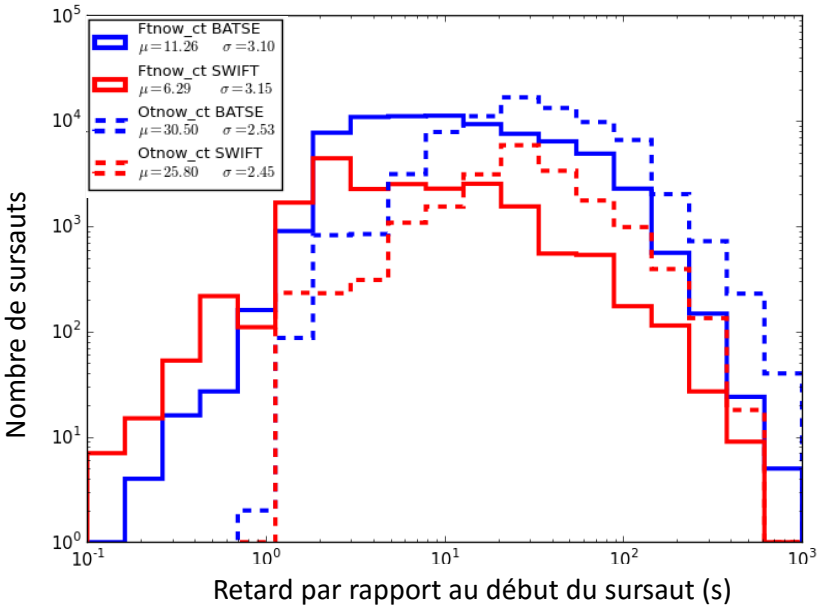


FIGURE 6.15 – Délai de détection entre le début du sursaut et la première alerte (trait plein, noté « Ftnow ») ou l'alerte optimale (pointillé, noté « Otnow ») après déclenchement du trigger taux de comptage suivant les catalogues sursauts BATSE (bleu) et *Swift* (rouge). À ce délai, il faut ajouter le temps de calcul mis pour localiser l'image, de 2.5 secondes.

— le délai moyen de détection du sursaut par l'algorithme du trigger image est d'environ 20 secondes pour l'ensemble des sursauts, 15 secondes pour les sursauts courts ($T_{90} < 3$ s) et 30 secondes pour les sursauts très longs ($T_{90} > 200$ s).
— On remarque aussi que le délai de détection par les méthodes standard des sursauts simulés à partir du modèle de population est plus important que celui réalisé pour les autres catalogues En effet, cette population est constituée d'une majorité de sursauts longs dont le flux au pic ne se situe pas dans les premières secondes mais surtout car on besoin d'accumuler davantage de photons pour former l'image.
— En général, le délai de détection est légèrement plus long que celui réalisé par les autres missions qui sont à l'origine de la détection de ces sursauts (voir la table 6.11).

Dans le cas de l'alerte optimale (voir table 6.13) :
— le délai moyen de détection du sursaut pour l'algorithme du trigger taux de comptage est d'environ 25 secondes pour l'ensemble des sursauts, 20 secondes pour les sursauts courts ($T_{90} < 3$ s) et 100 secondes pour les sursauts très longs ($T_{90} > 200$ s). Dans le cas des sursauts longs, l'écart entre la première alerte et celle optimale est très importante.

Catalogues	Délai de détection : alerte optimale					
	Trigger taux de comptage			Trigger Image		
Type de sursauts	Tous	$0.1 < T_{90} < 3$ s	$200 < T_{90} < 1000$ s	Tous	$0.1 < T_{90} < 3$ s	$200 < T_{90} < 1000$ s
BATSE	30.5 (2.5) s	7.2 (2.1) s	72.1 (3.1) s	41.8 (2.4) s	12.9 (1.1) s	128.5 (3.0) s
Fermi	20.04 (2.4) s	5.7 (2.2) s	85.55 (2.7) s	27.7 (2.2) s	12.8 (1.1) s	194.8 (2.3) s
Swift	25.8 (2.5) s	6.1 (2.4) s	62.1 (2.5) s	43.4 (2.6 s)	12.3 (1.0) s	153.1 (2.7) s
HETE-2	26.5 (2.2) s	10.8 (1.8) s	143.5 (2.1) s	31.5 (2.4) s	11.8 (1.1) s	235.8 (1.8) s
Modèle Lien et al. (2014)	33.6 (3.5) s	23.1 (2.1) s	31.0 (3.4) s	54.0 (3.4) s	47.1 (3.4) s	52.6 (3.6) s

TABLE 6.13 – Délai temporel entre le début du sursaut et l'alerte optimale pour le trigger image et taux de comptage. Il est indiqué dans ce tableau la moyenne et l'écart-type entre parenthèses.

— Le délai moyen de détection du sursaut pour l'algorithme du trigger image est d'environ 40 secondes pour l'ensemble des sursauts. Il y a donc une différence de 20 secondes en moyenne entre la première alerte et l'alerte optimale.

La figure 6.15 représente le délai entre le début du sursaut et la première alerte ou l'alerte optimale, après déclenchement du trigger taux de comptage, à l'issue de simulations utilisant les catalogues BATSE et *Swift*, deux catalogues de sursauts assez hétérogènes. On observe que dans certains cas la première alerte est seulement de quelques millisecondes après le début du sursaut. À cela, il faudra ajouter le temps de calcul des processeurs embarqués pour former l'image associée et localiser le sursaut.

En conclusion de cette section, nous avons montré qu'il y a en moyenne un écart de délai d'environ 20 secondes entre la première alerte et l'alerte optimale dans le cas de sursauts gamma dont la durée est inférieure à 200 secondes. En prenant en compte les résultats de localisation de la section 6.2.7, il serait judicieux d'attendre 20 secondes de plus avant de demander le repointage du satellite pour le trigger taux de comptage à partir de la première alerte car la localisation sera bien meilleure. Ces 20 secondes sont négligeables devant le temps mis par le satellite pour repointer en direction du sursaut et se stabiliser (de l'ordre de 3 à 5 minutes).

6.2.7 Performances de localisation d'ECLAIRs

Dans cette section, sont étudiées les performances de localisation de l'instrument ECLAIRs à l'aide de simulations dynamiques. Elles ont été obtenues à partir des simulations présentées précédemment (voir chapitre 5). On rappelle que la boîte d'erreur de la localisation d'une source ponctuelle est obtenue (PSLE) par :

$$PSLE \simeq \frac{K}{\mathrm{SNR}} \tag{6.9}$$

où K a été ajusté à partir des simulations de performance (section 5.4.3).

Nous avons utilisé les résultats des simulations de performance d'ECLAIRs de l'approche dynamique. Pour chaque sursaut du catalogue, nous avons accès à la table 5.2 qui donne le SNR_{img} de l'excès au niveau de la première alerte et de l'alerte optimale. À partir de l'équation 6.9, on va convertir les $\mathrm{SNR}_{\mathrm{img}}$ en PSLE.

La figure 6.16 représente la fraction cumulative du nombre de sursauts de type *Fermi* dont la précision en minutes d'arc (PSLE) est inférieure à une certaine valeur. Dans 98 % des cas, la précision de localisation est au maximum de 12 minutes d'arc. Dans 90 % des cas, elle est au maximum de 8 minutes d'arc.

Une autre étude a été réalisée en utilisant une population de sursauts construite à partir du catalogue de sursauts *Fermi* dont on a artificiellement réduit le flux d'un facteur 4 pour constituer une population de sursauts faibles. Les résultats de performance montrent que dans 97 % des cas, la précision de localisation est au maximum 12 minutes d'arc, et dans 90 % des cas, au maximum 9.5 minutes d'arc.

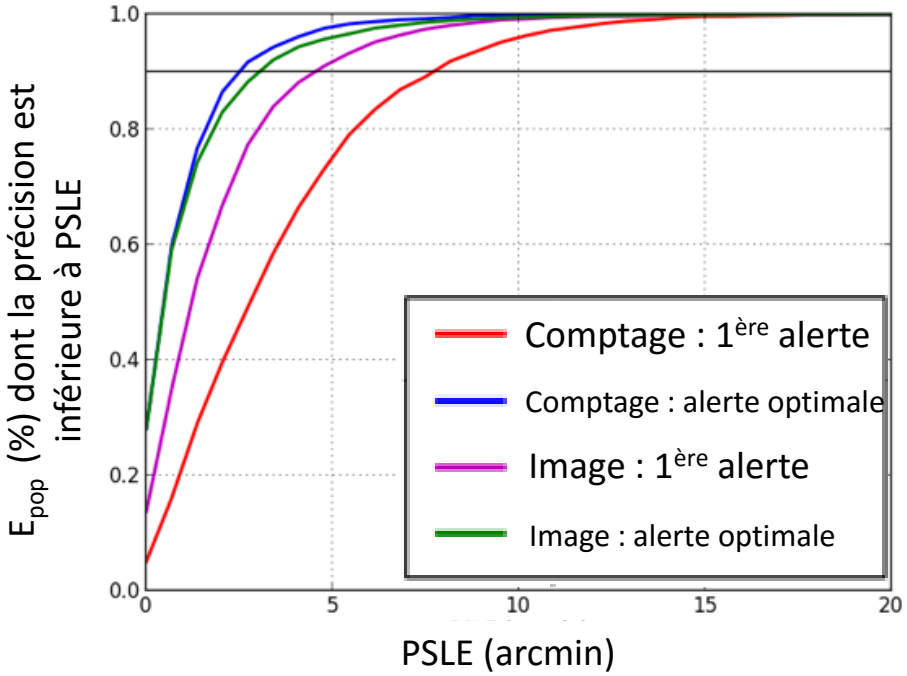


FIGURE 6.16 – Histogramme cumulatif de la fraction de sursauts de type *Fermi*, dont la précision de localisation est obtenue ; à partir de simulations dynamiques de performance : résultats du taux de comptage (rouge et bleu) ou du trigger image (mauve et verte).

Ainsi, l'erreur de localisation des sursauts vus par ECLAIRs est contenue dans le champ de vue du VT (d'une taille de 12 minutes d'arc). Ce dernier sera en mesure d'observer la majorité des sursauts vus par ECLAIRs. De plus, le champ de vue du VT est de forme carré alors que la précision de localisation est contenue dans un cercle dont le centre est la position estimée par les logiciels embarqués. De ce fait, pour les sursauts dont l'erreur de localisation est située entre 12 minutes d'arc et 17 minutes d'arc, ces derniers pourront être observés par le VT à condition que leur position réelle soit située au niveau les directions diagonales (voir dessin 6.17).

6.2.8 Estimation du taux de fausses alertes

L'estimation du taux de fausses alertes est un point capital des évaluations de performance scientique de l'instrument ECLAIRs. Cependant, ce taux est difficile à évaluer compte tenu qu'il dépend essentiellement du niveau et de la forme du bruit de fond, qui est relativement simple dans cette étude. Les résultats présentés dans cette section sont donc à prendre avec précaution.

Nous avons utilisé les résultats de simulations présentées dans le chapitre 5. Les simulations sont composées :

— d'un bruit de fond provenant du CXB uniquement modulé par les passagers de la Terre. Il se présente sous forme d'une librairie de 100 séquences de 1500 secondes dont la date est tirée aléatoirement dans l'année et en prenant en compte le passage de la Terre.
— de la propagation du bruit de fond à travers le modèle CxgSim (2),
— des simulations du trigger image et taux de comptage.

Les objectifs en terme de fausses alertes sont atteints. À cela, il faut ajouter que la fluctuation statistique est uniquement poissonienne et ne prend en compte que le fond diffus cosmique X modulé par les passages Terre. Le taux de fausses alertes risque donc d'augmenter en prenant de véritables données. De plus, le trigger taux de comptage (en raison des seuils fixés au niveau du calcul du SNR à partir du taux de comptage) évalue une image toutes les 3 secondes en

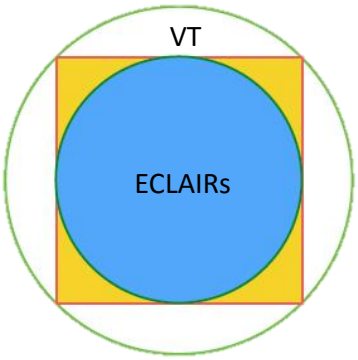


FIGURE 6.17 – Schémas représentant l'erreur de localisation maximale des sursauts détectés par ECLAIRs par rapport au champ de vue carré du télescope embarqué VT de la mission *SVOM*.

Alertes	Durée analyse	Total	6.5 σ	7 σ	8 σ	9 σ
Trigger taux de comptage	41.7 heures	14	13	1	0	0
Trigger taux de comptage	24 heures	8	7.5	0.6	0	0
Trigger image	41.7 heures	0	0	0	0	0
Trigger image	24 heures	0	0	0	0	0

TABLE 6.14 – Nombre de fausses alertes enregistrés par le trigger taux de comptage lors que la Terre est dans le champ de vue.

moyenne. Il y a donc plus de probabilité de détecter une fausses alertes (qui de plus sur des tranches temporelles très courtes) que pour le trigger image.

6.3 Prédiction du taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs

6.3.1 Une première approche (trop ?) naïve

Si une population synthétique correspond à un taux de sursauts intrinsèque $R_{\rm pop}$ (GRB/an/sr), le taux de sursauts attendu pour ECLAIRs peut s'estimer par :

$$\dot{N}_{\rm ECLAIRs} = \epsilon_{\rm pop}\ R_{\rm pop}\ \Omega_{\rm ECLAIRs}\ f_{\rm e,ECLAIRs}\,. \tag{6.10}$$

L'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ a été évaluée dans la première partie de ce chapitre. Les deux autres quantités instrumentales qui apparaissent sont :

— $f_{\rm e,ECLAIRs}$, la fraction du temps utile pour l'observation. Par exemple, lorsque le satellite en orbite basse traverse la zone d'anomalie sud-atlantique, le taux de particules détectées est tellement important qu'il est impossible de rechercher des sources transitoires durant cette période. La fraction du temps utile $f_{\rm ECLAIRs}$ tient compte du temps d'observation utile, ici estimé à 83 % (passage anomalie sud-atlantique, temps de repointage) et de la fraction du champ de vue utile après passage de la Terre, ici estimée à 65 %. Ainsi,

$$f_{\rm ECLAIRs} = 0.53\,. \tag{6.11}$$

— $\Omega_{\rm ECLAIRs}$, la taille du champ de vue utile de l'instrument dégagée de la Terre (on suppose que la distribution des sursauts sur le ciel est isotrope). Elle a été estimée au chapitre 2 :

$$\Omega_{\rm ECLAIRs} = 1.83\ {\rm sr}\,. \tag{6.12}$$

La réelle difficulté consiste à estimer $R_{\rm pop}$, qui normalise le catalogue de sursauts utilisé en entrée dans nos simulations. A priori, la méthode la plus simple semble d'adopter :

$$R_{\rm pop} = \frac{\dot{N}_{\rm inst}}{\Omega_{\rm inst} \times f_{\rm e,inst}}\,, \tag{6.13}$$

où $\dot{N}_{\rm inst}$ est le taux de sursauts détectés par l'instrument considéré GRB/an, $\Omega_{\rm inst}$ est le champ de vue de cet instrument et $f_{\rm e,inst}$ sa fraction de temps utile. Nous effectuons ci-dessous cette estimation pour BATSE et GBM.

Sursauts de type BATSE

Pour appliquer l'équation 6.13 aux données BATSE, nous avons besoin de :

— *temps d'observation utile* $f_{\rm e,BATSE}$. La durée totale de la mission Batse est de $T_1 = 3323$ jours (9.1 ans) (Goldstein et al., 2013). Cependant la durée d'observation utile est de $T_{\rm e,1} = 2390$ jours (6.54 ans). Le rapport est de $f_{\rm e,BATSE} = \frac{T_{\rm e,1}}{T_1} = 0.72$.

— *champ de vue* Ω_{BATSE}. Il vaut $\Omega_{BATSE} = \frac{2}{3}\,4\,\pi = 8.4$ stéradians (Kommers et al., 2000; Goldstein et al., 2013).

— *taux de sursauts détectés par BATSE* $\dot{N}_{\rm BATSE}$. D'après le catalogue de sursauts Goldstein et al. (2013), le nombre de sursauts détectés par BATSE à bord est de $N_1 = 2145$. Le taux de sursauts de type BATSE est donc $\dot{N}_{\rm BATSE,bord} = \frac{N_1}{T_1} = 236$ GRBs/an.

  À titre de comparaison, une étude précédente de Kommers et al. (2000) avait été réalisée pour les six premières années d'observation de la mission CGRO et donne un résultat similaire à celui de Goldstein et al. (2013) (moins de 2% de différence), avec un taux de sursauts vu par BATSE de 233 GRBs/an.

  Par ailleurs, l'étude de Stern (Stern et al., 2002) prend en compte les sursauts vus par les méthodes de détection embarquées mais aussi par les analyses supplémentaires réalisées au sol (pour la plupart, il s'agit de sursauts faibles) et une correction d'efficacité. Le nombre de sursauts est alors de $N_2 = 2934$ pour la même durée T_1. Le taux de sursauts de type BATSE est alors $\dot{N}_{\rm BATSE,bord+sol} = \frac{N_2}{T_1} = 322$ GRBs/an.

En reprenant l'équation 6.13, la normalisation du catalogue des sursauts vus par BATSE donne :

$$R_{\rm BATSE,bord} = 38.4 \pm 0.7\,{\rm GRB/an/sr} \tag{6.14}$$

$$4\pi R_{\rm BATSE,bord} = 483.3 \pm 9\,{\rm GRB/an} \tag{6.15}$$

$$R_{\rm BATSE,bord+sol} = 53.2 \pm 0.7\,{\rm GRB/an/sr} \tag{6.16}$$

$$4\pi R_{\rm BATSE,bord+sol} = 668.2 \pm 9\,{\rm GRB/an} \tag{6.17}$$

On peut donc en déduire le taux de sursauts de type « BATSE » attendu par ECLAIRs à partir de l'équation 6.10 :

$$\dot{N}^{\rm (BATSE,bord)}_{\rm ECLAIRs} = 26.9 \pm 0.5\ {\rm GRB/an} \tag{6.18}$$

$$\dot{N}^{\rm (BATSE,bord+sol)}_{\rm ECLAIRs} = 37.2 \pm 0.5\ {\rm GRB/an} \tag{6.19}$$

avec $\epsilon_{\rm pop,BATSE}$, l'efficacité de détection d'ECLAIRs obtenue avec la simulation dynamique sur la population synthétique de BATSE et pour un seuil d'alerte fixé à $N_A = 6.5$ (voir section 6.2.1).

Sursauts de type GBM

Une étude approfondie telle que celle menée par Stern et al. (2002) pour les sursauts vus par BATSE, n'a pas été publiée par l'équipe de l'instrument GBM. Le produit $\Omega_{\rm GBM} \times f_{\rm e,GBM}$ est donc mal connu. Nous avons alors décidé de normaliser le catalogue de sursauts gamma GBM par rapport au catalogue de sursauts BATSE. En effet, le domaine de sensibilité spectrale de l'instrument GBM inclut celui de BATSE. Nous avons tracé la courbe $\log N - \log P$, c'est à dire la distribution cumulative du nombre de sursauts BATSE (issue du catalogue Goldstein et al. (2013)) et de sursauts GBM (à partir de Gruber et al. (2014)) en fonction de leur flux au pic entre 50 et 300 keV (voir figure 6.18).

Pour les sursauts brillants, les deux courbes sont parallèles l'une par rapport à l'autre car l'efficacité de détection est de 100 % pour les deux instruments. En considérant que ces deux populations de sursauts brillants sont identiques, on peut calculer le rapport $R_{\rm GBM}/R_{\rm BATSE}$ en faisant se superposer les deux courbes. En prenant un seuil à $P_{50-300\,\rm keV} = 0.7\,{\rm ph/cm^2/s}$, et en prenant en compte les erreurs de mesure, on obtient par un ajustement par la méthode des moindres carrés $R_{\rm GBM}/R_{\rm BATSE} = 0.70 \pm 0.02$, soit :

$$R_{\rm GBM}^{\rm (BATSE,bord)} = 26.9\,{\rm GRB/an/sr} \tag{6.20}$$

$$4\pi R_{\rm GBM}^{\rm (BATSE,bord)} = 338.3\,{\rm GRB/an} \tag{6.21}$$

$$R_{\rm GBM}^{\rm (BATSE,bord+sol)} = 37.2\,{\rm GRB/an/sr} \tag{6.22}$$

$$4\pi R_{\rm GBM}^{\rm (BATSE,bord+sol)} = 467.8\,{\rm GRB/an} \tag{6.23}$$

Les valeurs généralement annoncées pour le champ de vue et la fraction de temps utile du GBM sont : $f_{\rm e,GBM} = 0.82$ et $\Omega_{\rm GBM} = 8.7\,{\rm sr}$. L'estimation ci-dessus conduit alors à un taux de sursauts dans cet instrument :

$$\dot{N}_{\rm GBM}^{\rm (BATSE,bord)} = 192\,{\rm GRB/an} \tag{6.24}$$

$$\dot{N}_{\rm GBM}^{\rm (BATSE,bord+sol)} = 265\,{\rm GRB/an}\,. \tag{6.25}$$

Cet ordre de grandeur est compatible avec le taux $\dot{N}_{\rm GBM} = 242 \pm 7$ GRBs/an du GBM.

À partir de notre estimation de $R_{\rm GBM}$, on peut déduire le taux de sursauts de type « GBM » attendu par ECLAIRs à partir de l'équation 6.10 :

$$\dot{N}_{\rm ECLAIRs}^{\rm (GBM,BATSE,bord)} = 18.9 \pm 0.4\ {\rm GRB/an} \tag{6.26}$$

$$\dot{N}_{\rm ECLAIRs}^{\rm (GBM,BATSE,bord+sol)} = 26.1 \pm 0.4\ {\rm GRB/an}\,, \tag{6.27}$$

avec $\epsilon_{\rm pop}$, l'efficacité de détection d'ECLAIRs obtenue dans les simulations dynamiques sur la population synthétique issue du catalogue GBM et pour un seuil d'alerte fixé à $N_A = 6.5$ (voir section 6.2.1).

Bilan

Cette première approche est loin d'être satisfaisante car on ne prend pas en compte l'efficacité de détection des instruments utilisée pour produire les catalogues en entrée. En effet, même dans le catalogue initial les sursauts faibles ont une probabilité bien inférieur à 100 % d'être détectés. Le taux $R_{\rm pop}$ obtenu par la méthode ci-dessous est donc sous-estimé.

La prise en compte de l'efficacité de l'instrument ayant fourni le catalogue conduit à une seconde méthode d'estimation du taux décrite ci-après.

6.3.2 Une seconde approche plus précise : sursauts de type BATSE

Dans cette seconde approche, on va maintenant essayer de prendre en compte l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm pop}$ des instruments ayant servi à générer les populations synthétiques. En pratique, je vais mener cette étude uniquement pour le catalogue BATSE car :

— c'est le catalogue le plus volumineux en terme de nombre de sursauts détectés ;
— il contient une population de sursauts assez diversifiée (courts et longs) ;
— l'instrument BATSE utilise un critère de déclenchement simple (basé sur le taux de comptage) qui a été modélisé précisément (Paciesas et al., 1999; Kommers et al., 2000).

On pourra ensuite utiliser la comparaison des résultats d'efficacité d'ECLAIRs sur la population BATSE avec ceux obtenus sur les populations issues des autres catalogues et déterminer le gain apporté.

L'efficacité de détection de BATSE dépend principalement du flux au pic dans la bande d'énergie $50 - 300$ keV. Elle a été modélisée par (Paciesas et al., 1999; Kommers et al., 2000). La figure 6.18 montre les diagrammes $\log N - \log P$ (il s'agit de la distribution cumulative du nombre de sursauts BATSE en fonction de leur flux au pic) de plusieurs échantillons de sursauts BATSE :

— le catalogue Goldstein et al. (2013) que j'ai utilisé pour obtenir la population synthétique des sursauts BATSE (voir chapitre 4) et qui comporte les sursauts détectés à bord. Nous remarquons que pour un flux au pic inférieur à $0.3\,{\rm ph/cm^2/s}$, l'efficacité de BATSE chute.
— le catalogue Kommers et al. (2000) qui comporte aussi des sursauts faibles détectés au sol.
— l'étude de Stern et al. (2002) qui effectue une correction d'efficacité de détection.

Pour les sursauts dont le flux en pic $P > 0.8\,{\rm ph/cm^2/s}$, il y a une grande cohérence entre les trois courbes. Pour un flux au pic faible, les écarts sont en revanche importants en fonction de la prise en compte ou non des sursauts détectés au sol (donc faibles) et de l'efficacité. Cette figure démontre l'importance de prendre en compte l'efficacité de BATSE, ce que nous n'avons pas fait dans l'estimation précédente : la comparaison des diagrammes $\log N - \log P$ de Goldstein et al. (2013) et Stern et al. (2002) montre que dans nos populations synthétiques les sursauts faibles devraient avoir un poids plus fort.

Le diagramme $\log N - \log P$ de Stern et al. (2002) nous donne la normalisation $R_{\rm pop,i}$ (GRB/an/sr) pour chaque bin i de flux du pic du sursaut entre 50 et 300 keV. À partir des résultats d'efficacité par sursaut $\epsilon_{\rm GRB}$ obtenus avec les simulations statiques et dynamiques, on peut estimer l'efficacité $\epsilon_{\rm pop,i}$ pour chaque bin de flux au pic [7] en calculant la moyenne et la variance de $\epsilon_{\rm GRB}$ pour tous les sursauts de ce bin. On utilise alors l'équation 6.10 en l'appliquant à chaque bin :

$$R_{\rm ECLAIRs,i} = \epsilon_{\rm pop,i}\ R_{\rm pop,i}\,. \tag{6.28}$$

Le taux total s'obtient en sommant tous les bins :

$$R_{\rm ECLAIRs} = \sum_i R_{\rm ECLAIRs,i}\,. \tag{6.29}$$

Ce calcul a été effectué en prenant en compte par une méthode de Monte-Carlo les erreurs sur la normalisation de Stern $R_{\rm pop,i}$ et sur les incertitudes sur notre calcul de $\epsilon_{\rm pop,i}$: chaque valeur de $R_{\rm ECLAIRs,i}$ a été calculée 10^6 fois en tirant au hasard $R_{\rm pop,i}$ et $\epsilon_{\rm pop,i}$ avec une loi normale (asymétrique pour $R_{\rm pop,i}$). On obtient alors le diagramme $\log N - \log P$ des sursauts de type BATSE détectés par ECLAIRs représenté sur la figure 6.19. Nous constatons que les incertitudes sur les bins correspondants aux sursauts les plus faibles sont beaucoup plus grandes. Nous avons donc décidé de calculer la somme 6.29 en prenant en compte ou non ces trois bins. Cela nous

7. On utilise pour chaque sursaut, le flux au pic entre 50 et 300 keV donné dans le catalogue Goldstein et al. (2013).

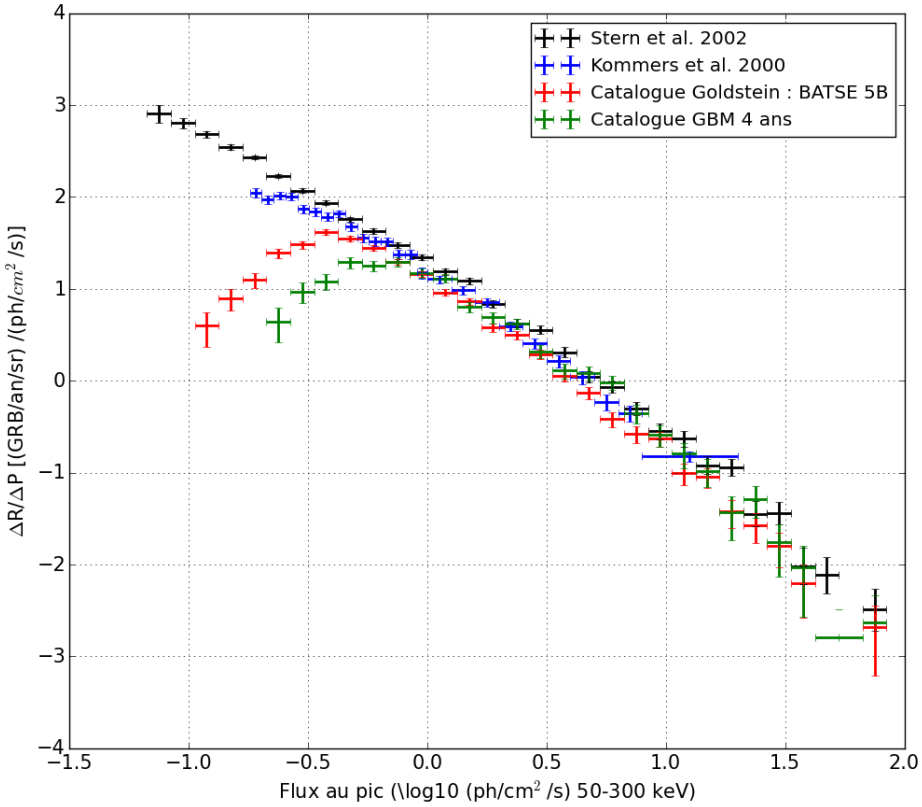


FIGURE 6.18 – Diagramme $\log N - \log P$: Distribution cumulative du nombre de sursauts BATSE en fonction de leur flux au pic pour différents échantillons : Goldstein et al. (2013) en rouge, Kommers et al. (2000) en bleu et Stern et al. (2002). À titre de comparaison, la courbe $\log N - \log P$ GBM obtenue à partir du catalogue Gruber et al. (2014) est représentée en vert. Au delà d'un flux au pic de 0.7 ph/cm^2/s, les courbes de BATSE et *Fermi* sont confondues.

donne une estimation haute et basse du taux total de sursauts R_{ECLAIRs}. Finalement, après multiplication $\Omega_{\text{ECLAIRs}} \times f_{\text{e,ECLAIRs}}$, on obtient l'estimation du nombre de sursauts de type BATSE attendu par ECLAIRs donné dans la table 6.15.

En cyan, nous avons utilisé les résultats d'efficacité d'ECLAIRs obtenus dans la bande d'énergie de BATSE (pas d'extrapolation des spectres). Puis en magenta, nous avons utilisé les résultats d'efficacité d'ECLAIRs obtenus dans la bande d'énergie de $4 - 120$ keV.

La complexité des modes de déclenchement et l'absence d'étude d'efficacité publiée (GBM et BAT) ou la faible statistique de l'échantillon (*HETE-2*) n'a pas permis d'utiliser la même méthode raffinée pour ces populations. On se contente donc dans les sections suivantes d'évaluer la fraction de sursauts supplémentaire attendue, qui correspond à des sursauts non présents dans

	Taux de sursauts de type BATSE attendu par ECLAIRs $\dot{N}^{(\mathrm{BATSE})}_{\mathrm{ECLAIRs}}$ (GRB/an)					
	$N_A = 6.5$		$N_A = 8.0$		$N_S = 10.0$	
	Valeur basse	Valeur haute	Valeur basse	Valeur haute	Valeur basse	Valeur haute
modèle statique	43 ±5	57±8	-	-	38±5	48±7
modèle dynamique	46±6	57±8	43±6	53±8	40±6	49±8

TABLE 6.15 – Taux de sursauts attendu de type BATSE attendu par ECLAIRs.

le catalogue BATSE mais ayant des propriétés les rendant détectables par ECLAIRs.

6.3.3 Sursauts de type GBM, BAT et *HETE-2* : le « bonus seuil bas » et le « bonus image »

Bonus seuil bas. Le catalogue BATSE n'inclut pas les sursauts riches en rayons X-mous (*X-Ray Rich GRBs*). Mais ECLAIRs peut détecter ce type de sursaut du fait de sa sensibilité jusqu'à 4 keV (voir section 6.2.2). Il faut donc ajouter à l'estimation du taux de sursauts de type BATSE vus par ECLAIRs $\dot{N}^{(\mathrm{BATSE})}_{\mathrm{ECLAIRs}}$, un taux supplémentaire de sursauts riches en X. Nous pouvons estimer ce gain à partir des simulations que nous avons réalisées en utilisant les populations synthétiques issues des catalogues *Fermi* et *HETE-2*.

— L'instrument Fermi-GBM a détecté $\dot{N}_{\mathrm{GBM}} = 242 \pm 7$ GRBs/an en prenant en compte uniquement les photons enregistrés à une énergie supérieure à 25 keV. Dans une étude récente Jenke et al. (2016), des sursauts supplémentaires ont été détectés grâce à une analyse des données d'archive prenant en compte les énergies basses (jusqu'à 8 keV) : le taux de sursauts supplémentaire est $\dot{N}_{\mathrm{GBM,mous}} = 21$ GRBs/an ce qui correspond à un gain de $22/942 = 9$ %. Nous conjecturons que BATSE n'était pas en mesure de détecter ces sursauts mais qu'ECLAIRs en sera capable. Nous supposons également que grâce à son seuil de 4 keV, ECLAIRs détectera 100 % de ces sursauts mous supplémentaires, ce qui devra être testé dans l'avenir par des simulations dédiées. Nous adoptons donc $f_{\mathrm{mous,min}} = 9$ % comme limite inférieure du gain dû au seuil bas d'ECLAIRs.

— D'après l'analyse de la population de sursauts détectés par Hete-2 menée par Pélangeon et al. (2008), il y a autant de sursauts de type *X-ray flashs GRBs* (non vus par GBM) que de sursauts *X-Ray Rich GRBs*. Nos simulations de la population synthétique générée à partir du catalogue *HETE-2* montre que les proportions de sursauts classiques, de sursauts riches en X, et de *X-ray Flashes* sont conservées après détection par ECLAIRs. En tenant compte des sursauts les plus mous qui ne sont pas vus par le GBM, nous pouvons donc adopter $f_{\mathrm{mous,max}} = 18$ % comme limite supérieure au gain dû au seuil bas d'ECLAIRs.

Bonus image. Le catalogue BATSE n'inclut pas non plus les sursauts longs et faibles du fait des caractéristiques des algorithmes de détection : la tranche temporelle maximale de l'analyse en temps réel est de 8 secondes. Or, grâce à l'implémentation d'un système de détection de sursaut par l'imagerie, BAT a détecté une population de sursauts inédite constituée de sursauts longs et faibles. Du fait que nous avons repris le même concept pour ECLAIRs, un nombre supplémentaire de sursauts sera observé par rapport à la population des sursauts de type BATSE. Dans nos simulations de la population synthétique générée à partir du catalogue *Swift*, nous trouvons que la fraction de sursauts détectés uniquement par le trigger image (et non par le trigger taux de comptage) d'ECLAIRs (voir la table 6.4), est de $f_{\mathrm{img}} = 9$ %. Nous adoptons cette valeur comme estimation du gain dû au trigger image.

En appliquant ces deux gains au taux de sursauts de type BATSE déjà obtenu par ailleurs,

on peut obtenir le taux de sursauts gamma total $\dot{N}_{\mathrm{ECLAIRs}}$ attendu par ECLAIRs :

$$\dot{N}_{\mathrm{ECLAIRs}} = (1 + f_{\mathrm{mous}} + f_{\mathrm{img}}) \times \dot{N}^{(BATSE)}_{\mathrm{ECLAIRs}} \,. \tag{6.30}$$

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 6.16. On obtient un nombre d'alertes envoyées par ECLAIRs entre 47 et 82 par an. Le taux de repointages du satellite à la suite d'une alerte se situe entre 40 et 72 par an.

Sursauts	Taux de sursauts vus par ECLAIRs (GRB/an) $\dot{N}_{\mathrm{ECLAIRs}}$					
	$N_A = 6.5$		$N_A = 8.0$		$N_S = 10.0$	
	Valeur basse	Valeur haute	Valeur basse	Valeur haute	Valeur basse	Valeur haute
BATSE : courts, longs	46±6	57±8	43±6	53±8	40±6	49±8
Bonus seuil bas	4±1	10±1	4±1	10±1	4±1	9±1
Bonus image	4±1	5±1	4±1	5±1	4±1	4±1
Total	54±7	72±10	51±7	68±10	47±7	62±10

TABLE 6.16 – Taux de sursauts attendu par ECLAIRs en utilisant l'approche dynamique.

6.3.4 Apport du modèle de population (Lien et al., 2014)

Catalogue de sursauts synthétiques

La normalisation du modèle de population d'Amy Lien est fondée sur les observations de l'instrument *Swift*. À partir de l'efficacité de détection de l'instrument BAT obtenue en utilisant le modèle de population et de l'estimation du temps utile d'observation de la mission *Swift*, il a été estimé que le nombre de sursauts produits par le ciel dans la direction de la Terre est de : $\dot{N}_{\mathrm{MODEL}} = 4571^{+829}_{-1584}$ GRBs/an, ce qui équivaut à $R_{\mathrm{MODEL}} = 364^{+66}_{-126}$ GRBs/an/sr. Les calculs détaillés permettant d'obtenir ces valeurs sont présentés dans Lien et al. (2014). Ce taux de sursauts gamma est très important comparé à ceux déterminés à partir des catalogues existants car le modèle inclut une population nombreuse de sursauts faibles détectables par aucun instrument présent ou à venir.

Dans cette approche, la population intrinsèque est parfaitement connue avec une normalisation précise. On peut donc utiliser la démarche présentée à la section 6.3.1 pour estimer le taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs.

— Dans le cas du trigger taux de comptage, l'efficacité de détection est de $\epsilon_{\mathrm{pop}} = 0.12$ au niveau du seuil N_A, et de $\epsilon_{\mathrm{pop}} = 0.11$ au niveau de N_S.
— Dans le cas du trigger image, l'efficacité de détection est de $\epsilon_{\mathrm{pop}} = 0.21$ au niveau du seuil N_A, et de $\epsilon_{\mathrm{pop}} = 0.13$ au niveau de N_S.

À partir de l'équation 6.10, on obtient les taux de sursauts répertoriés dans la table 6.17.

Bande d'énergie	Taux de sursauts $\dot{N}^{(\mathrm{MODEL})}_{\mathrm{ECLAIRs}}$ (GRBs/an)					
	Trigger taux de comptage		Trigger image		L'union des deux	
	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$	$N_A = 6.5$	$N_S = 10$
ECLAIRs [15-120] keV	34^{+6}_{-12}	30^{+5}_{-10}	55^{+10}_{-19}	35^{+6}_{-12}	56^{+10}_{-19}	39^{+7}_{-13}
ECLAIRs [4-120] keV	45^{+8}_{-16}	40^{+7}_{-14}	74^{+13}_{-26}	48^{+9}_{-16}	76^{+14}_{-26}	52^{+9}_{-18}

TABLE 6.17 – Nombre de sursauts vus par ECLAIRs en utilisant la normalisation du modèle de population.

Dans la bande d'énergie d'ECLAIRs, d'après la table 6.17, nous attendons un taux de sursauts gamma détecté situé entre 50 et 90 par an. Le taux de sursauts par an qui pourront être observés par les instruments petit champ de SVOM après un repointage du satellite est situé entre 34 et 61 par an.

À ce nombre de sursauts, il faudrait rajouter les sursauts courts non présents dans le modèle. La fraction de sursauts courts détectés par *Swift* est de l'ordre de 10 %. On pourrait donc ajouter à ce taux déterminé par l'étude avec le modèle, un nombre supplémentaire de sursauts situés entre 5 et 9 par an au niveau du $N_A = 6.5$, et entre 4 et 6 au niveau du seuil $N_S = 10$.

Comparaison et bilan

Les résultats des études du taux de sursauts attendu par ECLAIRs fondées sur une population synthétique issus de catalogues existants d'une part (voir section 6.3.3) et d'un modèle de population (voir section 6.3.4) d'autre part sont cohérents :

— Le taux minimal/maximal de sursauts attendus par an au niveau du seuil d'alerte sont respectivement de 47/82 pour les catalogues existants et de 55/99 pour le modèle de population. Le modèle prédit qu'une plus large proportions de sursauts gamma seront détectés par ECLAIRs.

— Le taux minimal/maximal de sursauts attendus par an au niveau du seuil de repointage est de 40/72 pour les catalogues existants et de 38/67 pour le modèle de population. Dans ce cas, c'est l'étude à partir des catalogues existants qui est plus la plus optimiste.

Une synthèse de ces résultats a conduit à la rédaction d'une note présentée à la « Preliminary Design Review » (PDR) en fin de phase B, qui a eu lieu en Chine en juillet 2016 et qui permet de conclure que l'exigence mission sur le taux de sursauts détecté par ECLAIRs est respectée.

En conclusion, notre étude montre que nous attendons entre 50 et 100 sursauts par an :

— entre 1 à 2 sursauts par semaine au niveau du seuil d'alerte,

— environ 5 sursauts par mois au niveau du seuil de repointage.

Bien que ce taux de sursauts semble faible devant celui des missions *Fermi*, BATSE et *Swift*, il est important se souligner que la stratégie mise en place par *SVOM* est la caractérisation complète en multi-longueur d'onde spectrale et temporelle de cette population. Ceci n'était pas le cas pour tous les sursauts détectés par les autres missions. Je commenterai l'amélioration attendue pour *SVOM* sur ce point dans la conclusion de ma thèse.

Un dernier point à mentionner est que les estimations ci-dessus reposent sur les méthodes standard à bord. Dans le chapitre 7, nous verrons d'autres méthodes qui permettront d'augmenter l'efficacité de détection sur certains types de sursauts.

6.4 Caractéristiques des sursauts détectés par ECLAIRs

Dans cette section sont montrées les efficacités de détection ϵ_{GRB} en fonction des caractéristiques temporelles, spectrales et d'intensité des sursauts. Ces résultats ont été obtenus à partir des simulations dynamiques effectuées utilisant des populations synthétiques générées à partir des catalogues existants.

Les figures suivantes représentent l'efficacité de détection ϵ_{GRB} des sursauts synthétiques en fonction de :

— la durée (figure 6.20 et figure 6.21),

— l'indice spectral à basse énergie (figure 6.22 et figure 6.23),

— l'énergie au pic du spectre E_{peak} (figure 6.24 et figure 6.25),

— la fluence dans la bande d'énergie d'ECLAIRs (figure 6.28 et figure 6.29),

— le décalage vers le rouge (figure 6.30).

Pour chacune de ces caractéristiques, on représente pour chaque population synthétique deux figures : en haut, le nombre de sursauts détectés en fonction de la caractéristique considérée et en bas l'efficacité de détection correspondante pour chaque bin.

Précisément, la figure du haut représente :

— en bleu, la distribution initiale de la population synthétique (notée « INPUT »). L'intégrale de cette courbe donne le nombre total de sursauts dans la population synthétique ;
— en rouge, la distribution des sursauts détectés par ECLAIRs en déclenchant au moins le trigger taux de comptage ou le trigger image (notée « BEST ») ;
— en vert, la distribution des sursauts détectés par ECLAIRs en déclenchant le trigger taux de comptage (notée « CT ») ;
— en magenta, la distribution des sursauts détectés par ECLAIRs en déclenchant le trigger image (notée « IMG ») ;

et la figure du bas représente :

— en rouge, l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ obtenue avec le déclenchement au moins le trigger taux de comptage ou le trigger image (notée « BEST »), obtenue en divisant la courbe rouge par la courbe bleue dans la figure du haut ;
— en vert, l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ obtenue avec le déclenchement le trigger taux de comptage (notée « CT »), obtenue en divisant la courbe verte par la courbe bleue dans la figure du haut ;
— en magenta, l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ obtenue avec le déclenchement le trigger image (notée « IMG »), obtenue en divisant la courbe magenta par la courbe bleue dans la figure du haut ;

6.4.1 Durée

Les figures 6.20 et 6.21 représentent les distributions des durées des sursauts pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$. Elles montrent qu'ECLAIRs est sensible aussi bien aux sursauts courts qu'aux sursauts longs mais détectera majoritement des sursauts longs.

Dans le cas des sursauts courts ($T_{90} < 2$ s), les courbes verte et rouge sont confondues ce qui montre que la détection du sursaut par ECLAIRs est entièrement due au trigger taux de comptage. Pour les sursauts très courts ($T_{90} < 200$ ms), les sursauts de type BATSE n'ont pas été détectés par le trigger taux de comptage bien qu'il soit implémenté dans cet algorithme des tranches temporelles très courtes en dessous de 100 ms. En effet, pour des tranches temporelles très courts, le nombre de coups dans l'image est très réduit et ne permet pas de localiser proprement une potentielle source. L'efficacité de détection des sursauts courts est d'environ 60 % dans le cas des sursauts *Fermi*, 40 % dans le cas des sursauts *Swift* et 30 % dans le cas des sursauts BATSE. Les méthodes utilisées dans le chapitre 7 permettront d'améliorer l'efficacité de détection d'ECLAIRs aux sursauts courts.

D'autre part, comme attendu, le trigger image contribue davantage à la détection des sursauts longs ($T_{90} > 100$ secondes), ce dont nous avons tenu compte dans l'estimation du « bonus image » ci-dessus. Par exemple, le trigger image détecte 80 % des sursauts longs de type « *Swift* », alors que le trigger taux de comptage n'en détecte seulement que 70 %.

6.4.2 Paramètres spectraux

Indice spectral à basse énergie

Sur les figures 6.22 et 6.23 sont représentées les distributions de l'indice spectral à basse énergie des sursauts, pondérées par l'efficacité de détection. L'efficacité de détection est constante en fonction la valeur de l'indice spectral pour les catalogues de sursauts *Swift* et *HETE-2*.

On observe une légère chute d'efficacité dès que $\alpha > -0.75$ pour le catalogue de sursauts *Fermi* et BATSE : l'efficacité est de 80 % pour $\alpha <$ -0.75 aussi bien pour le trigger taux de

comptage qu'image tandis qu'elle chute jusqu'à 50 % pour le trigger image (60 % pour le trigger taux de comptage) pour $\alpha >$ -0.75. En effet, plus le sursaut est à forte dureté spectrale, moins intense sera le flux mesuré dans la bande d'énergie d'ECLAIRs.

Les sursauts dont l'indice spectral à base énergie $\alpha >$ -0.4 sont détectables par le trigger image et taux de comptage avec une probabilité de 50 %.

Energie de pic du spectre E_{peak}

Sur les figures 6.24 et 6.25, on peut voir les distributions du paramètre spectral E_{peak} des sursauts, pondérées par l'efficacité de détection.

Le modèle spectral utilisé pour décrire les sursauts vus par Swift est souvent une loi de puissance, BAT étant sensible dans une étroite bande en énergie. De ce fait, les sursauts de *Swift* avec un E_{peak} mesuré sont peu nombreux : les résultats en terme d'efficacité sont peu concluants.

Les populations de sursauts *Fermi* et BATSE sont très similaires en terme de dureté spectrale et de durée temporelle. Cependant, les sursauts GBM sont plus intenses que les sursauts de type BATSE même si la grande surface collectrice de photons du détecteur de BATSE est contre-balancée par la gamme de sensibilité en énergie de GBM. Les résultats de performance de détection d'ECLAIRs pour ces deux populations est assez différent : ϵ_{GRB} varie de 90 % à 60 % pour $E_{peak} > 200$ keV (davantage pour le trigger image que pour le trigger taux de comptage).

Enfin, dans le cas de la population synthétique de type *HETE-2* qui inclut des sursauts à très faible E_{peak}, l'instrument ECLAIRs semble être très sensible à ce type de sursauts, ce dont nous avons tenu compte dans l'estimation du « bonus seuil bas » ci-dessus. Néanmoins, la taille de l'échantillon étant petite, les résultats sont encore une fois peu concluants.

6.4.3 Flux au pic

Les figures 6.26 et 6.27 représentent les distributions du flux au pic des sursauts calculées dans la bande d'énergie d'ECLAIRs en entrée de l'instrument et dans l'axe, pondérée par l'efficacité de détection.

On voit que l'efficacité ϵ_{GRB} devient maximale pour les sursauts BATSE, *HETE-2*, *Fermi*, *Swift* au delà d'un seuil en flux au pic de 30 ph/cm^2/s aussi bien pour le trigger image que pour le trigger taux de comptage. En dessous de 30 ph/cm^2/s, l'efficacité de détection du trigger image est plus importante que celle du taux de comptage pour la population *Swift*. Pour les populations *Fermi* et BATSE, on observe le phénomène inverse. Enfin, le seuil de détection du flux au pic minimal ECLAIRs est fixé à 1 ph/cm^2/s.

6.4.4 Fluence

Les figures 6.28 et 6.29 représentent les distributions de la fluence des sursauts calculée dans la bande d'énergie d'ECLAIRs en entrée de l'instrument et dans l'axe, pondérée par l'efficacité de détection.

On voit que l'efficacité ϵ_{GRB} devient maximale pour les sursauts *Fermi* et *Swift* au delà d'un seuil en fluence de 30 ph/cm^2 aussi bien pour le trigger image que pour le trigger taux de comptage. En dessous de 30 ph/cm^2, l'efficacité de détection du trigger taux de comptage est plus importante que celle du trigger image. Le trigger image ne détecte plus de sursauts en dessous de 2 ph/cm^2. Cependant son efficacité de détection progresse très rapidement en fonction de la fluence.

Dans le cas des sursauts *Swift* le trigger image détecte des sursauts pour un seuil situé au delà de 6 ph/cm^2. C'est le trigger image qui maximise ensuite l'efficacité de détection d'ECLAIRs, le trigger taux de comptage étant moins efficace. Un résultat particulier montre que pour quelques cas, la fluence est extrêmement forte mais l'efficacité de détection est faible aussi bien pour le

trigger image que pour le trigger taux de comptage. En effet, il s'agit de sursauts très longs, présentant peu de pics à faible flux.

Enfin dans le cas des sursauts *HETE-2*, le trigger image détecte des sursauts pour un seuil de fluence situé au delà de 10 ph/cm^2. $\epsilon_{\rm GRB}$ est maximisée aussi bien par le trigger image que par le trigger taux de comptage.

6.4.5 Décalage vers le rouge

Sur la figure 6.30 est représentée la distribution du *redshift* (z) des sursauts Swift, pondérée par l'efficacité de détection. Tout d'abord, on remarque que l'efficacité de détection maximale ne dépend pas du *redshift* car elle est à peu près constante en fonction du *redshift* (autour de 80 %). Au delà de $z > 3$, l'efficacité de détection du trigger taux de comptage est légèrement plus faible que celle du trigger image. Cependant, en vue du faible échantillon de sursauts dans cette tranche (une quizaine), il est difficile de conclure.

6.4.6 Bilan général

La figure 6.31 illustre la capacité d'ECLAIRs à détecter les différentes classes connues de sursauts.

Sur la figure du haut, est représenté l'échantillon de sursauts connus dans le plan « caractéristique spectrale E_{peak} - durée du sursaut T_{90} (s) ». Chaque symbole correspond à un catalogue de sursauts : BATSE, *HETE-2*, *Swift*, *Swift* avec un spectre mesuré soit par Konus ou *Fermi*. La population classique des sursauts longs est bien couverte par tous les instruments. Cependant, il y a des disparités concernant la qualité de la description spectrale. Par exemple, une mesure de E_{peak} des sursauts vus par *Swift* est peu fiable (faible contrainte de l'indice à haute énergie) comparée à celle effectuée par *Fermi*. Les sursauts de courte durée sont principalement détectés par BATSE et GBM grâce à une gamme spectrale plus large de l'instrument et de la spécifité de ces algorithmes de détection (abscence d'imagerie). L'accumulation des points formant une ligne verticale artificielle $T_{90} = 64$ ms est due à la résolution temporelle minimale de l'échantillon. Les sursauts riches en rayons X (longue durée, faible énergie E_{peak}) appartiennent principalement à l'échantillon *HETE-2*.

Sur la figure du bas, chaque sursaut de l'échantillon synthétique a été simulé dans ECLAIRs. Les résultats de performance sont représentés en terme de probabilité de détection (en moyenne sur l'ensemble du champ de vision, en supposant une distribution isotrope dans le ciel) suivant un code couleur. Ceci montre la capacité d'ECLAIRs à déclencher sur toutes les classes de sursauts. La probabilité de détection est particulièrement bonne pour les sursauts longs classiques et les sursauts riches en rayons X. L'efficacité pour les sursauts courts peut être améliorée en utilisant le sytème ECLAIRs + GRM, offrant une plus grande diversité spectrale.

6.5 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous avons estimé que le taux de sursauts attendu par ECLAIRs sera compris entre 50 et 100 par an au niveau du seuil d'alerte, et entre 40 et 70 par an au niveau du seuil de repointage du satellite. Ainsi, ECLAIRs permettra de faire suivre plus de 150 sursauts en trois ans par les autres instruments de la mission *SVOM* et ainsi caractériser spectralement et temporellement l'émission et la rémanence de ces sursauts.

L'étude a aussi permis de mettre en lumière les catégories de sursauts vus par ECLAIRs. Il sera naturellement sensible aux sursauts longs classiques. Un réel avantage est qu'il sera sensible à l'ensemble de la population *HETE-2* et qu'il permettra de compléter la connaissance sur les sursauts mous de type *X-ray flashes*. Il est intéressant de noter que l'échantillon actuel pour ce type de sursauts est très petit, et la rémanence de peu d'entre eux à été observé. Par ailleurs, un effort pour augmenter la sensibilité d'ECLAIRs aux sursauts courts sera présenté dans le

chapitre sous la forme de méthodes exploratoires. Ces méthodes permettront aussi d'améliorer l'efficacité de détection pour les sursauts à faible flux ou à faible fluence, ce qui est le cas des sursauts lointains.

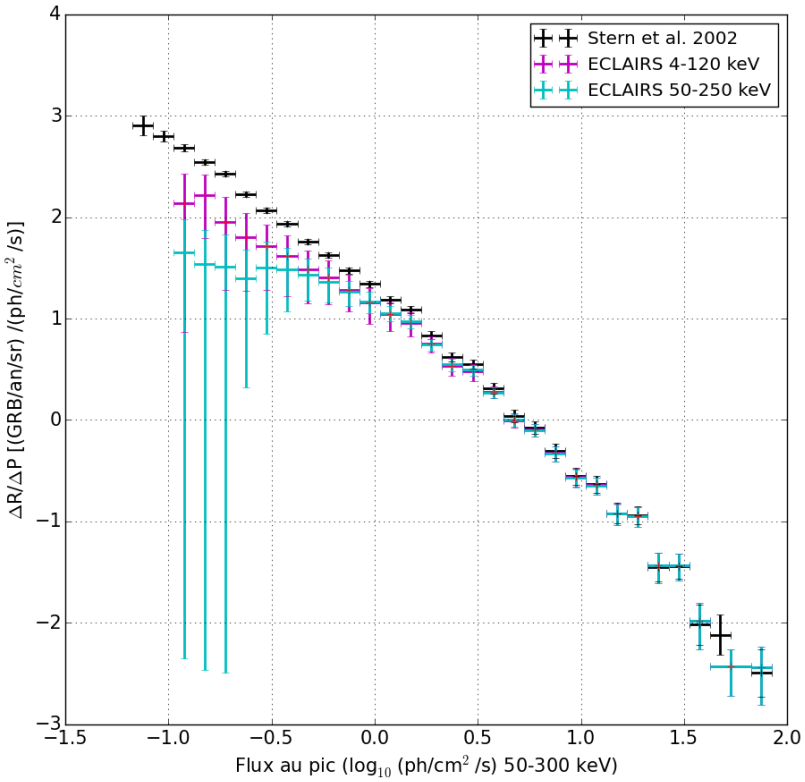


FIGURE 6.19 – Diagramme $\log N - \log P$: Distribution cumulative du nombre de sursauts BATSE en fonction de leur flux au pic en utilisant l'approche de Stern et al. (2002) en noir, et résultat de la normalisation pour ECLAIRs en cyan (dans la bande [50-300] keV) et magenta (dans la bande [4-120] keV) suivant le modèle statique.

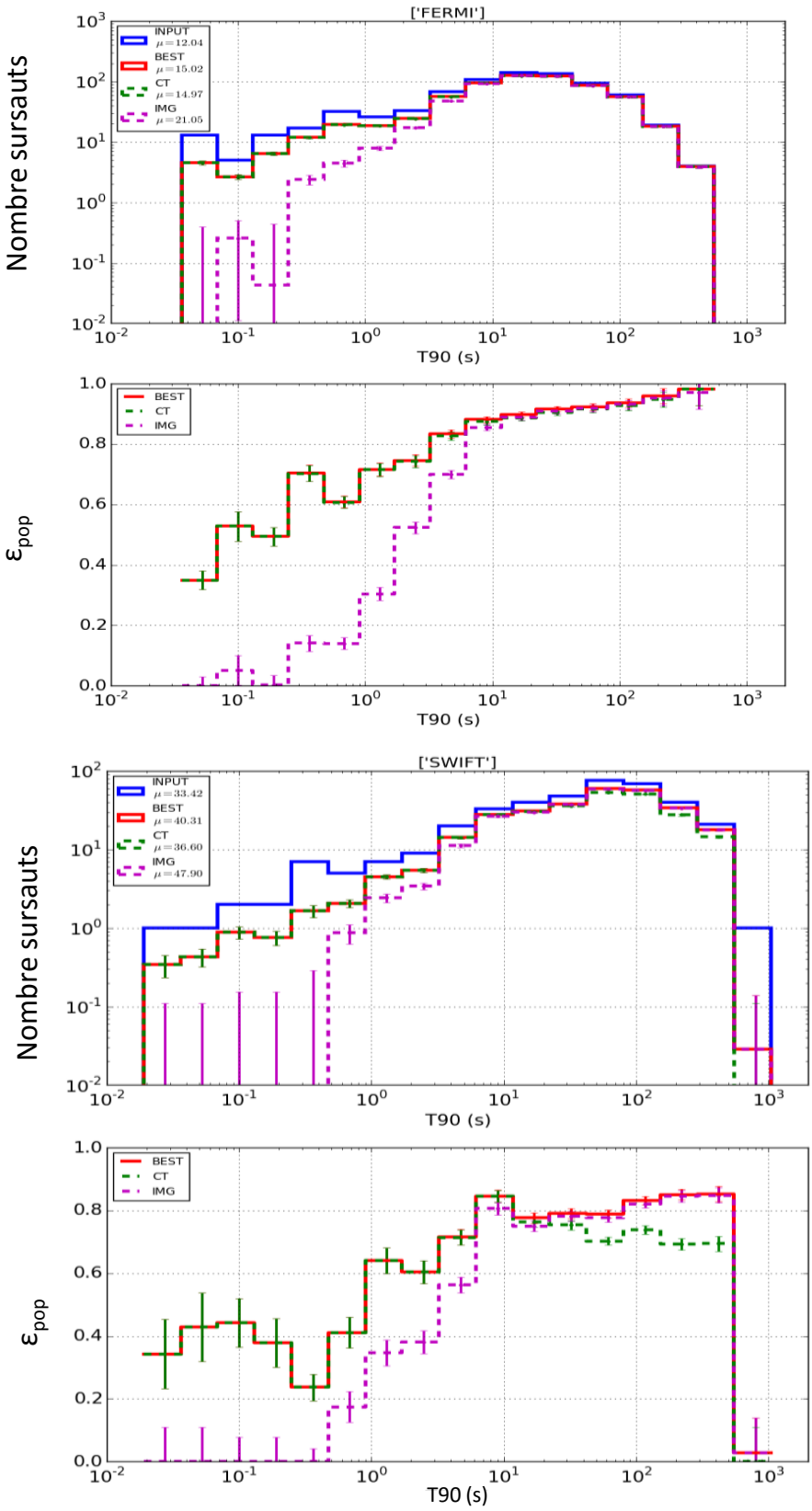


FIGURE 6.20 – Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* suivant leur durée mesurée par l'indicateur T_{90} en secondes. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

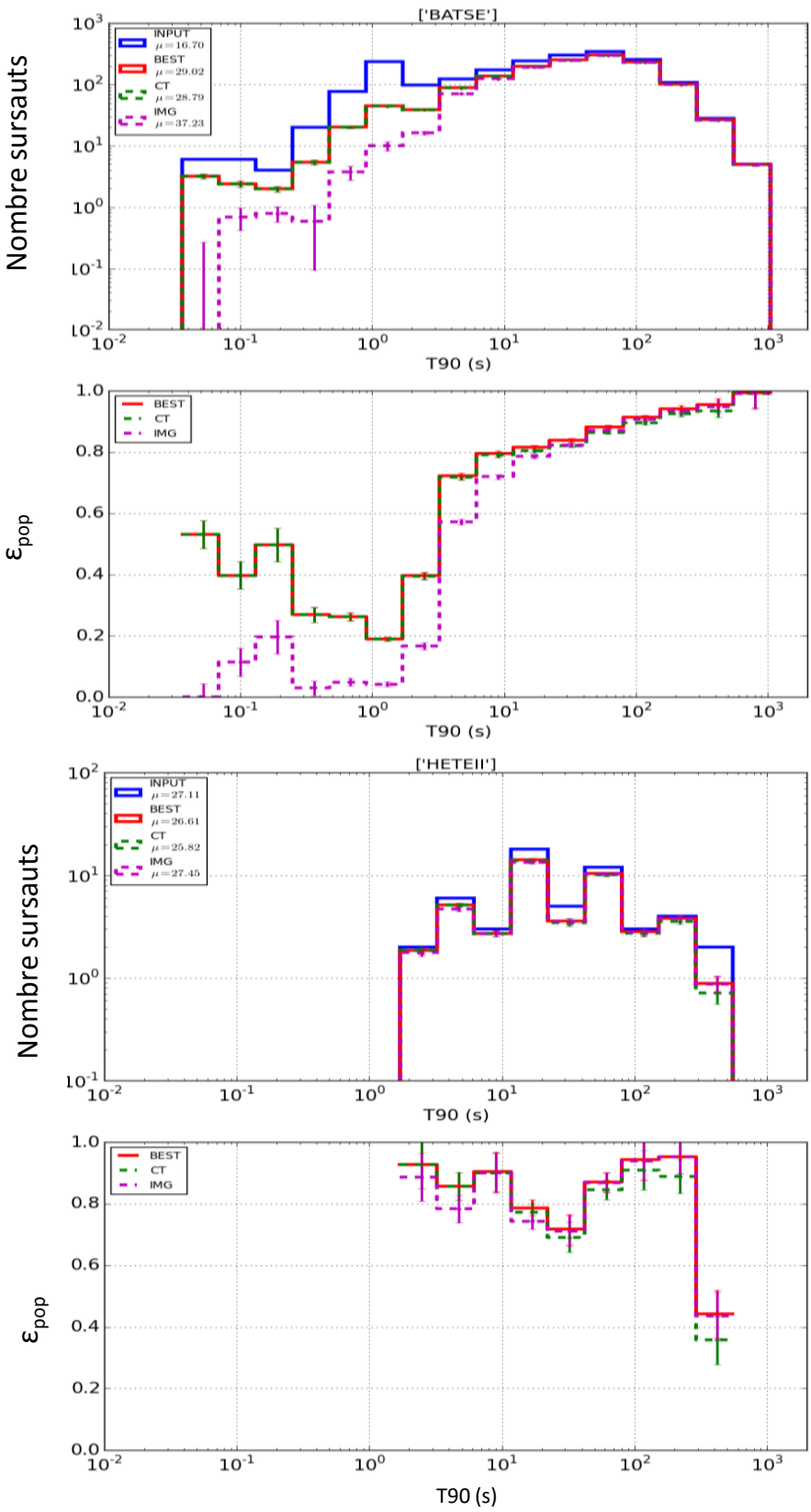


FIGURE 6.21 – Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* suivant leur durée mesurée par l'indicateur T_{90} en secondes. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

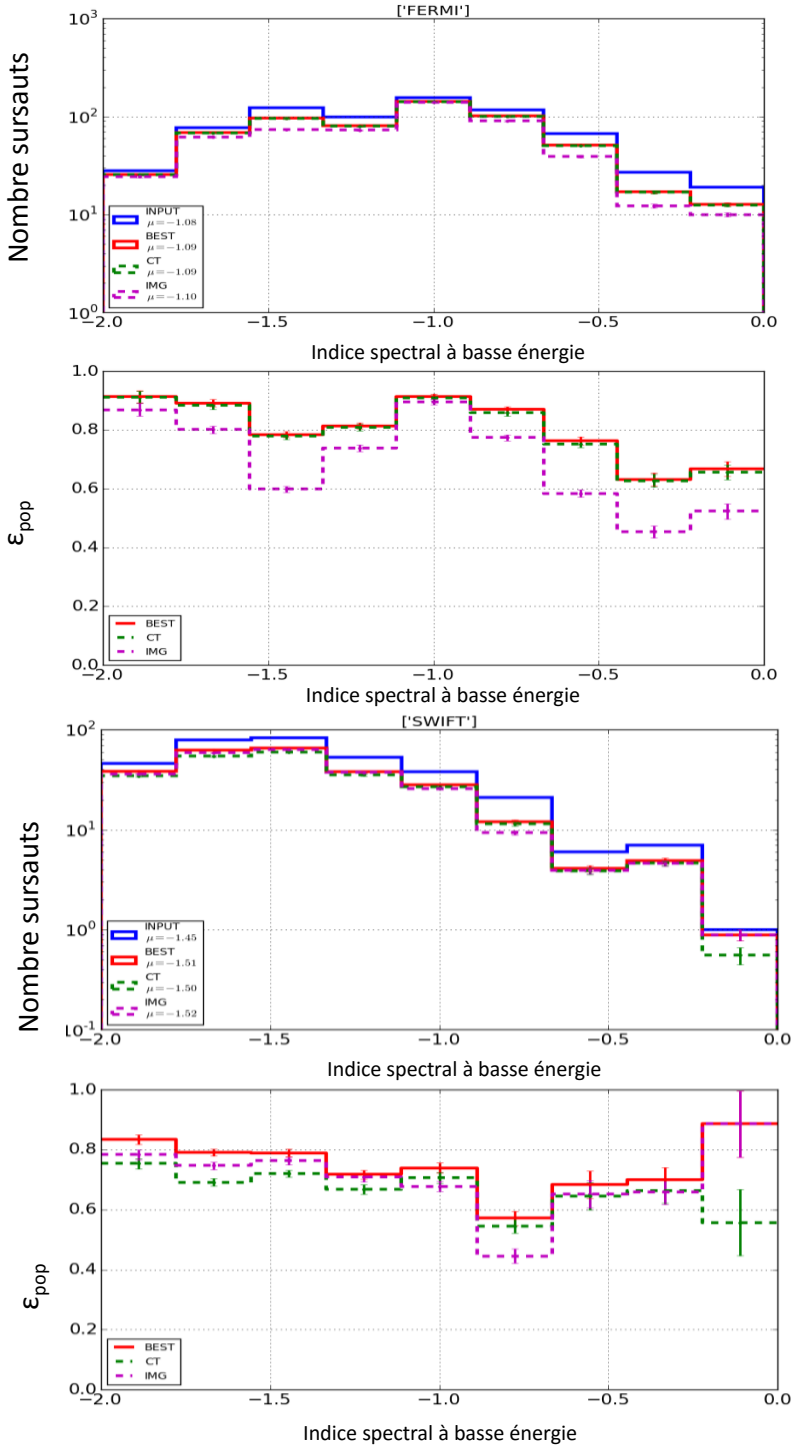


FIGURE 6.22 – Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* en fonction de l'indice spectral à basse énergie. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

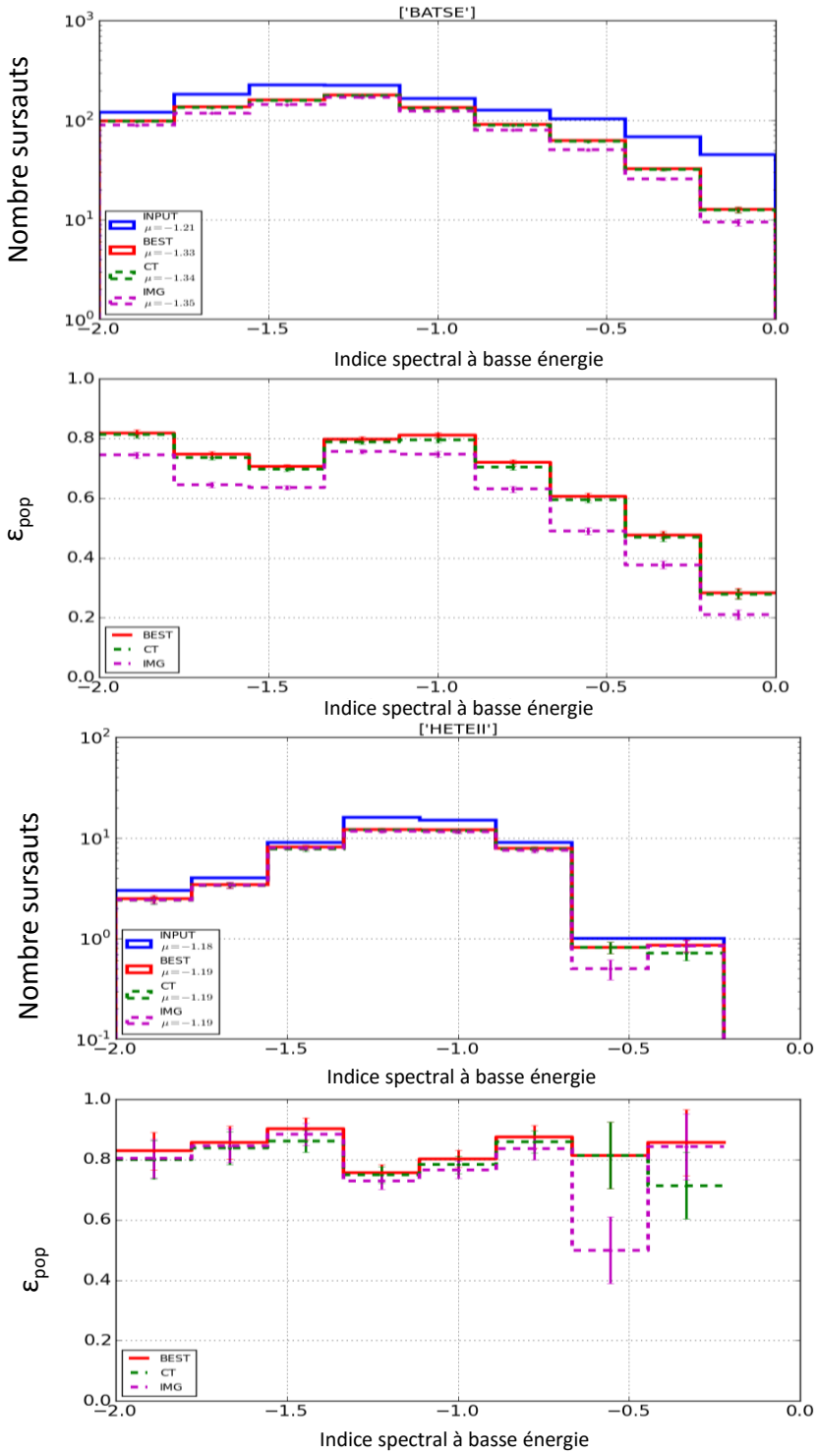


FIGURE 6.23 – Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* en fonction de l'indice spectral à basse énergie. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

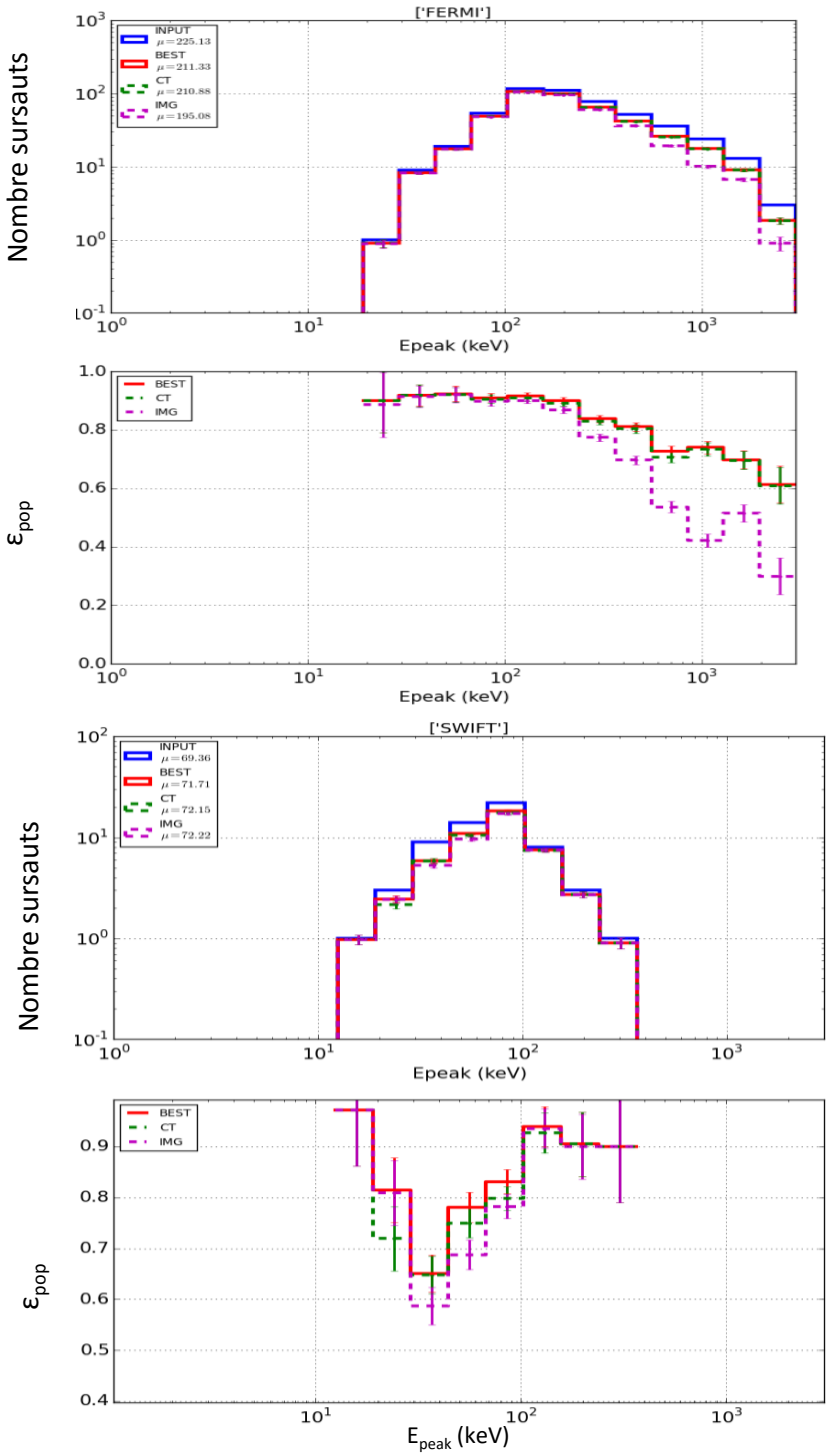


FIGURE 6.24 – Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* en fonction du pic du spectre E_{peak}. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

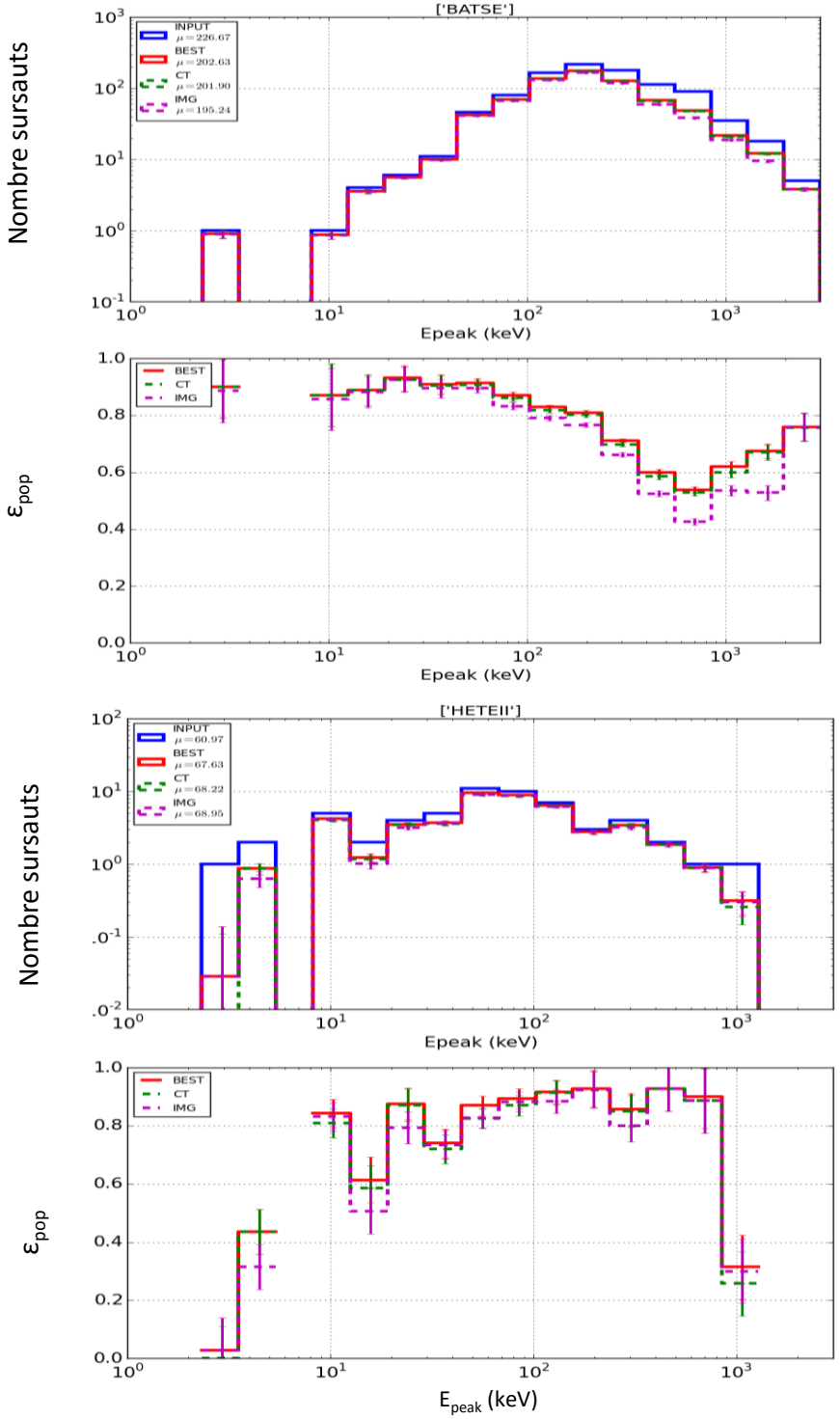


FIGURE 6.25 – Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* en fonction du pic du spectre E_{peak}. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

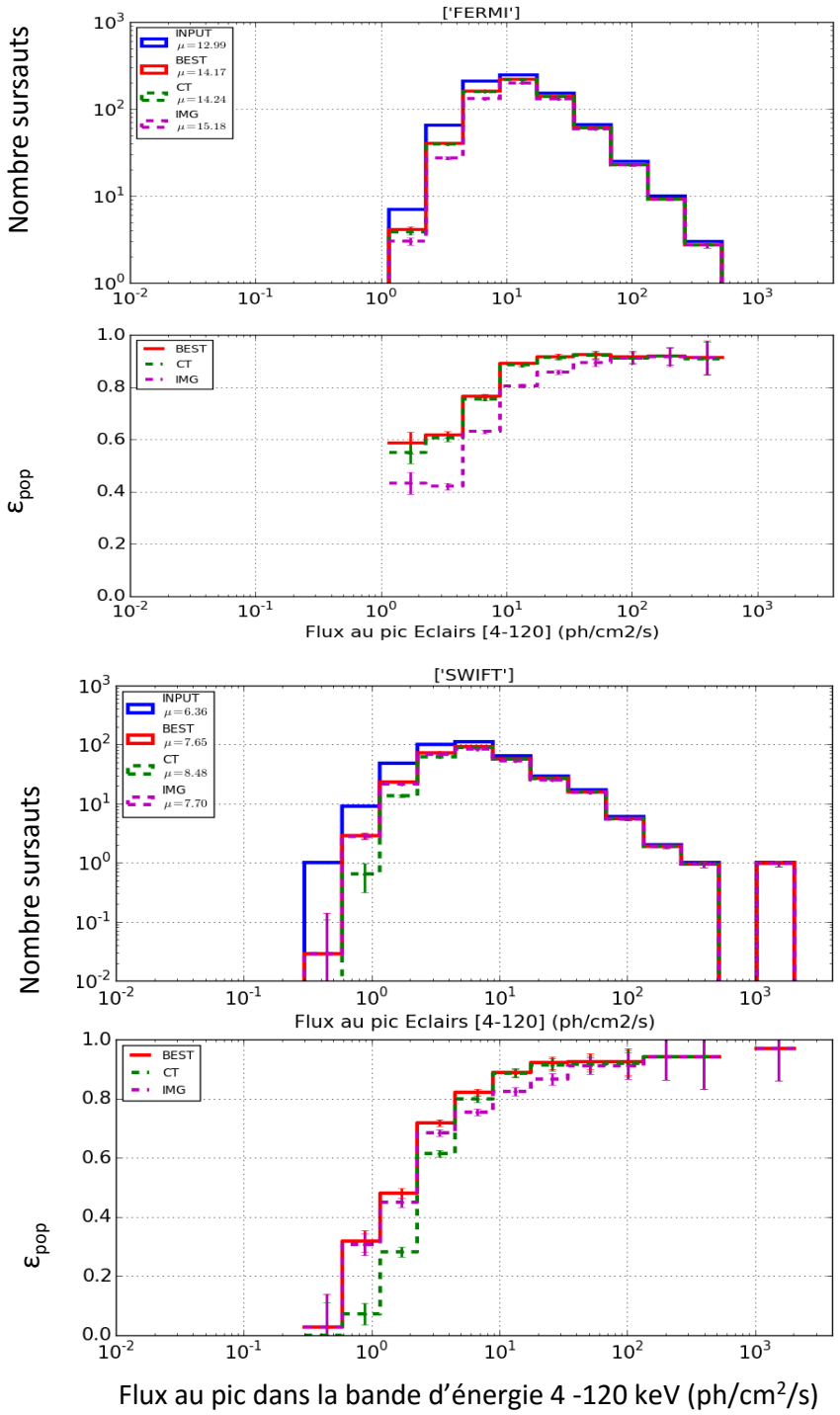


FIGURE 6.26 – Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* en fonction du flux au pic du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

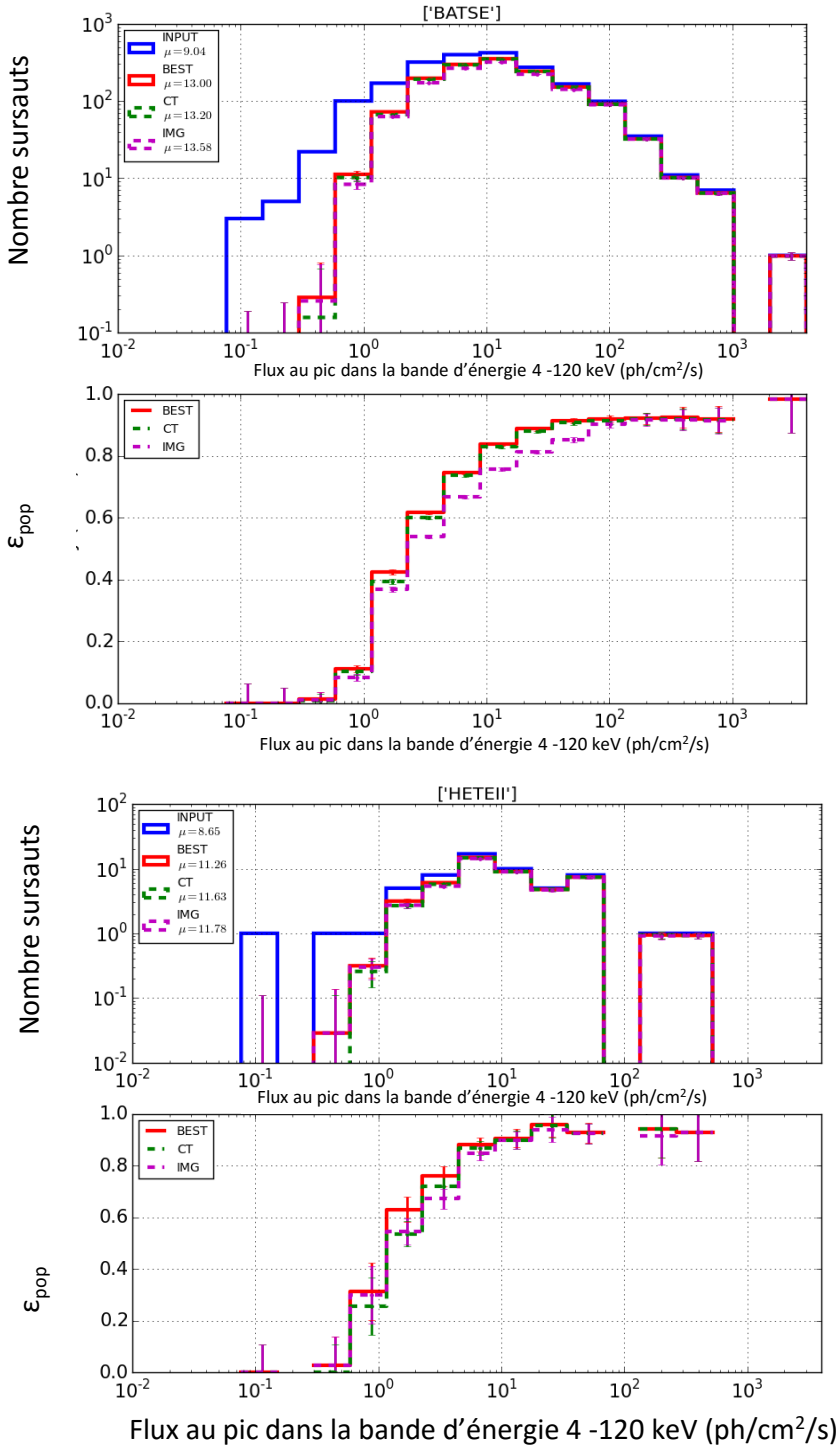


FIGURE 6.27 – Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* en fonction du flux au pic du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

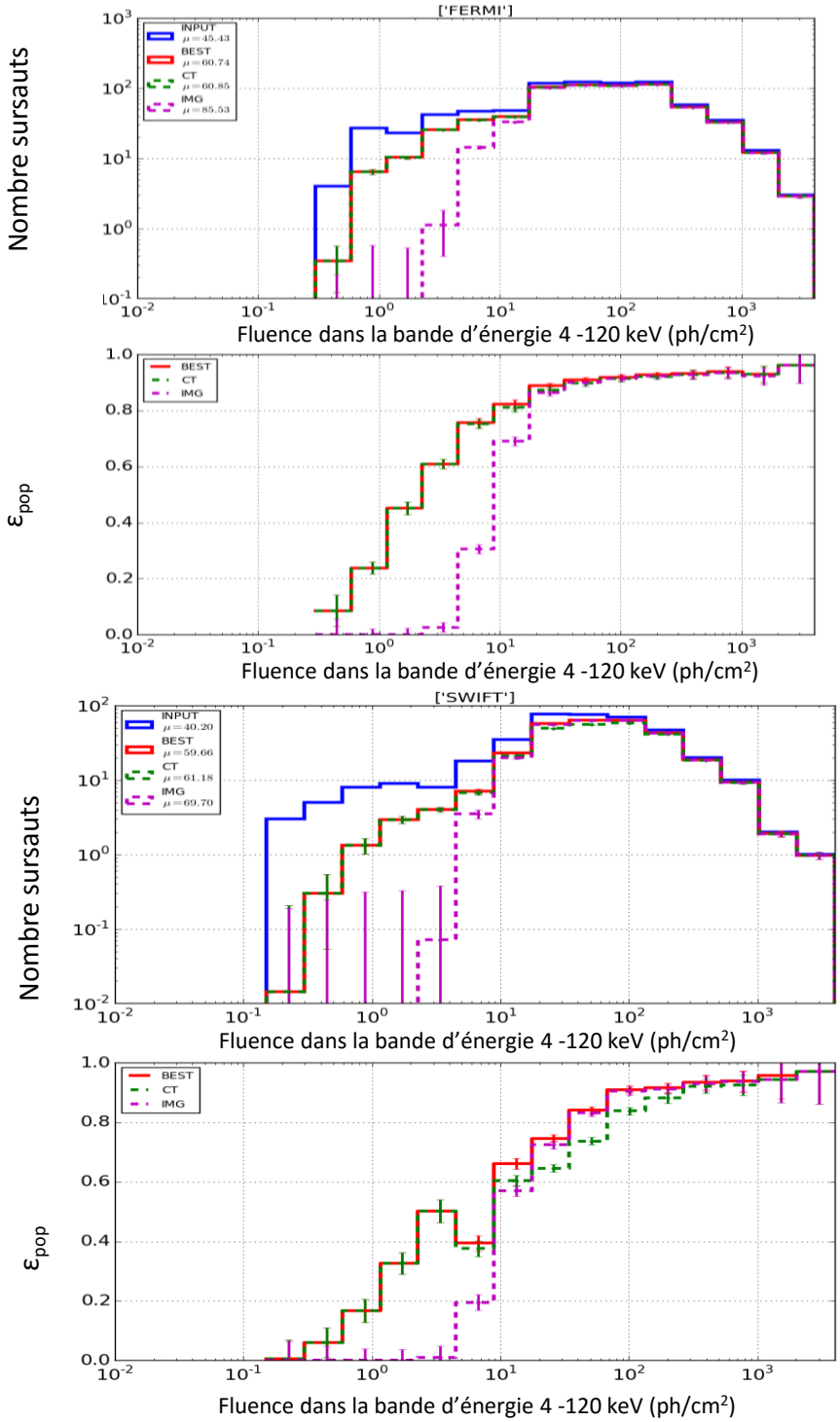


FIGURE 6.28 – Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* en fonction de la fluence du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

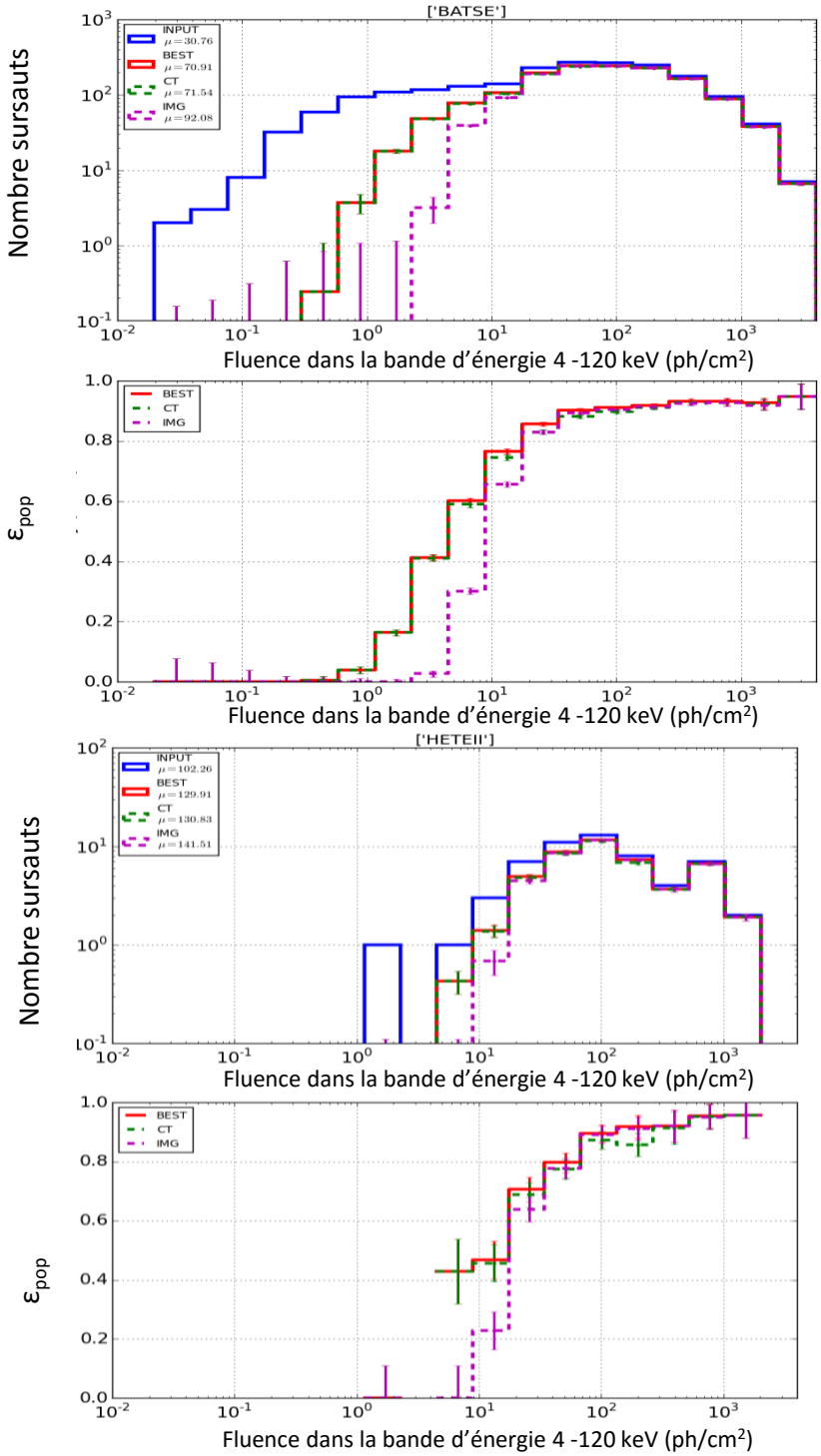


FIGURE 6.29 – Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* en fonction de la fluence du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

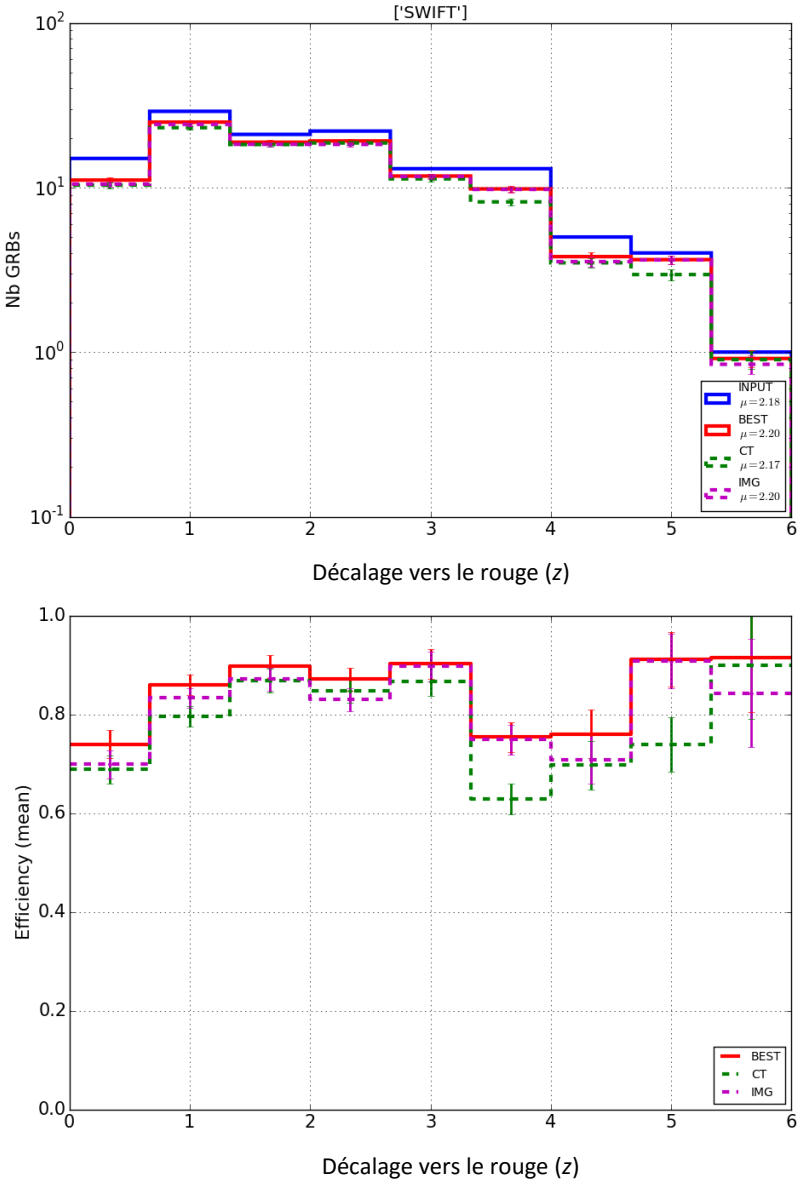


FIGURE 6.30 – Distribution des sursauts détectés de type *Swift* en fonction du *redshift*. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image.

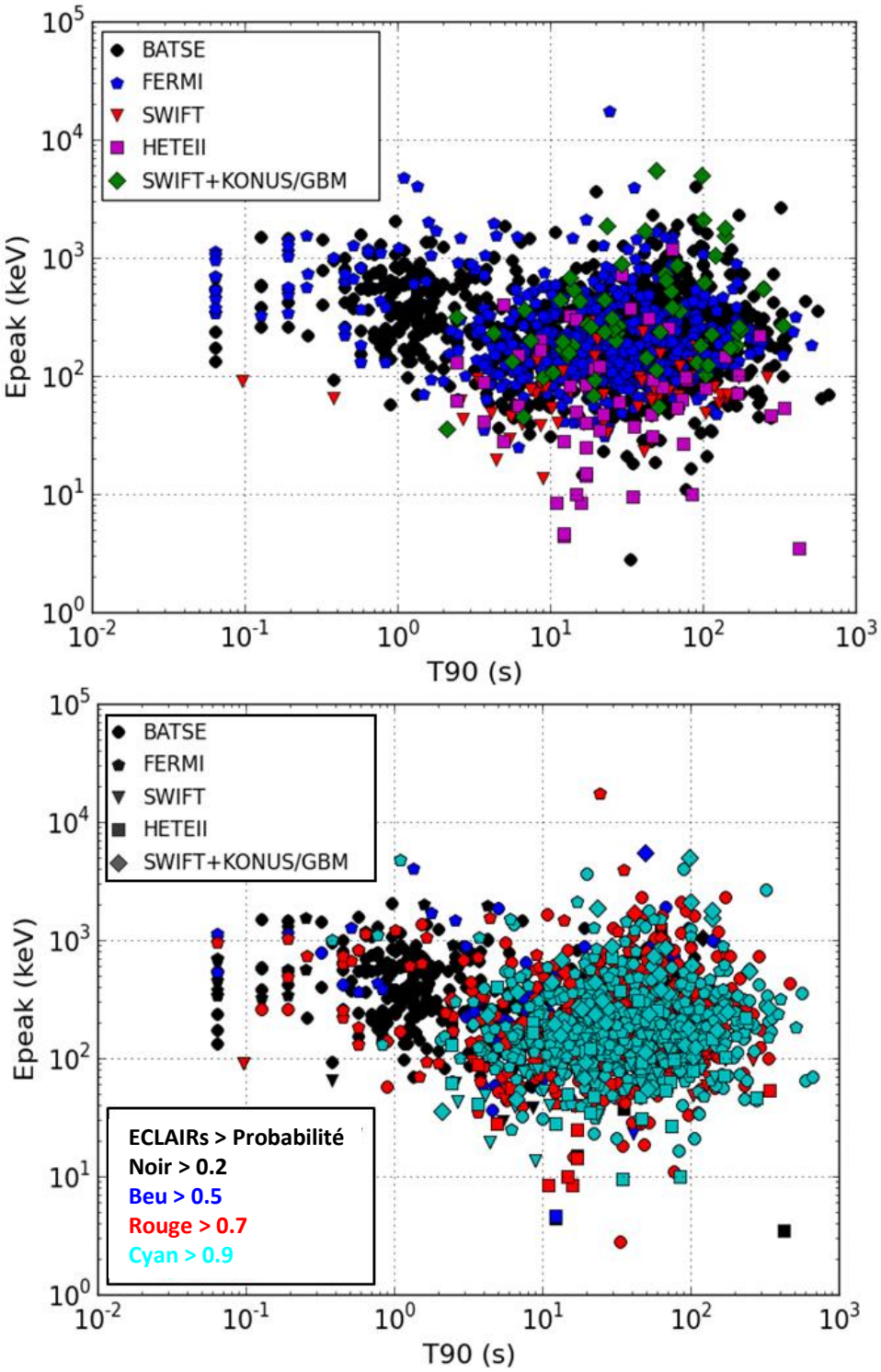


FIGURE 6.31 – En haut : échantillon total des sursauts des différentes bases de données (code couleur) en fonction d'une caractéristique temporelle (T_{90}) et spectrale (E_{peak}). En bas : Probabilité de détection des sursauts par l'instrument ECLAIRs (code couleur).

Chapitre 7

Nouvelles méthodes de détection de sursauts gamma

Sommaire

7.1 Méthode basée sur la segmentation binaire *WBSB* 189
7.1.1 Principe 189
7.1.2 Présentation de la méthode *WBSB* 190
7.1.3 Application à la détection de sursauts gamma par ECLAIRs 193
7.1.4 Implémentation de la méthode *WBSB* 193
7.1.5 Résultats de performance de détection de *WBSB* 195
7.2 Méthode basée sur la segmentation binaire *F-WBSB* 196
7.2.1 Principe 196
7.2.2 Présentation de la méthode *F-WBSB* 199
7.2.3 Application de la méthode *F-WBSB* aux données d'archive *Fermi*-GBM 205
7.2.4 Performances de détection pour les sursauts vus par GBM 206
7.3 Méthode basée sur le gradient du taux de comptage *GRAD* 212
7.3.1 Intérêt de la méthode 212
7.3.2 Présentation de la méthode *GRAD* 212
7.3.3 Application à la détection de sursauts gamma par ECLAIRs 215
7.3.4 Implémentation de la méthode *GRAD* 215
7.3.5 Résultats de performance de détection de *GRAD* 216
7.4 Méthode basée sur la classification *N-GRAD* 217
7.4.1 Principe 217
7.4.2 Présentation de la méthode *N-GRAD* 218
7.4.3 Implémentation de la méthode *N-GRAD* 218
7.4.4 Résultats de performance de détection de la méthode *N-GRAD* 219
7.5 Bilan 219
7.6 Annexe : détections de *F-WBSB* pour le mois de septembre 2008 . 223

Cadre de l'étude

Le dernier chapitre de la thèse présente la recherche de méthodes alternatives aux méthodes traditionnelles de détection de sursauts gamma habituellements utilisées par les missions précédentes (BATSE, *INTEGRAL*, *Swift*, *Fermi*), et dont les méthodes standard utilisées par ECLAIRs (trigger taux de comptage et image) se sont inspirées.

J'ai voulu tester des concepts nouveaux pour améliorer certains points faibles des méthodes standard. Dans ce contexte, il s'agit d'un véritable laboratoire d'idées, où il reste encore de nombreuses voies d'amélioration [1].

L'objectif de cette étude est donc d'évaluer des améliorations aux méthodes standard en visant comme axes de développement :

— établir de nouveaux concepts concurrents des méthodes standard visant **une catégorie particulière de sursauts** et pouvant être **tranferrables sur un logiciel embarqué à bord du satellite**. Cela suppose des algorithmes temps-réel, utilisant peu de ressources de calcul et limitant le nombre de fausses détections. On pourra ainsi les intégrer directement au logiciel embarqué d'ECLAIRs.

— imaginer de nouvelles méthodes de détection **s'affranchissant des contraintes à bord** (par exemple, sur la puissance de calcul). Ces méthodes s'effectueront au sol, avec une capacité importante de calcul, un contrôle du résultat précis et plus détaillé pouvant solliciter le cas échéant une intervention humaine. Si une détection potentielle est trouvée, le résultat pourra être envoyé immédiatement aux télescopes au sol. L'alerte pourra être transmise au satellite dans un délai maximal de 48 heures (voir section 1.3.3).

Ici nous proposons de détailler quatre méthodes présentant des approches différentes dans le domaine de détection des sursauts gamma :

— deux méthodes temps-réels embarquables à bord d'un instrument spatial. La première méthode est appelée « méthode de détection de sursauts gamma par segmentation binaire (*WBSB*) » (section 7.1) et la deuxième est dénommée « méthode de détection de sursauts gamma par gradient du taux de comptage (*GRAD*) » (section 7.3).

— une méthode dérivée de *WBSB* pour valider le concept de *WBSB* testée sur des données existantes (celles fournies par *Fermi*-GBM), appelée *F-WBSB* (section 7.2.2),

— une méthode dérivée de *GRAD*, appelée *N-GRAD* (section 7.4.2), gourmande en ressources car faisant appel à des algorithmes de classification et d'apprentissage (réseau de neurones).

Le travail mené sur ces méthodes bien qu'avancé permet d'envisager de nombreuses améliorations dans le futur.

Similarités avec les méthodes standard

GRAD et *WBSB* ont une architecture semblable à celles des méthodes standard utilisées à bord :

— une première étape de l'algorithme est destinée à la recherche de périodes temporelles intéressantes telles qu'une augmentation soudaine du taux de comptage dans la courbe de lumière, ou tout autre indice temporel pouvant faire penser à l'apparition d'une nouvelle source dans le ciel.

— une fois la période d'analyse temporelle choisie, et une bande d'énergie sélectionnée, la seconde étape consiste en la validation de l'apparition de cette nouvelle source. Pour cela, on utilise le même procédé d'imagerie que celui des méthodes standard (voir section 2.4.5). Ainsi, on va rechercher le meilleur excès dans l'image du ciel : on va mesurer le rapport signal sur bruit associé et sa localisation. Si le rapport signal sur bruit de l'excès dépasse un seuil donné alors une alerte sera déclenchée.

On peut ajouter que ces deux méthodes visent à s'adapter à l'environnement spatial :

— elles sont autonomes,

— elles ne nécessitent pas de puissance de calcul importante. En effet, les méthodes standard vont tourner sur des processeurs bi-coeurs de 53 Mflops chacun (alors que les processeurs sur le maché industriel actuel ont une capacité de 40 Gflops).

— elles cherchent à être robustes et fiables et cherchent à limiter le taux de fausses alertes,

1. D'ailleurs, certaines approches développées pour une méthode pourraient être utilisées dans les autres.

— elles rendent leur décision en temps réel pour pouvoir, aussi vite que possible, repointer le satellite en direction de la source présumée.

Axes de recherches : pistes d'améliorations

WBSB. L'innovation de cette méthode se situe en premier lieu au niveau de la recherche de périodes temporelles intéressantes qui ne s'effectue pas en évaluant un rapport signal sur bruit (entre les excès de comptage et le niveau de bruit de fond) mais en sélectionnant des points de rupture le long de la courbe de lumière. Ces points de rupture sont définis par le principe de segmentation binaire. Cela permet de conserver une résolution temporelle minimale constante sur tout intervalle de temps sélectionné (ce qui n'est pas le cas des méthodes standard).

Cela m'a donc amené à travailler sur une nouvelle méthode pour estimer le bruit de fond le long de la série temporelle du taux de comptage. Ici on utilise un lissage exponentiel alors que les méthodes standard évaluent le bruit de fond par un ajustement polynomial. Cette méthode serait plus flexible dans le cas d'un bruit de fond variable.

F-WBSB. Cette méthode est héritée de celle de *WBSB*. Il me semblait important de tester *WBSB* sur de véritables données gamma. Puisqu'aucune donnée ECLAIRs n'est disponible, il semblait naturel de se tourner vers les données de BAT. Malheureusement, nous n'avons pas accès aux données continues photon-photon de BAT et dans ce sens, il était impossible de réaliser le processus d'imagerie (utilisée pour confimer les candidats). Aussi, j'ai testé *WBSB* sur les données journalières de GBM (disponibles dans plusieurs canaux en énergie et avec une très bonne résolution temporelle). J'ai dû alors adapter la méthode *WBSB* aux données GBM (plusieurs détecteurs, confirmation de la détection par coïncidence).

GRAD. Le bruit de fond ECLAIRs sera assez différent de ceux des missions précédentes et sera particulièrement variable et apériodique :

— on observera à basse énergie le ciel en rayons X (jusqu'à 4 keV),
— on entrera profondément dans la zone de l'anomalie sud-atlantique,
— la Terre sera régulièrement dans notre champ de vue.

Dans ce contexte, j'ai souhaité réaliser une méthode simple sans avoir recours à une estimation du bruit de fond mais qui sélectionne aussi des régions d'intérêts temporelles. Pour cela, j'ai déterminé ces régions en me basant sur la dérivée du taux de comptage. De plus, cette méthode a l'avantage de ne pas avoir de période d'initialisation après des manœuvres du satellite ou en sortie de la SAA.

Enfin, elle permet le regroupement de régions temporelles d'intérêt : ici, on peut réaliser une image sur une ou plusieurs tranches temporelles dans le but de maximiser le rapport signal sur bruit.

N-GRAD. Une dernière approche temps-réel a été envisagée mais elle demande une plus grande capacité de calcul. Ici, un axe de réflexion a été mené sur les critères décisionnels : à partir de quel niveau de confiance et sur quels critères on peut affirmer qu'une nouvelle source transitoire est présente dans le champ de vue ? Pour les méthodes standard, l'alerte de détection est donnée à la suite d'un rapport signal sur bruit significatif du meilleur excès dans l'image. Je propose dans cette étude d'utiliser un réseau de neurones qui, une fois entrainé, pourra déceler lui-même une situation où une source transitoire apparaît soudainement. Cette approche reprend des résultats développés pour la méthode *GRAD* : par exemple, les régions d'intérêts sont évaluées avec la méthode *GRAD*.

7.1 Méthode basée sur la segmentation binaire *WBSB* (approche temps-réel)

7.1.1 Principe

La première méthode de détection de sursauts gamma présentée dans cette étude, *WBSB*, se propose de rechercher des changements inattendus et brusques du taux de comptage enregistré sur la caméra. On forme au même instant l'image associée pour localiser la source transitoire présumée.

WBSB utilise des travaux réalisés par Piotr Fryzlewicz, professeur de statistiques à l'école londonienne d'économie (*LSE*). Ces travaux portent sur des algorithmes de détection de ruptures dans un signal unidimensionnel et temporel (appelés points de changements ou *change points* en anglais). La méthode utilisée, appelée *WBS*, est basée sur la segmentation binaire (Fryzlewicz, 2014). Cette dernière fonctionne par dichotomie et cherche à segmenter une série en différentes portions présentant les mêmes caractéristiques statistiques, comme le montre la figure 7.1.

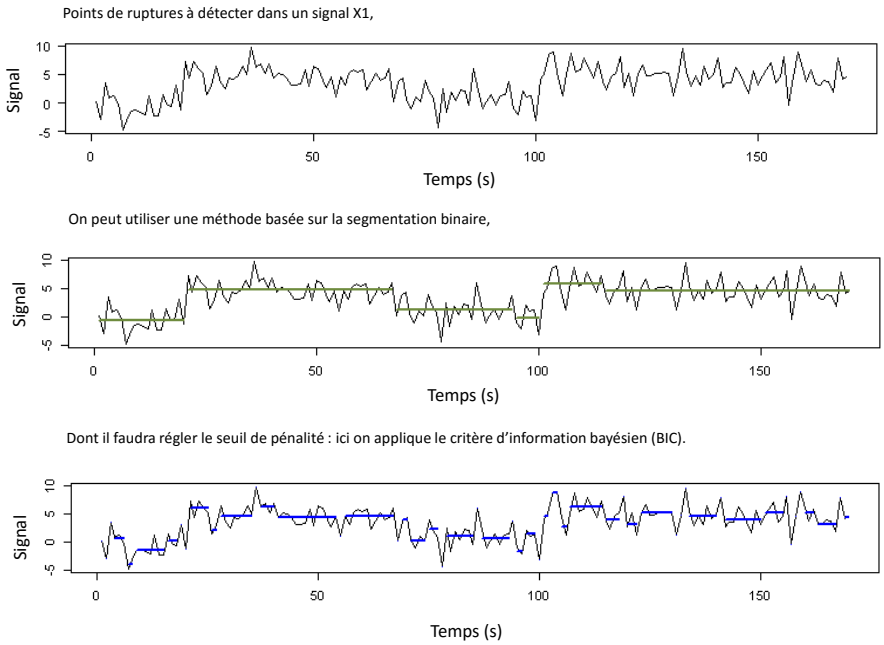


FIGURE 7.1 – Exemple de l'analyse d'une série temporelle pour la recherche de points de ruptures.

WBS a été appliquée pour la première fois aux données du marché financier (nombre d'achats ou de ventes en fonction du temps), décrites dans Fryzlewicz (2014). Bien que la nature des données soit complètement différente de celle pour laquelle la méthode a été pensée au départ, un lien existe entre la problématique du domaine économique et du domaine scientifique : la recherche de variations soudaines et inconnues dans un signal temporel.

Le défi à relever est d'adapter l'algorithme *WBS* à la problématique des sursauts (*WBS* a été développé pour un usage sur le marché financier). Cela nécessite une bonne connaissance de l'algorithme *WBS*, mais aussi des profils temporels des sursauts. Par ailleurs, *WBS* a été pensée au départ dans un tout autre contexte que celui des méthodes usuelles de détection de sursauts gamma. De ce fait, sa réponse en matière de détection est originale et pourrait favoriser la détection de nouvelles catégories de sursauts (on peut se référer aux résultats de la méthode *F-WBSB*, section 7.2.4).

Les sections suivantes présentent le principe de l'algorithme de détection de sursauts par segmentation binaire *WBSB*.

7.1.2 Présentation de la méthode *WBSB*

Description générale

La méthode *WBSB* est structurée de la même manière que l'algorithme du trigger taux de comptage des méthodes standard (2.4.4) :

— la première étape consiste à évaluer le niveau du bruit de fond pour les différentes bandes d'énergies.

— la deuxième étape vise à repérer les points de rupture, instants où le signal présente des changements dans la distribution. Le changement peut être dû à l'apparition ou à la disparition d'une nouvelle source dans le champ de vue. On trouve la meilleure paire de points de changements, formant un intervalle en temps et sur lequel on construira l'image du ciel.

— la troisième étape consiste à la recherche d'un excès significatif dans l'image et à l'évaluation de sa significativité.

— la dernière étape est la prise de décision.

Formalisation du problème

Soit $\{X_t\}_{t\in[1,T]}$, un signal réel provenant d'observations recueillies au cours des instants $1, ..., T$ et présentant des changement dans la distribution. Ainsi, X_t suit une loi de probabilité différente pour chaque intervalle de temps défini entre deux points de ruptures. Soit $\{\tau_0, \tau_1, .., \tau_N\}$, l'ensemble des vrais instants de ruptures.

On peut décomposer le signal X_t en utilisant un modèle de la forme :

$$\forall t \in [1, T]\,,\ X_t = f_t + \epsilon_t \tag{7.1}$$

où $\{f_t\}_{t\in[1,T]}$ est la fonction de régression, constante par morceaux, dont la valeur est l'espérance de la loi de probabilité associée et présentant des discontinuités à chaque instant vrai de ruptures $\{\tau_i\}_{i\in[0,N]}$. $\{\epsilon_t\}_{t\in[1,T]}$ est un bruit poisonnien d'espérance nulle et de variance σ^2.

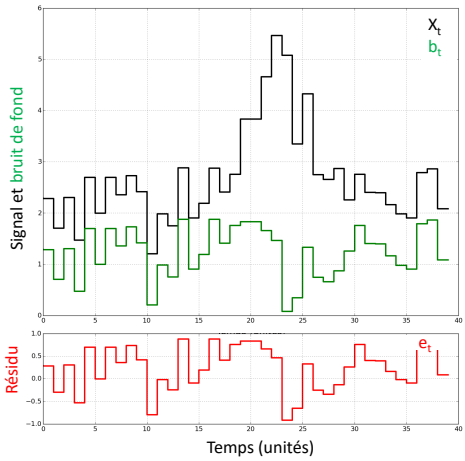


FIGURE 7.2 – Exemple d'un signal ayant des points de ruptures. La courbe noire représente le signal brut X_t, la courbe verte le bruit de fond b_t variable. En rouge, cela présente le résidu des variations du bruit de fond.

Sur la figure 7.2 est représenté un signal temporel présentant des points de ruptures. La méthode de segmentation binaire *WBS* fonctionne uniquement sur un bruit d'espérance nulle. Pour les données ECLAIRs, il faut donc retirer la composante du bruit de fond B de manière à avoir un signal d'espérance nulle. Cette soustraction conservera la variance de B, comme on peut le voir au niveau des résidus de B dans la figure 7.2.

Estimation du niveau du bruit de fond (si nécessaire)

Le bruit de fond moyen d'ECLAIRs évolue le long de l'orbite (voir chapitre 3). Il faut retrancher ce niveau aux données pour pouvoir ensuite effectuer la recherche de points de changement. Pour cela, la technique utilisée sur des portions de faible durée, généralement une centaine de secondes, est l'ajustement d'un polynôme d'ordre 2 ou 3 le long de la courbe de lumière. Cette technique a déjà fait ses preuves dans le cadre de la détection des sursauts BATSE, *Swift* et *Fermi*. Elle est aussi utilisée dans les méthodes standard (voir 2.4.4). Cependant, dans certains cas, le bruit de fond est tellement variable qu'il est préférable d'utiliser un autre procédé.

Dans cette étude, j'ai utilisé une méthode de lissage exponentiel (*exponential smoothing* en anglais) et je l'ai comparée à celle utilisant un polynôme. La méthode de lissage exponentiel est un filtre passe-bas. À un instant t, on tient compte des variations qui se sont passées juste avant alors que celles qui se sont passées il y a plus longtemps ont moins d'influence. La valeur du niveau du bruit de fond b_t est défini de façon itérative suivant la formule :

$$\forall t \in [2, T]\,,\ b_t = \lambda \times X_t + (1 - \lambda)\, b_{t-1},\ et\ b_1 = \widehat{\{X_t\}}_{t\in[1,A]} \tag{7.2}$$

avec $\widehat{\{X_t\}}$ est la médiane de la série $\{X_t\}_{t\in[1,A]}$, avec $A \ll T$ et, λ est à déterminer (mais $\ll 1$).

La figure 7.3 montre l'estimation de la tendance du bruit de fond en utilisant un polynôme d'ordre 3 et la méthode de lissage exponentiel. Cette dernière s'adapte mieux au profil temporel du taux de comptage dans le cas de fortes variations. On peut régler la bande passante des fréquences temporelles du signal avec le paramètre λ.

Recherche des points de changements via la méthode *WBS*

Pour un profil temporel $\{X_t\}_{t\in[1,T]}$, on recherche des instants où un signal présente des changements dans la distribution. Pour cela, on utilise la méthode *WBS* basée sur la segmentation binaire (Fryzlewicz, 2014).

Les figures de 7.4 montrent les différentes étapes de *WBS*.

On commence par construire un jeu de M intervalles en temps selon une loi de probabilité uniforme dans $[1, T]$.

$$\begin{aligned} \forall m \in [1, M]\,, \qquad & [s_m, e_m] \subseteq [1, T] \\ \text{Si } M = 1, \qquad & [s, e] = [1, T] \end{aligned}$$

Dans chaque intervalle $[s_m, e_m]_{m\in[1,M]}$, on calcule le facteur de contraste $\tilde{X}^u_{s_m,e_m}$ obtenu à un instant u.

$$\begin{aligned} n &= e_m - s_m + 1\,, \\ \forall u \in [s_m, e_m]\,,\ \tilde{X}^u_{s_m,e_m} &= \sqrt{\frac{e-u}{n(u-s+1)}} \sum_{t=s}^{u} X_t - \sqrt{\frac{u-s+1}{n(e-u)}} \sum_{t=u+1}^{e} X_t\,. \end{aligned} \tag{7.3}$$

Pour chaque intervalle, on détermine l'instant $u_{0,m}$ qui maximise la grandeur $|\tilde{X}^u_{s_m,e_m}|_{u\in[s_m,e_m]}$. En effet, par cette transformation, on cherche à extraire le signal du bruit :

$$u_{0,m} = \text{argmax}\ \left|\tilde{X}^u_{s_m,e_m}\right|_{u\in[s_m,e_m]} = \text{argmin}\ ||X_{s_m,e_m} - f_{s_m,e_m}|\,|_2^2\,. \tag{7.4}$$

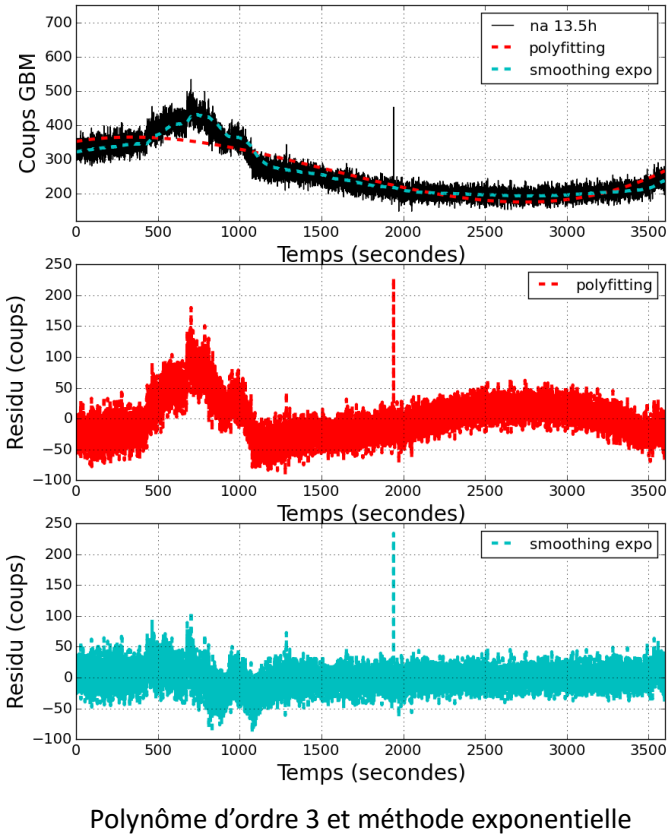


FIGURE 7.3 – Estimation du niveau du bruit de fond suivant deux méthodes : ajustement d'un polynôme sur la durée du signal (3500 secondes) (rouge) et lissage exponentiel (bleu ciel).

On récupère le U_{0,m_0} qui correspond à l'instant où $|\tilde{X}^u_{s_m,e_m}|_{u\in[s_m,e_m]}$ est maximal pour tout intervalle de temps confondu ($\forall m \in [1, M]$). Si $\left|\tilde{X}^{U_{0,m_0}}_{s,e}\right|$ est supérieur à un seuil appelé ζ_T, alors U_{0,m_0} est considéré comme un point de changement.

On recommence la procédure mais respectivement sur les intervalles $[s, U_{0,m_0}]$, c'est à dire $[1, U_{0,m_0}]$ et $[U_{0,m_0} + 1, T]$, ce qui équivaut à $[U_{0,m_0} + 1, e]$:

$$WBS(s, U_{0,m_0}, \zeta_T) \text{ et } WBS(U_{0,m_0}, e, \zeta_T)$$

La valeur du seuil ζ_T est fixée suivant la longueur de l'échantillon et d'une constante C. Elle vaut ici :

$$\zeta_T = C \times \hat{\sigma}\sqrt{2 \ln T} \tag{7.5}$$

avec $\hat{\sigma}$, un estimateur du maximum de vraisemblance de la variance du bruit ϵ_t. C est fixé à 1.3 comme proposé dans Fryzlewicz (2014).

Détermination de l'intervalle de temps pour l'imagerie

Si les points de changement existent, ces derniers sont associés par paires. Les intervalles en temps définis sont ensuite ordonnées suivant leur significativité, noté $S(\tau_i, \tau_j)$. S est calculé par le produit scalaire entre le signal délimité par les deux points de changement et un filtre de la forme $\{\frac{1}{\sqrt{m}}, ..., \frac{1}{\sqrt{m}}\}$, avec m la longueur de l'intervalle entre les deux points de changement, ce

qui équivaut à :

$$S = \sum_{i}^{N} \sum_{j}^{N} \frac{\sum_{k=\tau_i}^{\tau_j} X_k}{\sqrt{\tau_j - \tau_i}} \tag{7.6}$$

La région d'intérêt temporelle sur laquelle on va former l'image, est définie par l'intervalle qui maximise S.

Imagerie

La procédure d'imagerie est la même que celle du trigger taux de comptage et trigger image (voir 2.4.4). On recherche un excès sur l'image du ciel et on calcule son rapport signal sur bruit.

Décision finale

Si le rapport signal sur bruit de l'excès maximal sur le ciel est situé au dessus de $N_A = 6.5$, alors le candidat au phénomène transitoire est retenu.

7.1.3 Application à la détection de sursauts gamma par ECLAIRs

La méthode *WBSB* utilise le même jeu de données que celui utilisé lors des simulations de performance d'ECLAIRs (voir section 5). Ce jeu regroupe les populations synthétiques de sursauts présentées dans 4 et du bruit de fond présenté dans 3.4. Il exploite les résultats de la propagation des photons à travers l'instrument ECLAIRs en utilisant le modèle CxgSim (voir 5.4.2). De ce fait, on teste les performances de détection de *WBSB* sur le même type de série de liste de coups que pour les méthodes standard.

En vue d'une approche temps-réel, la méthode *WBSB* rend sa décision toutes les 5 secondes concernant la présence d'une nouvelle source transitoire. Par comparaison, on rappelle que l'horloge interne du trigger taux de comptage est de 2.5 secondes. Par ailleurs, *WBSB* analyse ce qui s'est passée les quinze secondes précédentes (c'est à dire que T=15 secondes). Ainsi, l'algorithme tourne en parallèle trois fois mais décalées respectivement de 5 secondes et 10 secondes. À noter que j'ai fixé T=15 secondes, car la méthode vise à détecter en priorité les pics liés aux bouffées de photons gamma. Lors de la construction de la base de données des courbes de lumière des sursauts, j'ai observé que la largeur temporelle des pics ne dépassait pas la quinzaine de secondes.

Lors de la recherche des points de rupture dans *WBSB*, la résolution temporelle de la série construite à partir des données est de 10 ms. Ainsi, la précision minimale entre deux points de rupture est de 10 ms, et est constante (ce qui est propre à *WBSB*). Dans les méthodes standard, la résolution minimale est de 10 ms mais évolue ensuite suivant un facteur 2^n.

Enfin, j'ajoute que la période d'initalisation du bruit de fond est de durée T. On évalue directement le bruit de fond sans prendre en compte ce qui s'est passé avant. La méthode standard dans sa forme d'aujourd'hui a une période d'initialisation assez longue (environ cinq minutes) du à l'ajustement du polynôme d'ordre 3 sur la courbe de lumière pour ajuster correctement le bruit de fond. Durant cette période, aucune analyse scientifique telle que la recherche d'un excès au niveau du taux de comptage ne peut être effectuée. Cette initialisation s'effectue après une période de repointage du satellite ou après le passage du satellite dans l'anomalie de l'atlantique sud.

7.1.4 Implémentation de la méthode *WBSB*

J'ai implémenté la méthode *WBSB* en utilisant le language de programmation *Python*. Ce fut très complexe car la méthode utilisait des sous-programmes codés en langages différents. En effet, la méthode *WBS* issue de (Fryzlewicz, 2014) est codée en language R, spécialisé dans

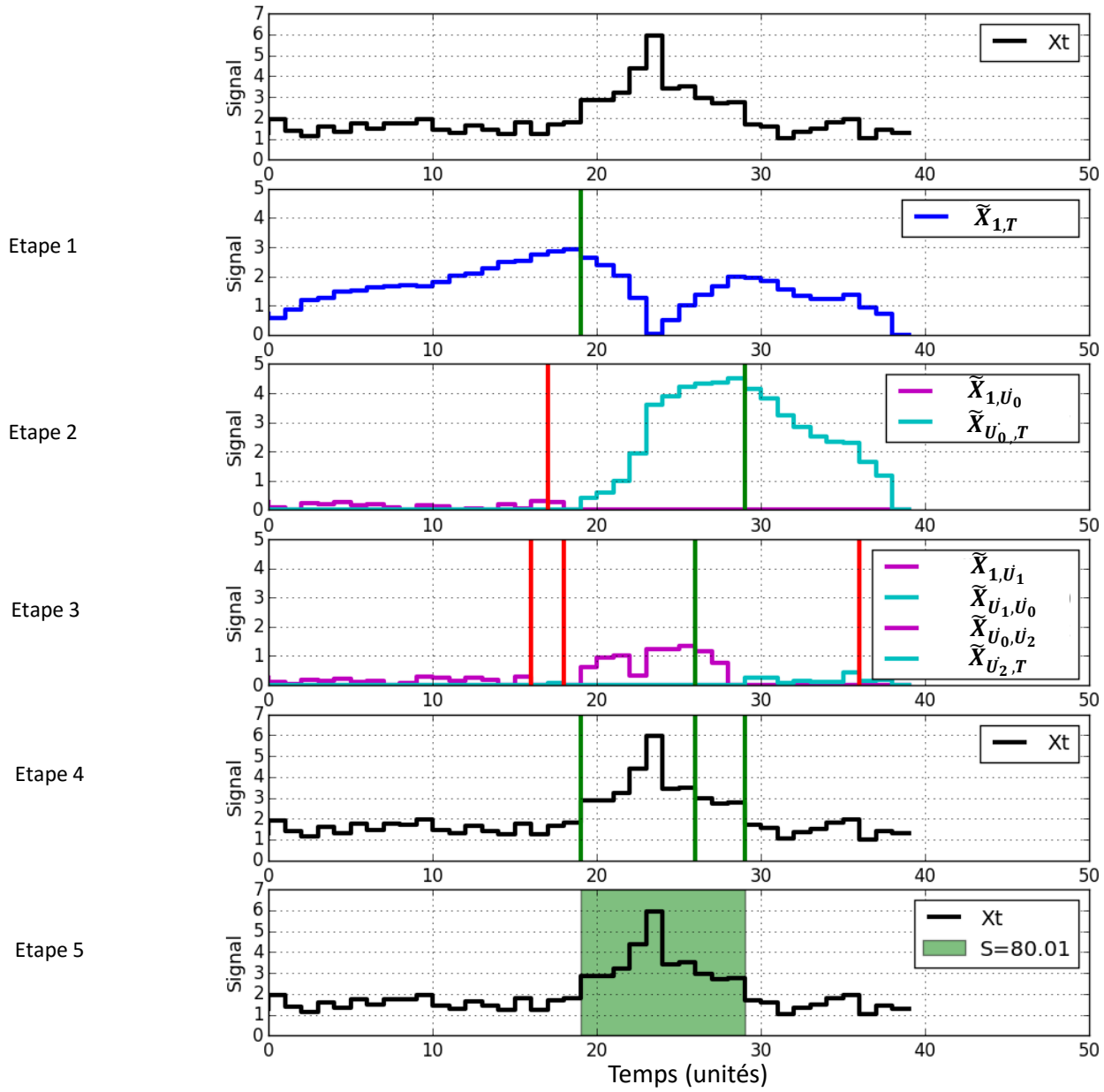


FIGURE 7.4 – Les différentes étapes de la méthode *WBS*. Lors des étapes 1 à 5, on détermine les points de rupture de manière itérative en calculant $|\tilde{X}^u_{s_m,e_m}|_{u\in[s_m,e_m]}$. Ici M=1. Si les valeurs dépassent le seuil ζ_T, alors les points de ruptures candidats sont conservés (en vert) tandis que les autres sont éliminés (en rouge). L'étape 4 montre l'ensemble des points de rupture détectés. À l'étape 5, on montre l'intervalle de temps le plus significatif et la valeur de S.

les programmations liées à la statistique [2]. D'autre part, le script de CxgSim, développé par Stéphane Schanne (SAp), permettant de récupérer la liste des coups est implémenté dans le language C++ sous librairie *Root*.

Par ailleurs, le programme permettant de former l'image du ciel et de déterminer la localisation de l'excès sur le ciel, a été entièrement construit sous langage de programmation *Python*. Ce travail a été réalisé avec Cyril Lachaud (APC) et Alexandra Gros (SAp).

Enfin, à la suite des simulations, j'ai regroupé les résultats sous forme d'un fichier de synthèse. Il s'agit de la même démarche que pour l'analyse des résultats des méthodes standard (voir 5). Les caractéristiques des détections trouvées lors des simulations sont regroupées dans le fichier de synthèse (temps du déclenchement, position dans l'image du déclenchement, etc). Dans le cas de non-déclenchement, les valeurs sont mises à zéro. Les informations contenues dans le fichier de synthèse est présenté dans le tableau 7.1.

Nom du Paramètre	Signification
GRB_name	Nom du sursaut présent dans la simulation
srcX, srcY	Position du sursaut sur le ciel
B_detect_P	Indicateur de détection du sursaut (0 ou 1)
FA_P	Nombre de fausses alertes par simulation de 1500 secondes
SNRFA_P	SNR moyen des fausses alertes
Tstart_P	Point de rupture qui définit le début de la tranche temporelle
Tstop_P	Point de rupture qui définit la fin de la tranche temporelle
SNR_P	Rapport signal sur bruit de l'excès dans l'image
(PosX_P,PosY_P)	Position dans le ciel de l'excès

TABLE 7.1 – Caractéristiques pour une simulation Monte-Carlo contenues dans un fichier de synthèse comportant des informations sur le sursaut à détecter, sa position et les caractéristiques du déclenchement pour la méthode *WBSB*.

7.1.5 Résultats de performance de détection de *WBSB* et perspectives d'amélioration

Efficacité de détection

La méthode *WBSB* a été testée en utilisant plusieurs catalogues de sursauts : le catalogue *Fermi* et le catalogue BATSE dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3 dans le but de constituer une population de sursauts faibles [3].

Le processus d'imagerie codé dans *WBSB* n'est pas optimisé et nécessite un temps de calcul assez long. De ce fait, par manque de temps, nous n'avons pas pu tester la méthode *WBSB* sur un grand nombre de positions N_{tir} tirées pour chaque sursaut du catalogue (section 5.3).

Les résultats d'efficacité de détection sur les deux populations synthétiques sont présentés dans la section 7.3, en comparaison avec le trigger taux de comptage [4]. Ici, nous avons pris exactement les mêmes simulations pour la méthode standard et *WBSB* : les deux méthodes analysent la même liste de coups enregistrés sur le détecteur en temps réel. Du fait du petit nombre de tirages, les résultats d'efficacité de la méthode standard sont différents de ceux présentés dans le chapitre 6 mais les incertitudes sont compatibles avec les résultats d'efficacité pour un tirage de position plus conséquent.

2. Pour gagner du temps, j'ai utilisé directement l'algorithme de Fryzlewicz (LSE) et je ne l'ai pas codé en python même si cela était possible.

3. Nous n'avons pas pu utiliser le catalogue BAT car la description temporelle des courbes de lumière est trop approximative, ce qui est pénalisant pour *WBSB*

4. En effet, le trigger image évoluant sur des tranches temporelles longues (supérieures à 20 s), les résultats ne seront pas comparables.

Catalogues de sursaut	N_{tir}	ϵ_{pop} (%) Trigger taux de comptage		ϵ_{pop} (%) *WBSB* ($T = 15$ s)	
		6.5 σ	10 σ	6.5 σ	10 σ
Fermi	18	83.4 ±0.5	76.6 ±0.5	76.4 ±0.5	73.1 ±0.5
BATSE (Flux/3)	10	56.7 ±0.3	45.5 ±0.3	62.4 ±0.3	58.9 ±0.3

TABLE 7.2 – Résultats d'efficacité de détection pour les différentes bases de données suivant la méthode standard (on choisit le meilleur résultat entre le trigger taux de comptage et le trigger image) et la méthode *WBSB*. Attention, le jeu de données est réduit par rapport à celui utilisé dans les simulations 5.

Les résultats montrent que le trigger taux de comptage est plus efficace pour le catalogue de sursauts *Fermi*, pour le seuil à 6.5 σ. Cependant l'écart de performance entre le trigger taux de comptage et *WBSB* se réduit pour le seuil fixé à $N_S = 10.0$.

En revanche, *WBSB* est plus efficace que les méthodes standard pour le catalogue de sursauts BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit par 3. Le potentiel de *WBSB* est donc visible pour une population de sursauts très faibles. Il faudra étudier si une modification légère de l'algorithme (plusieurs bandes en énergies, ou plusieurs périodes d'analyse) permettrait d'augmenter les performances de détection de *WBSB*.

Sur les figures 7.5 et 7.6, sont représentées les différents nuages de points dans le plan Epeak-T90 et dans le plan Fluence-Flux au pic obtenu dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Les différentes méthodes sont codées par des couleurs différentes : bleues pour les méthodes standard, vertes pour *WBSB*. La figure représente les sursauts vus avec une probabilité de détection de plus de 50 %. La méthode *WBSB* permet de détecter avec une probabilité de plus de 50 % des sursauts très courts et à faible fluence. Malgré ses nombreux paramètres avec les valeurs telles qu'elles sont actuellement fixées, les méthodes standard sont moins sensibles que *WBSB* quand le sursaut est court ou la fluence est faible.

Fausses Alertes

Il s'agit de simulations similaires à celles présentées dans le chapitre 6 pour évaluer le taux de fausses alertes des méthodes standard (section 6.2.8).

Alertes	Durée analyse	Total	6.5 σ	7 σ	8 σ	9 σ
Trigger taux de comptage	41.7 heures	14	13	1	0	0
WBSB	41.7 heures	8	5	0	3	0

TABLE 7.3 – Taux de fausses alertes enregistrés par le trigger taux de comptage et *WBSB* lors que la Terre est dans le champ de vue.

Les taux de fausses alertes entre *WBSB* et le trigger taux de comptage sont comparables.

7.2 Méthode de détection de sursauts gamma par segmentation binaire *F-WBSB* (a posteriori)

7.2.1 Principe

La méthode *F-WBSB* a été conçue dans le cadre de la détection de phénomènes transitoires à partir de données d'instruments gamma transmises au sol. En effet, les algorithmes de détection embarqués :

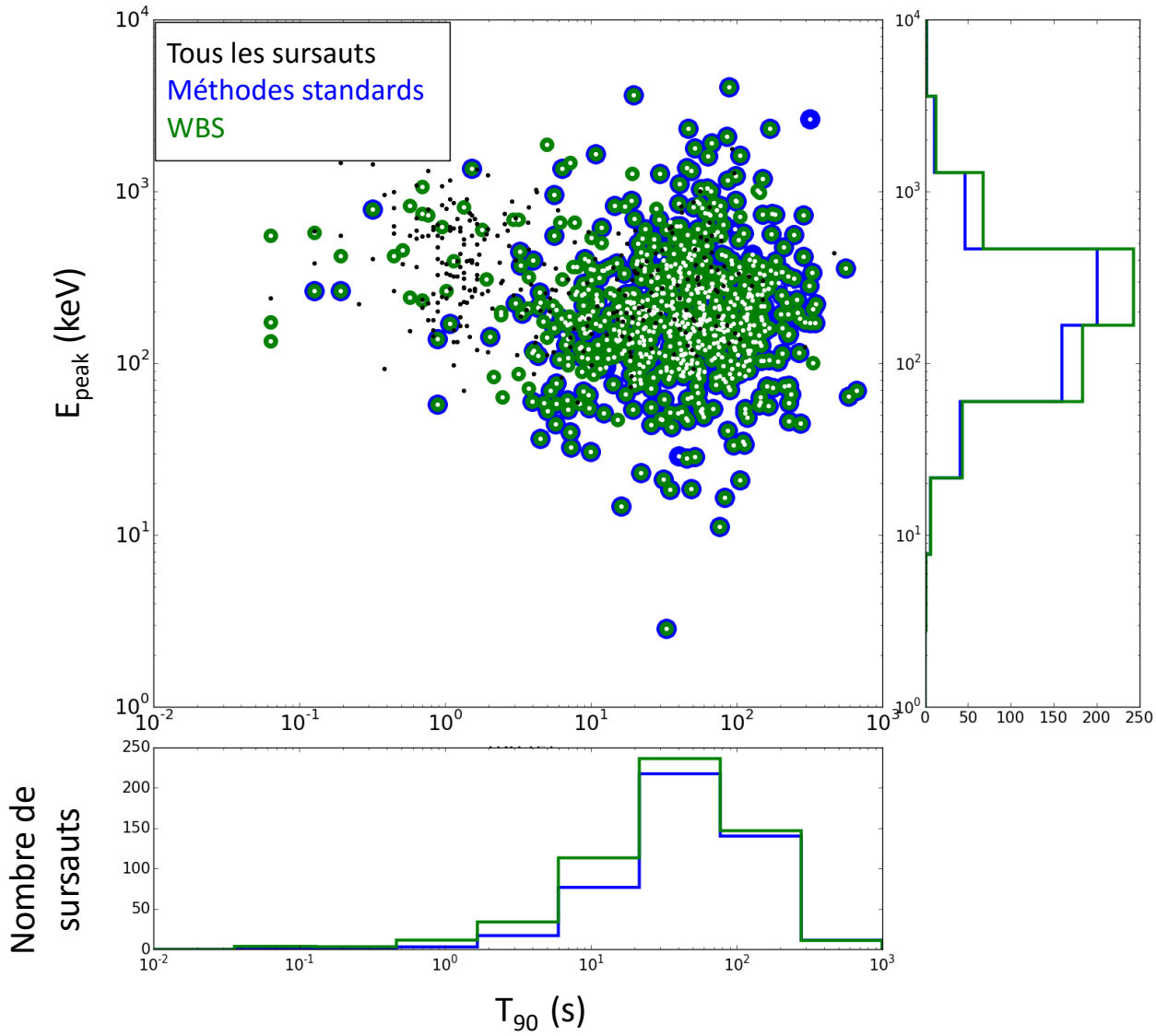


FIGURE 7.5 – Caractéristiques (durée du sursaut, Epeak) des sursauts détectés de la base de donnée BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3, par les différents algorithmes : les méthodes standard, la méthode de segmentation binaire (notée WBS) pour un degré de probabilité de détection de $\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.5$ et pour un seuil de détection de $N_A = 8.5$.

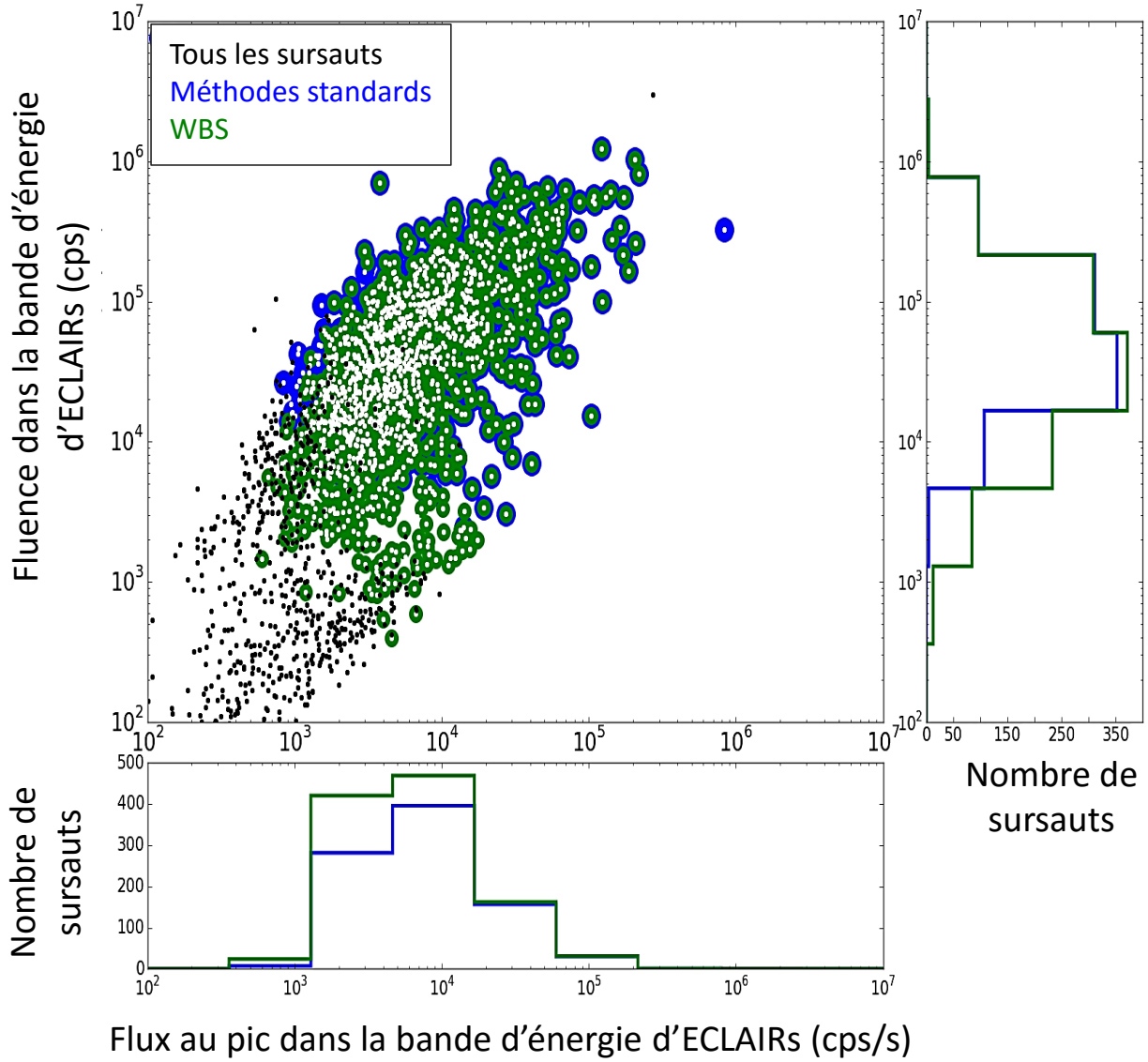


FIGURE 7.6 – Caractéristiques (flux et fluence dans la bande d'énergie d'ECLAIRs) des sursauts détectés de la base de donnée BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3, par les différents algorithmes : les méthodes standard, la méthode de segmentation binaire (notée WBS) pour un degré de probabilité de détection de $\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.5$ et pour un seuil de détection de $N_A = 8.5$.

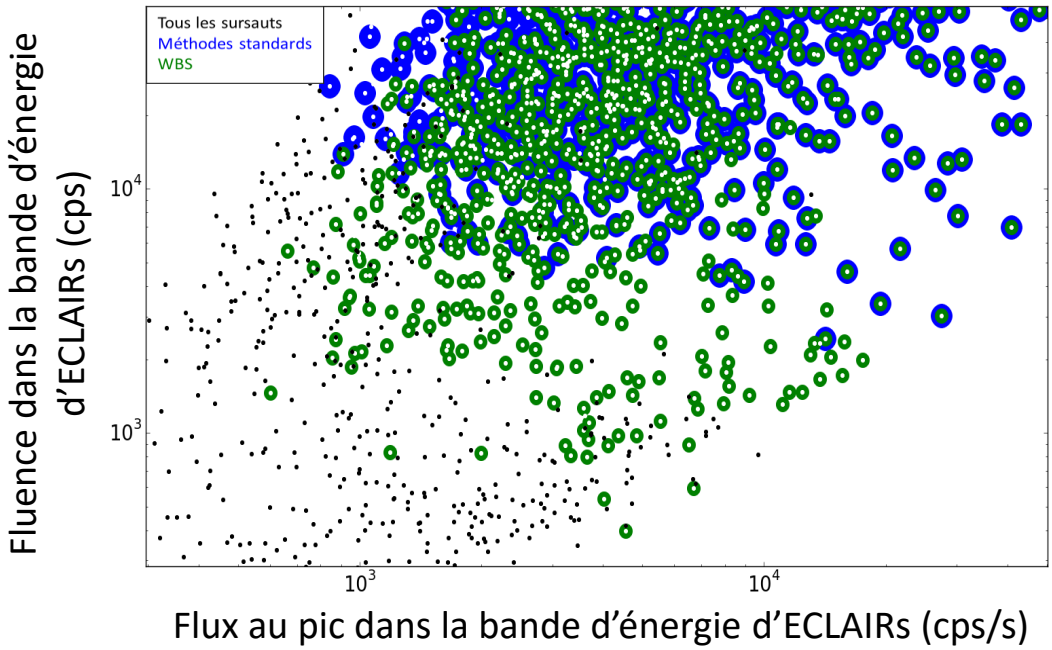


FIGURE 7.7 – Même figure que celle de 7.6 mais zoomer sur les faibles fluences et les faibles flux.

— peuvent rater la détection de sources transitoires dans le champ de vue d'un instrument,
— ne peuvent que fonctionner durant certaines manœuvres du satellite,
— ont une capacité de calcul limitée.

À l'aide de logiciels plus sophistiqués, je vais montrer qu'on peut améliorer l'efficacité de détection ϵ_{ins} d'un instrument en augmentant ϵ_{trig} (voir la section 5.1).

S'inspirant de l'algorithme *WBS*, *F-WBSB* consiste à détecter des phénomènes transitoires à partir de points de rupture du taux de comptage enregistré par un ou plusieurs détecteurs gamma. *F-WBSB* est une méthode peu coûteuse en puissance de calcul et pourrait être très bien être adaptée pour être implémentée dans un calculateur embarqué (comme *WBSB*). En effet, elle recherche en aveugle d'éventuelles sources transitoires.

Mais dans cette étude, elle ne remplit pas le critère de la décision en temps-réel. De plus, elle se dote d'une plus grande sensibilité à la détection et n'est pas contrainte par la limitation du taux de fausses alertes.

F-WBSB a été élaborée pour détecter des phénomènes transitoires à partir des données *Fermi*-GBM. Ainsi, par comparaison avec *WBSB*, elle ne comporte pas d'étape de validation par imagerie. Ici, il s'agit de la recherche en coïncidence d'instants de rupture dans le taux de comptage des différents détecteurs du GBM. Cette approche permet alors de tester sur des données réelles, les performances d'une méthode basée sur la segmentation binaire (*WBS*).

Dans une première partie, je vais présenter les différentes étapes de la méthode *F-WBSB*. Dans une seconde partie, je montrerai les résultats obtenus sur un mois de données d'archive *Fermi*-GBM.

7.2.2 Présentation de la méthode de détection de sursauts gamma *F-WBSB*

Formalisation du problème

Les notations utilisées dans la suite du raisonnement sont les mêmes que celles présentées dans la méthode *WBSB* (voir 7.1.2). Ici, on travaille sur la détection simultanée de points de

ruptures détectés dans des signaux enregistrés sur plusieurs détecteurs. Les détecteurs sont notés de d=1 à D. Le signal provenant d'observations recueillies au cours des instants $1, ..., T$ par le détecteur d est noté $\{X_t\}^d_{t\in[1,T]}$.
L'ensemble des signaux reçus par les D détecteurs est : $\left[\{X_t\}_{t\in[1,T]}\right]^{d\in[1,D]}$.

Construction d'un signal prêt à l'emploi (si nécessaire)

La première étape consiste à créer l'ensemble des signaux $\left[\{X_t\}_{t\in[1,T]}\right]^{d\in[1,D]}$. En effet, certaines données n'ont pas pû être transmises correctement au sol. D'autres ne sont pas exploitables car le satellite changeait fortement de trajectoires. Il faut alors sélectionner les séquences de données où la méthode pourra être appliquée.

Estimation du niveau de bruit de fond (si nécessaire)

Pareillement à la méthode *WBSB*, il faut retrancher le niveau du bruit moyen aux données pour pouvoir ensuite effectuer la recherche de points de changement. Dans cette étude, j'ai utilisé une méthode de médiane de glissante (*median smoothing* en anglais) et je l'ai comparée à celle utilisant un polynôme. De même que pour un lissage exponentiel (voir section 7.1.2), cette méthode est un filtre passe-bas. Elle épouse efficacement le profil d'un taux de comptage présentant de nombreuses variations. De plus, elle demande moins de capacité de calcul que la méthode polynomiale et pourrait être aussi utilisée dans *WBSB*.

Dans le cas de l'instrument GBM, à cause de son grand champ de vue (voir section 1.1.3) et de sa sensibilité jusqu'à 6 keV, une partie de ses détecteurs récoltent les photons de haute énergie provenant de sources situées dans notre galaxie. Cela produit un surplus et une variation soudaine du niveau de bruit de fond b_t : la méthode de la médiane glissante s'est alors révélée la plus appropriée.

Dans le cas de la médiane glissante, la valeur b_t est définie de manière suivante :

$$\forall d \in [1, D]\,,\ \forall t \in \left[\frac{K-1}{2}+1, T-\frac{K-1}{2}\right],\ b_t = \widehat{\{X_i\}}^d_{i\in\left[t-\frac{K-1}{2},\, t+\frac{K-1}{2}\right]}\,. \tag{7.7}$$

avec K une valeur à déterminer.
Les valeurs premières (ou dernières) valeurs de b_t sont estimées à partir d'un signal formé par l'union de deux séquence : le signal X_t et son signal miroir par rapport à l'axe $t = 1$ (ou $t = T$).

$$\forall d \in [1, D]\,,\ \forall t \leq \frac{K-1}{2}, \text{ou}\, \forall t > T-\frac{K-1}{2},\ b_t = \widehat{\{X_i \cup X_i^*\}}^d_{i\in\left[t-\frac{K-1}{2},\, t+\frac{K-1}{2}\right]}\,. \tag{7.8}$$

avec $\{X_t^*\}^d_{t\in[-T,-1]}$, le signal renversé temporellement de $\{X_t\}^d_{t\in[1,T]}$.

La figure 7.8 représente le taux de comptage pour six détecteurs GBM. On ajouté l'estimation du niveau du bruit de fond selon un polynôme d'ordre 2 et selon la méthode de la médiane glissante. L'évaluation de la médiane a été estimée sur une courbe de lumière dont on a dégradé la résolution temporelle afin de couper les variations temporelles de haute fréquence. Ainsi, on a regroupé les bins de la courbe par 4, de telle sorte que la résolution temporelle de la courbe de lumière soit donc de 256 ms $\times 4 = 1.024$ s. La méthode de la médiane glissante a été appliquée avec $K = 15$, c'est à dire que b_t est estimé à partir d'une distribution de longueur 15 secondes (7 secondes avant t et 8 secondes après t).

En comparant les résultats, la méthode de la médiane glissante s'ajuste plus soigneusement au profil du taux de comptage qu'un simple polynôme d'ordre 2 estimé sur 3500 secondes. Lorsque des variations soudaines d'une durée bien trop longue pour être considérée comme une signature d'un phénomène transitoire, telle que celle observée par le détecteur « na » entre 500 et 100 secondes (en bas à gauche dans la figure 7.8), la médiane glissante s'avère très efficace. Ces variations peuvent faire penser à l'entrée dans le champ de vue d'une source variable émettant des rayons X.

J'ai souhaité comparer cette méthode avec une méthode polynômiale similaire à celle utilisée dans les méthodes standard (voir 2.4.4). Pour cela j'ai ajusté un polynôme d'ordre 3 sur une durée de 307 secondes, avec un rafraichissement des paramètres du polynôme toutes les 40 secondes. Les résultats obtenus sont similaires à ceux de la médiane glissante (voir figure 7.9). Cependant, cette méthode impose un laps de temps conséquent entre deux ré-évaluations du niveau du bruit, cette dernière demandant une statistique importante et un besoin supplémentaire de capacité de calcul lors de l'ajustement des paramètres. À l'inverse, la méthode de la médiane glissante évalue le bruit de fond à chaque pas de temps, moyennant un temps d'attente de durée $(K-1)/2$.

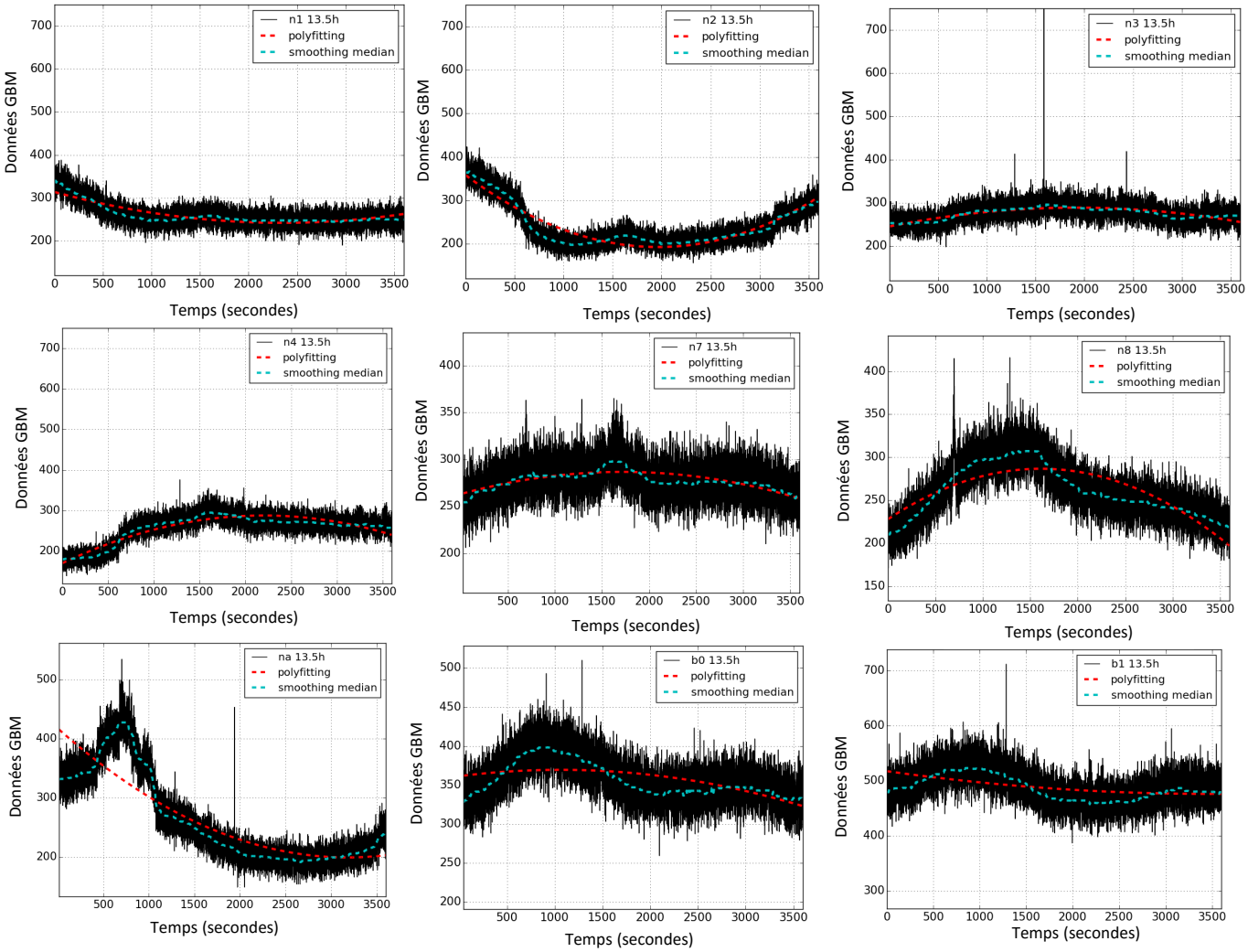
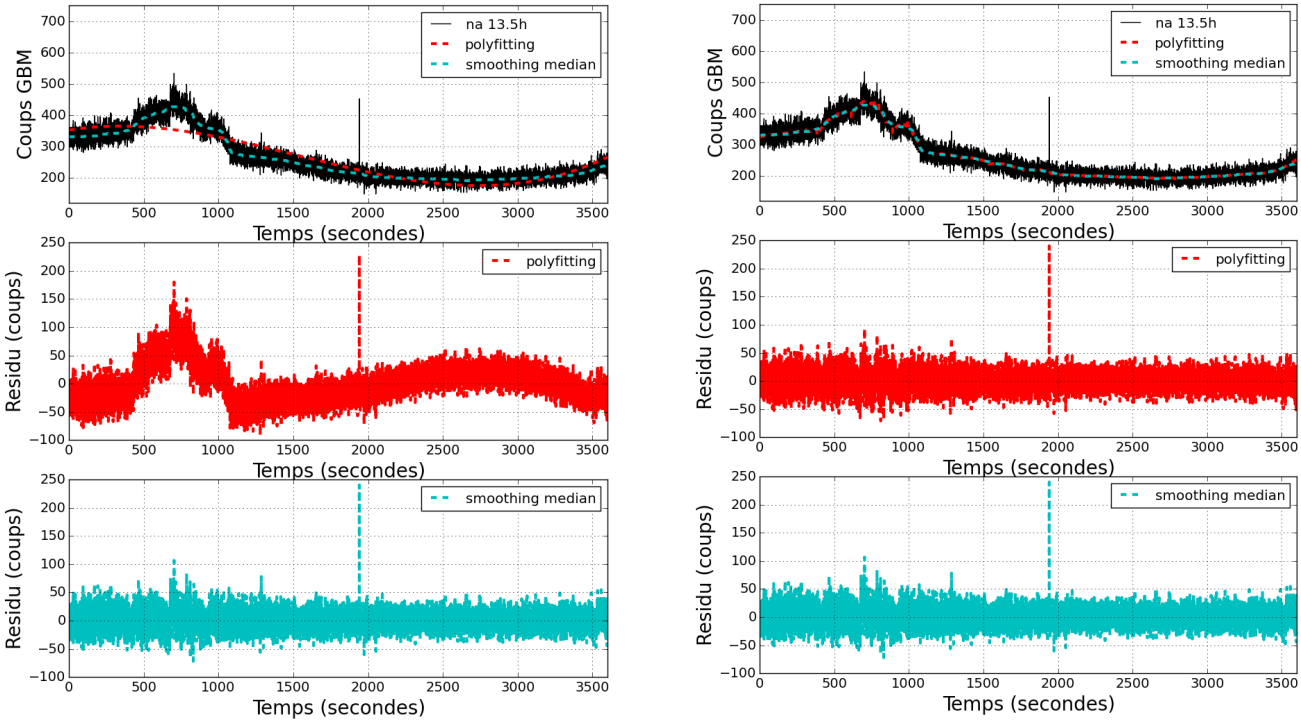


FIGURE 7.8 – Courbes de lumière des données GBM (sept 2008) pour différents détecteurs obtenues par sommation des canaux en énergie de 0 à 5, pour une résolution de 256 ms. En rouge, est représentée l'évaluation de la tendance du bruit de fond à l'aide d'un polynôme d'ordre 2 (*polyfitting*) et en cyan, avec la méthode de médiane glissante (*smoothing median*).

Recherche des points de changements via la méthode *WBS*

On recherche des instants où un signal $\{X_t\}^d_{t\in[1,T]}$ présente des changements dans la distribution On utilise la même procédure que celle contenue dans la méthode *WBSB* (voir section 7.1.2). Il s'agit de l'algorithme *WBS* basée sur la segmentation binaire (Fryzlewicz, 2014).



Polynôme d'ordre 3 et méthode de la médiane glissante

Méthode polynômiale (actualisation des paramètres de l'ajustement) et méthode de la médiane glissante

FIGURE 7.9 – Estimation du niveau du bruit de fond suivant deux méthodes : ajustement d'un polynôme d'ordre 3 (rouge) et lissage exponentiel (bleu ciel). À gauche, on a ajusté les paramètres du polynôme sur la durée du signal (3500 secondes) tandis qu'à droite, les paramètres sont ajustés toutes les 40 secondes.

Dans le cadre de l'analyse des données GBM, la fenêtre d'analyse est fixée à $T = 1840$ secondes soit une trentaine de minutes.

On constitue d'éventuelles listes de points de rupture suite à l'analyse des signaux des différents détecteur d. L'ensemble est fusionné en liste ordonnée en temps notée $\{\tilde{\tau_i}\}_{i\in[0,M]} = \{\tilde{\tau_0}, \tilde{\tau_1}, .., \tilde{\tau_M}\}$. Dans le cas de GBM, pour une journée d'analyse, cette liste pouvait atteindre $M \simeq 1000$ éléments (soit 5 candidats en moyenne par orbite et par détecteur).

J'ai ensuite rassemblé les points de changement en lots, de façon à dégager des subdivisions de la courbe de lumière, appelées régions d'intérêts (ROI), qui pourront être analysées ultérieurement. L'ensemble des intervalles définissant des ROI $\{\tilde{R}\}$ se définit comme :

$$u_l = v_l = \tilde{\tau_0} \text{ et } l = 0 \quad (7.9)$$

$$\forall i \in [1, M-1]\,, \text{ si } |\tilde{\tau_i} - u_l| > Q, \text{ alors } v_l = \tilde{\tau}_{i-1} \text{ et } [u_l, v_l] \subset \{\tilde{R}\} \text{ et } u_{l+1} = \tilde{\tau_i} \text{ et } l = l+1 \quad (7.10)$$

Q est une valeur à paramétrer.

Pour l'instrument GBM, $Q = 200$ secondes. Ainsi on obtient en général sur une journée de données, une liste constituée de 5 à 20 éléments intervalles de temps définissant chacun une région d'intérêt. La figure 7.10 montre l'analyse des points de changements pour le détecteur n_0 de GBM suivant la méthode *WBS*.

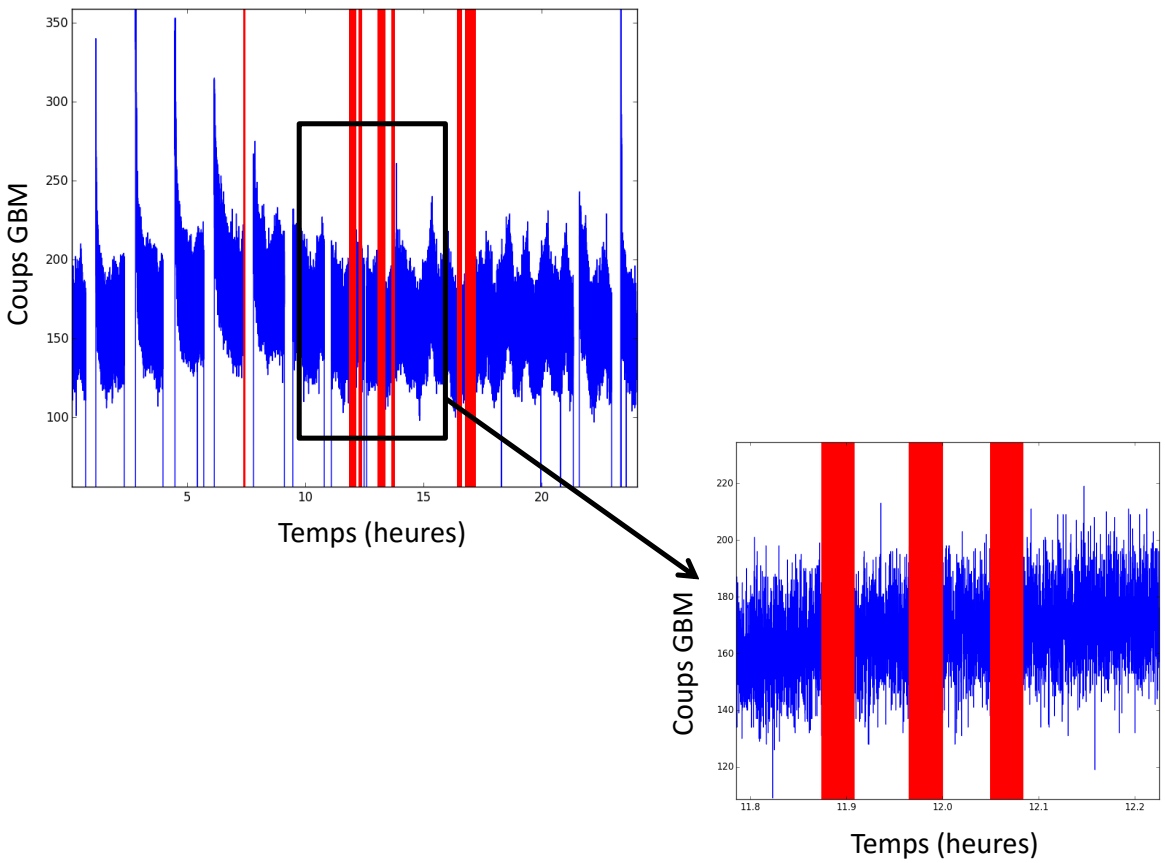


FIGURE 7.10 – Courbe de lumière des données GBM du détecteur n_3 dans un canal d'énergie de 1 à 5 et pour une résolution temporelle de 256 ms (en bleu). En rouge, il s'agit des points de rupture détectés.

Evaluation du rapport signal sur bruit au niveau des points de changements

On sélectionne les données par bande d'énergie ΔE_{obs} et par détecteur d, et pour chaque intervalle $[u-H, v+H]_{[u,v]\subset\{\tilde{R}\}}$. H correspond à la marge prise pour avoir une évaluation aussi précise que possible du bruit de fond b_t. Dans le cas de l'analyse des données GBM, H=300 secondes.

On retranche la valeur du bruit de fond b_t au signal par la méthode de la médiane glissante (voir section précédente 7.2.2). On lisse le taux de comptage résiduel suivant les échelles de temps pour attenuer les variations du signal les plus rapides. Ce lissage que l'on pourrait qualifier de filtre passe-bas est une moyenne glissante de longueur L. Plus L est grand, plus la résolution temporelle du signal sera dégradée permettant de voir ressortir des variations sur des durées plus grandes.

La figure 7.11 montre le filtrage des données GBM à l'aide d'une moyenne glissante suivant plusieurs valeurs de L. Dans le cas du sursaut court GRB080905, $L \ll 1$ maximise le rapport du signal sur bruit du pic unique et très étroit du sursaut de durée inférieure à 10 secondes. À l'inverse, le sursaut GRB080916 prédomine pour $L > 10$ secondes.

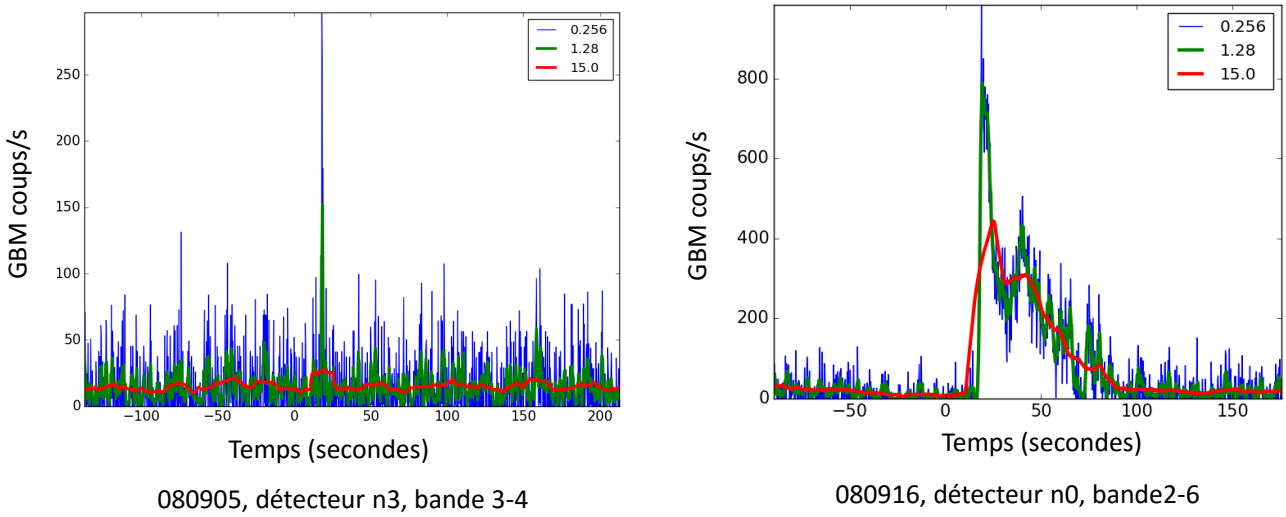


FIGURE 7.11 – Lissage du taux de comptage enregistré par GBM suivant différentes échelles de temps L afin de faire ressortir le signal.

Dans le cadre de l'analyse des données GBM, afin de faire apparaître les pics de courtes durées et les émissions gamma plus longues, j'ai choisi de prendre comme combinaison $L = \{0.256; 1.28; 5.12; 10.28\}$ en secondes.

À partir des courbes de lumières lissées suivant la méthode de la moyenne mobile, on obtient un signal sur chaque détecteur noté : $\left[\{\bar{X}_t\}^L_{t\in[1,T]}\right]^{d\in[1,D]}$, avec $T = v-u+1$. On calcul un score obtenu :

$$\forall t \in [u-H, v+H] \ , \ SNR_t = \frac{\bar{X}^L_t}{\sqrt{b_t}} \, . \tag{7.11}$$

On compare les SNR des signaux enregistrés sur les détecteurs pour les différents filtres et les bandes d'énergies. On en détermine le maximum et l'instant associé. Pour $[u-H, v+H]_{[u,v]\subset\{\tilde{R}\}}$, on obtient une liste de SNR par détecteur et par bande d'énergie.

Comparaison des rapports signal sur bruit

Pour $[u-H, v+H]_{[u,v]\subset\{\tilde{R}\}}$, on sélectionne le meilleur score $[SNR^{L}_{max}]^{d\in[1,D]}$ parmi l'ensemble $\left[\{SNR_t\}^{L}_{t\in[1,T]}\right]^{d\in[1,D]}$.

$$\forall d \in [1, D]\ ,\ \forall l \in L\ ,\ (SNR_{max} > N_d)\,. \tag{7.12}$$

avec N_d un seuil qui ne dépend ni de la bande d'énergie ΔE_{obs}, ni de l'échelle de temps l. Si la condition 7.12 est respectée, l'information sur ΔE_{obs} et l est stockée en mémoire.

Dans le cas de l'analyse des données GBM, $N_d = 4.5$. Ce seuil relativement faible est fixé uniquement pour sélectionner une large majorité de détecteurs et des bandes en énergie.

On construit à nouveau un signal $\left[\{\bar{X}_t\}^{L}_{t\in[1,T]}\right]^{d\in[1,D]}$ suivant les canaux en énergie sélectionnés.

La procédure décrite précédemment est réitérée. On obtient par détecteur et par intervalle de temps $[u-H, v+H]_{[u,v]\subset\{\tilde{R}\}}$, un score final noté $[SNR_{max}]^{d\in[1,D]}$. Il sera ensuite comparé à un seuil noté N_F.

Décision finale

La décision finale est prise en fonction du score et du nombre de détecteurs N_S dont le score est situé au dessus de N_F.

Dans le cas de GBM, totalisant 14 détecteurs (12 de type NaI et 2 de type BgO), le critère de déclenchement est $2 < N_S < 10$ et $N_F = 5.5$. Il faut au moins que trois détecteurs déclenchent dans l'intervalle d'intérêt $[u, v]$. Si la totalité des détecteurs ont déclenché, alors le candidat est rejeté car il pourrait s'agir vraisemblablement d'un flux de particules.

Un deuxième critère de déclenchement est aussi utilisé (pour des sources très désaxées) : $N_S = 2$ et $N_F = 8.0$ pour l'un des détecteurs.

Implémentation de *F-WBSB*

La méthode *F-WBSB* est programmée sous language *Python* et peut fonctionner sur une ferme de calcul. Elle fait appelle à la méthode *WBS*, implémentée en langage R.

7.2.3 Application de la méthode *F-WBSB* aux données d'archive *Fermi*-GBM

Données GBM

L'instrument GBM à bord du satellite *Fermi* comporte 12 détecteurs de type NaI, sensibles de 8 keV à 1 MeV et deux détecteurs de type BGO sensibles de 200 keV à 20 MeV. Les données GBM utilisées dans cette étude sont les données de type « CTIME », courbes de lumière d'une résolution de 64 ms à 256 ms, qui correspondent à l'évolution du taux de comptage dans une bande d'énergie en fonction du temps, pour un jour complet. Les données « CTIME » comportent huit canaux en énergies (voir la table 7.4).

Canal 0	Canal 1	Canal 2	Canal 3	Canal 4	Canal 5	Canal 6	Canal 7
4-15 keV	15-26 keV	26-50 keV	50-100 keV	100-300 keV	300-540 keV	540-965 keV	965-2000 keV

TABLE 7.4 – Canaux en énergies des détecteurs GBM de type NaI.

Dans le cadre de cette étude, seules les données des 12 détecteurs NaI seront utilisées pour la détection des points de rupture [5].

Pré-traitement des données GBM

La durée de l'orbite du satellite *Fermi* est de 90 minutes et son inclinaison est de 28.5 degrés. Ainsi, chaque jour, le satellite passe régulièrement dans l'anomalie de l'atlantique sud (SAA), soumettant le satellite à de forts taux de radiation. Ces radiations induisent un fort taux de comptage. De plus, il y a l'activation des matériaux et une radiation rémanente induite. Lors de ces passages, le taux de comptage de l'instrument GBM est mis à zéro. Par ailleurs, le satellite *Fermi* se repointe régulièrement afin d'observer des sources ciblées sur le ciel. Durant ces événements, il est délicat de rechercher un éventuel sursaut. Ainsi, un travail a été fait sur les données de courbe de lumière pour marquer les portions correspondantes aux passages de la SAA ou de repointage trop important afin qu'elles ne soient pas prises en compte lors de la recherche de sources transitoires.

Les courbes de lumière présentent une résolution temporelle variable de 64 ms à 256 ms (voir section précédente). Or les méthodes de détection fonctionnent uniquement avec un pas de temps régulier. Ainsi, un travail a été réalisé afin d'harmoniser le pas de temps des différentes courbes de lumière (fixé à 256 ms).

Le taux de comptage du canal 0, regroupant les coups enregistrés à $E_{obs} < 15$ keV, comporte de nombreuses fluctuations pouvant être dues à la présence de sources variables dans le plan galactique. À cause du système d'imagerie peu performant de GBM, il n'est pas possible de dissocier les sources extragalactiques du plan galactique. En outre, le taux de comptage des canaux en énergie supérieur à 5, est dominé par des flux de particules et de cosmiques qu'il faut également éviter pour l'analyse. Ainsi, pour la procédure *WBSB*, nous utiliserons uniquement les taux de comptages des canaux 1 à 5.

Par ailleurs pour l'étape 7.2.2 de la méthode *F-WBSB* , on a construit une série temporelle à partir des taux de comptage enregistrés dans les canaux en énergie 1 à 5. La figure 7.12 montre la courbe de lumière obtenue pour un détecteur NaI, dénommé « n0 ». On remarque que le niveau de la courbe de lumière est mis à zéro lors des passages du satellite dans la SAA. Après, ces passages, on observe bien une décroissance exponentielle du niveau de comptage due à l'activation des matériaux. On observe aussi les fluctuations régulières et périodiques dues aux effets géomagnétiques (voir chapitre 3).

Application de la méthode *F-WBSB*

On a appliqué la méthode *F-WBSB* telle que décrite dans la section 7.2.2 aux données GBM. Le tableau 7.5 résume les différents paramètres fixés au cours de la méthode. Les paramètres ont été étalonnés en utilisant :

— le jour 05/09/2008, correspondant au premier jour du mois où un sursaut a été détecté,
— et le jour 20/08/2008, car il s'agit d'une journée où un sursaut long a été détecté.

Nous avons fait en sorte sur ces deux journées de ne pas obtenir de fausses détections et de détecter les trois sursauts détectés par l'analyse GBM (GRB080905499, GRB08095570 et GRB080920268).

7.2.4 Performances de détection pour les sursauts vus par GBM

Les méthodes, appelées *F-WBSB*, ont été appliquées sur des données GBM journalières « CTIME » des 12 détecteurs NaI. Le mois de septembre 2008 a été traité dans son intégralité.

5. À terme, nous utiliserons les données des détecteurs BGO mais le bruit de fond étant différent de celui des NaI, les paramètres de la méthode sont à changer. Nous utiliserons dans un premier temps uniquement les données des détecteurs NaI.

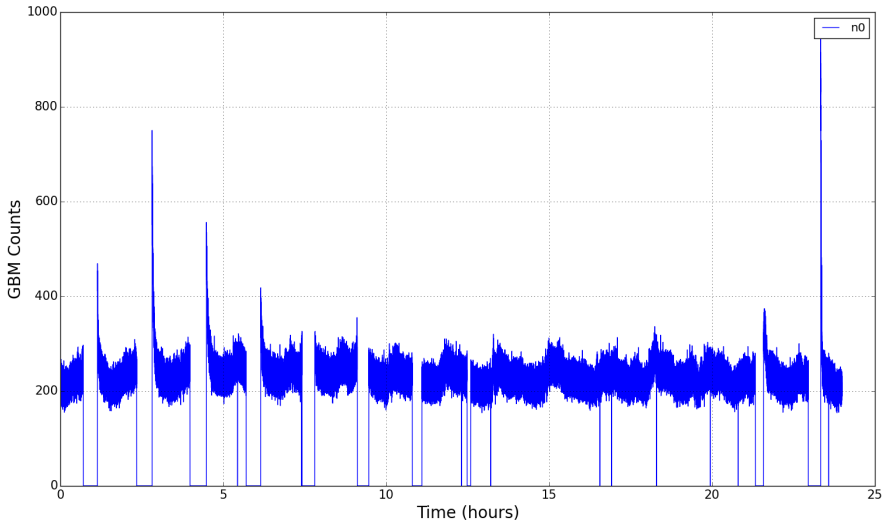


FIGURE 7.12 – Courbe de lumière des données GBM (sept 2008) du détecteur « n0 » obtenu par sommation des canaux en énergie de 1 à 5, pour une résolution temporelle de 256 ms. Un autre exemple du taux de comptage enregistré par GBM et suivant plusieurs canaux en énergie est montré sur la figure 3.3.

Pour les jours 04, 14, 15, 25 et 28, il manquait des données durant plusieurs heures.

Résultats généraux

Les paramètres des algorithmes ont été fixés durant toute la durée de l'analyse. Il s'agit d'une véritable recherche en aveugle.

La table 7.7 présentent les résultats de détection de chaque journée :

— le nombre de régions d'intérêt temporelles sur lesquelles une évaluation du SNR s'est opérée (voir section 7.2.2),
— le nombre de sursauts détectés (qui l'ont été aussi par GBM),
— le nombre de détections dues à une variabilité anormale du bruit de fond pouvant être du à l'apparition d'une nouvelle source transitoire (notée GRB), d'une source variable dans le champ de vue (noté VA), de particules cosmiques (notée C) ou de fausses alertes dues à la mauvaise estimation du bruit de fond par la méthode de la médiane glissante.

Sursauts détectés par GBM

Tout d'abord, la méthode *F-WBSB* est capable de détecter l'intégralité des sursauts vus par le logiciel embarqué à bord du satellite *Fermi* (voir la table 7.7). Nous n'avons pas pu tester la détection de trois d'entre eux (GRB080904886, GRB080925775 et GRB080928628) étant donné que les données n'ont pas été transmises au sol.

Les informations publiées sur le déclenchement des algorithmes embarqués à bord de GBM concernent :

— le nombre de détecteurs qui ont déclenché au dessus d'un seuil en SNR de 4.5 σ (le SNR calculé par détecteur n'est pas publié),
— le temps de déclenchement,
— la significativité de l'alerte (Perrin & Sidman, 2004), qui varie entre 0 et 1. Cette significativité a été calculée avec une approche bayésienne, en comparant le candidat à la base de données de sursauts BATSE.

Etape 1 : Prétraitement des données	
Résolution temporelle de la série	256 ms
Bande d'énergies utilisées	canaux 1 à 5
Etape 2 : Recherche des points de changements	
Segmentation de la courbe de lumière	T=1840 s
Etape 3 : Evaluation du rapport signal sur bruit	
Durée minimale entre deux paquets	Q=200 s
Dégradation de la résolution temporelle pour supprimer les variations hautes fréquences	1.024 s
Méthode de la médiane glissante	K=15
Lissage de la courbe de lumière sur plusieurs pas de temps	L=[0.64 ; 1.28 ; 5.12 ; 10.28]
Etape 4 : Décision finale	
Seuil de sélection des bandes d'énergie	N_d=4.5
Seuil de sélection du candidat	$2 < N_S < 10$ et $N_F = 5.5$ $N_S = 2$ et $N_F = 8.0$ pour au moins un détecteur

TABLE 7.5 – Récapitulatif des paramètres utilisés dans *F-WBSB* pour l'analyse des données GBM.

Nous avons comparé les résultats de détection des sursauts par GBM avec ceux de la méthode *F-WBSB* (voir table 7.7 et 7.8). Le nombre de détecteurs qui ont déclenché pour l'algorithme de *F-WBSB*, est plus important que le nombre de ceux mis en jeu par l'algorithme GBM. Cependant, il y a un groupe commun important de détecteurs entre la méthode WBSB et la méthode embarquée. Les résultats montrent que ce groupe correspond aux rapports signaux sur bruit les plus importants. Dans le cas de GRB080919790 et GRB080920268, le SNR maximal trouvé est très inférieur à celui des autres sursauts, ce qui indique que la luminosité de ces sursauts est plus faible. Ainsi, il n'est pas étonnant que les détecteurs mis en jeu pour GBM et *F-WBSB* ne soient pas totalement en accord.

De plus, le niveau de confiance publié par GBM et le SNR maximal mesuré par *F-WBSB* ne sont pas corrélés. En effet, le niveau de confiance de GBM prend en compte d'autres paramètres que le rapport signal sur bruit tels que le *hardness ratio* (rapport des coups détectés entre deux bandes en énergie).

Par ailleurs, on a comparé les résultats de temps de la première alerte du logiciel embarqué et issu de l'algorithme WBSB (voir table 7.7). Dans la majorité des cas, la détection du sursaut par l'algorithme *F-WBSB* est effectuée une quinzaine de secondes avant la détection GBM. Pour le sursaut long appelé GRB080920268, la détection pour GBM s'effectue 142 secondes avant celle de WBS. En effet, l'algorithme WBSB borne les intervalles de temps au niveau des pics de la courbe de lumière. Dans le cas d'une évolution temporelle douce et longue, cet algorithme aura plus de mal à cerner précisément le début du sursaut.

Autres détections

Durant cette analyse, d'autres sources potentielles ont été détectées. Les sources candidates ont été classées suivant leur probable catégorie. Le niveau de confiance a été établi à la suite d'un contrôle visuel sur la précision de l'évaluation du niveau de bruit de fond et de la forme de la courbe de lumière associée. Les résultats sont présentés dans la table ci-dessous 7.10.

L'analyse dans les données d'archive a permis de récupérer un sursaut vu par *Swift* : le sursaut 080906A (voir section 7.16). D'autre part, quatres autres candidats (BO080901, BO080918, BO080929 et BO080905) ont été jugés comme de sérieux candidats à des sources de phénomènes transitoires (voir les courbes de lumière de ces déclenchements dans la section 7.6). De plus, deux autres déclenchements (BO080916A, BO080919) dus à une variation anormale du bruit de fond pourraient coïncider avec des bouffées de photons gamma d'étoiles. Enfin, deux déclenchements

Jours	Régions d'Intérêt	Sursauts GBM	Autre Détections	
	Nombre	Nombre	Nombre	Commentaires
080901	24	0	1	GRB (×1) ?
080902	19	0	0	
080903	18	0	0	
080904	41	0	3	FA (×2), GRB (×1) ?
080905	21	3	1	C (×1) ?
080906	27	1	1	GRB (×1) vu par *Swift*
080907	25	0	0	
080908	21	0	0	
080909	29	0	0	
080910	22	0	0	
080911	39	0	0	
080912	31	1	0	
080913	23	1	0	
080914	0	1	0	
080915	7	0	0	
080916	37	2	5	FA (×1), GRB (×1), C (×1), SV (×2)
080917	31	0	2	FA (×2)
080918	26	0	3	GRB (×2), FA (×1)
080919	28	1	1	GRB (×1) ?
080920	20	1	0	
080921	22	0	0	
080922	29	0	0	
080923	17	0	0	
080924	22	1	0	
080925	10	0	0	
080926	20	0	0	
080927	28	1	0	
080928	18	0	0	
080929	33	0	1	GRB (×1) ?
080930	30	0	1	GRB (×1) ?

TABLE 7.6 – Résultats de l'analyse des données GBM sur le mois de septembre 2008. Pour chaque jour, il est précisé le nombre de régions d'intérêts identifiées ainsi que le nombre et la catégorie de détections : GRB pour sursauts gamma, FA pour fausse alerte, SV source variable dans le champ de vue, C pour cosmique.

Sursauts	Trouvé ?	Détecteurs mis en jeu		Temps Premier Trigger			Niveau de confiance	
		GBM	*F-WBSB*	GBM	*F-WBSB*	Δ_T (s) GBM-*F-WBSB*	GBM probabilité	*F-WBSB* SNR
bn080904886	-	0,1,3,9	-	21 : 16 : 04	-	-	-	-
bn080905499	oui	**3**,**6**,**7**	**3**,5,**6**,**7**	11 : 58 : 55	11 : 58 : 36	19	0.9059	9.9
bn080905570	oui	**8**,**b**	7,**8**,**b**	13 : 41 : 29	13 : 41 : 00	29	0.9373	21.3
bn080905705	oui	**7**,**8**,**b**	**7**,**8**,9,a,**b**	16 : 55 : 46	16 : 55 : 26	20	0.9373	10.5
bn080906212	oui	**0**,**1**,**3**,**5**	**0**,**1**,2,**3**,4,**5**,9,a,b	05 : 05 : 11	5 : 04 : 54	17	0.9098	86.5
bn080912360	oui	**6**,**7**,**8**,**b**	0,**6**,**7**,**8**,9,**b**	08 : 38 : 55	8 : 38 : 36	19	0.3647	13.5
bn080913735	oui	**9**,**a**	0,6,7,**9**,**a**	17 : 38 : 31	17 : 38 : 14	17	0.9765	15.0
bn080916009	oui	**0**,**3**,**4**,**6**,**7**	**0**,1,2,**3**,**4**,5,**6**,**7**,8	00 : 12 : 45	00 : 12 : 30	15	1.0	97.7
bn080916406	oui	**7**,**8**,**b**	3,4,6,**7**,**8**,a,**b**	09 : 45 : 18	09 : 44 : 50	28	1.0	32.2
bn080919790	oui	1,**2**,5	0,**2**,a	18 : 57 : 35	18 : 57 : 19	16.0	0.586	8.4
bn080920268	oui	0,**1**,3,**9**	**1**,4,**9**	06 : 25 : 48	6 : 28 : 10	-142	0.8353	6.5
bn080924766	oui	**0**,**1**,**2**,**9**,**a**	**0**,**1**,**2**,3,4,5,**9**,**a**	18 : 22 : 36	18 : 22 : 09	27	0.3569	19.2
bn080925775	-	3,6,7,8	-	18 : 33 : 41	-	-	0.5529	-
bn080927480	oui	**7**,**8**	3,4,6,**7**,**8**	11 : 30 : 32	11 : 30 : 14	18	0.7098	18.7
bn080928628	-	3,4,6,7	-	15 : 02 : 43	-	-	0.4	-

TABLE 7.7 – Résultats de détection des sursauts détectés par l'ordinateur bord GBM pour le mois de septembre 2008. Le niveau de confiance de l'instrument GBM varie entre 0 et 1 (Perrin & Sidman, 2004). Le niveau de confiance de la méthode *WBSB* est calculé suivant un rapport signal sur bruit. Les résultats de GBM sont tirés de Narayana Bhat et al. (2016). Les données des journées 4, 25 et 28 n'ont pas été transmises en totalité.

de sources inconnues ont été indentifiés (UNC080904 et UNC080930).

Enfin, nous avons utilisé les données d'*INTEGRAL* de l'instrument SPI fournies par Volodymyr Savchenko (APC). Nous avons sélectionné les courbes de lumière à l'instant où des nouvelles sources transitoires ont été détectées par *F-WBSB*. Nous n'avons pas repéré d'augmentation sinificative du taux de comptage (ce qui n'est pas étonnant étant donné la taille du champ de vue de SPI).

On a également déclenché à 4 autres instants dû à une mauvaise correction du bruit de fond dans le mois. Ce sont donc des fausses alertes. J'ajoute que dans le cadre de l'instrument ECLAIRs, le procédé d'imagerie permettra de réduire le taux de fausses alertes.

Ainsi, nous avons trouvé en dehors des sursauts détectés par l'algorithme embarqué de GBM, des candidats sérieux de sources transitoires en utilisant *F-WBSB*. Ces derniers sont beaucoup plus faibles : leur rapport signal sur bruit est de moins de 10 σ alors que les sursauts GBM du mois ont un SNR situé généralement au dessus de 10 σ. Il sera alors difficile d'estimer correctement les caractéristiques spectrales et temporelles de ces nouveaux candidats ainsi que leur localisation. Néanmoins, cette étude montre que *F-WBSB* est d'une plus grande sensibilité que l'algorithme embarqué de GBM sans pour autant avoir un taux de fausses alertes excessif. Enfin, dans le contexte futur de l'astronomie du ciel transitoire (voir section 1.2.4), ce type de recherche permettra de générer des alertes de détection de sources transitoires gamma à la communauté scientifique.

Sursaut	n0	n1	n2	n3	n4	n5	n6	n7	n8	n9	na	nb
bn080905499	-	-	-	9.9/G	-	5.7	8.7/G	8.3/G	-	-	-	-
bn080905570	-	-	-	-	-	-	-	21.3	5.5/G	-	-	16.6/G
bn080905705	-	-	-	-	-	-	-	7.7/G	8.6/G	10.5	5.6	6.6/G
bn080906212	86.5/G	86.4	42.6/G	72.8/G	25.4	59.6/G	-	-	-	9.1	12.3	6.1
bn080912360	5.5	-	-	-	-	-	10.7/G	13.5/G	10.9/G	8.0	-	10.7/G
bn080913735	7.3	-	-	-	-	-	7.6	5.6	-	15.0/G	14.3/G	-
bn080916009	60.9/G	18.7	22.3	97.7/G	87.2/G	47.3	51.7/G	51.7/G	23.7	-	-	-
bn080916406	-	-	-	9.9	11.3	-	18.9	27.7/G	32.2/G	-	8.0	8.0/G
bn080919790	5.6	-/G	8.4/G	-	-	-/G	-	-	-	-	5.7	-
bn080920268	-/G	6.5/G	-	-/G	5.5	-	-	-	-	6.0/G	-	-
bn080924766	15.9/G	17.0/G	19.2/G	6.2	6.4	8.1	-	-	-	12.3/G	14.7/G	-
bn080927480	-	-	-	6.9	8.0	-	10.9	15.5/G	18.7/G	-	-	-

TABLE 7.8 – Détecteurs qui ont déclenché d'après l'analyse *F-WBSB* et d'après celle de la méthode embarquée de GBM (indiqué par la lettre G). Nous n'avons pas accès à la mesure du rapport signal sur bruit.

Nom Evénement	Détecteurs mis en jeu	Temps Premier Trigger	Temps meilleur Trigger	Rapport signal sur bruit	Durée s	Bande énergie	Canal 4/3	Canal 3/2
			Sursaut gamma					
080906A	0,1,3	13 : 29 : 53	13 : 33 : 21	9.46	20	3,4	1.0	1.5
			Sursaut gamma ?					
BO080901	0,1,2	6 : 57 : 49	6 : 58 : 05	8.66	21	1,2	-	0.1
BO080918	4,8,9,a,b	9 : 57 : 37	9 : 58 : 02	7.08	150	2,3,4,5	0.1	0.7
BO080929	6,9,a,b	11 : 37 : 23	11 : 37 : 49	8.49	40	2,3,4	0.3	2.1
BO080905	3,5	13 : 51 : 07	13 : 51 : 25	6.35	< 1	3,4	0.7	1.8
			Source variable ?					
BO080916A	2,7,b	16 : 23 : 08	16 : 24 : 02	7.2	40	2	-	-
BO080919	3,4,5,7	7 : 41 : 33	7 : 43 : 11	7.7	200	2,3,4,5	2.7	0.4
			Cas uncertains					
UNC080904	1,2,7	10 : 42 : 11	10 : 44 : 41	8.0	400	2,3	-	0.1
UNC080930	0,a	19 : 12 : 16	19 : 10 : 44	10.3	< 10	2,3	-	0.5

TABLE 7.9 – Caractéristiques des déclenchements obtenus par l'analyse des données *F-WBSB* en dehors de ceux dus à des sursauts GBM pour le mois de septembre 2008.

Journée 14/09/15

La journée du 14/09/2015 est une journée cruciale pour l'astronomie : ce fut la première mesure directe d'ondes graviationnelles par l'interféromètre Ligo (voir section 1.2.3). En vue des nombreux débats sur l'association d'une contrepartie électromagnétique associée à cet événement (Abbott et al., 2016b; Connaughton et al., 2016), j'ai voulu aussi analyser les données de GBM sur cette journée avec l'algorithme *F-WBSB*. La région d'intérêt la plus proche de l'événement « ondes gravitationnelles » (détecté à 9:58:45), détetcté par *F-WBSB* est à 10 heures 3 minutes et 34 secondes.

Pour chaque région d'intérêt, j'ai effectuée ensuite l'analyse du rapport signal sur bruit sur plusieurs échelles de temps. Il en est ressorti des candidats de sources transitoires dont les propriétés sont présentées dans la table 7.10. Les courbes de lumière sont montrées dans l'annexe 7.6.

Ainsi, avec la méthode *F-WBSB*, je n'ai pas trouvé de candidat sérieux de sources transitoires

Nom Evénement	Détecteurs mis en jeu	Temps Premier Trigger	Temps meilleur Trigger	Rapport signal sur bruit	Durée	Bande énergie	Canal 4/3	Canal 3/2
			Sursaut gamma ?					
BO151409A	3,6,7,8	6 : 49 : 46	06 : 50 : 12	9.5	50 s	1,2	0.5	0.1
BO151409B	a,b	13 : 43 : 15	13 : 43 : 39	11.7	50 s	2,3,4	0.4	0.3

TABLE 7.10 – Caractéristiques des déclenchements obtenus par l'analyse des données *F-WBSB* en dehors de ceux dû à des sursauts GBM pour le jour 14/09/15.

aux alentours de 10 heures mais deux autres à des moments différents de la journée.

7.3 Méthode de détection de sursauts gamma dénommée *GRAD* (approche temps-réel)

7.3.1 Intérêt de la méthode

La méthode de détection de sursauts gamma présentée dans cette étude, dénommée *GRAD* possède une architecture similaire aux méthodes standard et à *WBSB* : on recherche des changements inattendus et brusques du taux de comptage enregistré sur le plan de détection et par la suite, on formera l'image associée pour localiser la source transitoire présumée. De plus, *GRAD* a été implémentée dans le cadre d'une approche temps-réel et nécessite la même capacité de calcul que les méthodes standard.

Ici, je propose une méthode de sélection de régions d'intérêt temporelles basée sur la valeur du gradient du taux de comptage (d'où le nom de la méthode). Ce gradient est calculé à partir de la dérivation du taux enregistré sur le détecteur. Ainsi, on peut mettre en valeur les moments où ce taux change radicalement (on ne sera pas sensible aux sursauts longs à variations lentes). Le début et la fin de phénomènes transitoires apparaissant dans le champ de vue d'un instrument seront plus facilement détectables.

En outre, en travaillant sur la dérivée du taux de comptage, il n'est pas nécessaire d'évaluer le niveau de bruit de fond. En effet, aussi bien pour les méthodes standard (voit section 2.4.4) que pour *WBSB* et *F-WBSB* (voir sections 7.1.2 et 7.2.2), l'estimation du niveau de bruit b_t est un élément clé lors de la recherche d'un excès du taux de comptage. En effet, b_t intervient lors du calcul du $\mathrm{SNR}_{\mathrm{comp}}$ pour les méthodes standard et comme première étape de la méthode *WBSB*. Si b_t est mal déterminé, soit le taux de fausses alertes augmentera (dans le cas où b_t n'épouse pas bien la tendance du taux de comptage), soit le procédé sera inefficace pour des sources transitoires de faible variations (dans le cas où b_t suit l'ensemble des variations du taux de comptage). Ainsi, alors que *WBSB* modélise finement le bruit de fond, *GRAD* au contraire le soustrait par dérivation.

Enfin, dans la méthode *GRAD*, il est autorisé qu'une région d'intérêt sur laquelle l'image est formée soit discontinue, c'est à dire qu'elle soit formée d'une union d'intervalles en temps. Pour des sursauts longs, cela a l'avantage de conserver uniquement les portions de la courbe de lumière où le signal est assez fort et d'ôter celles où le bruit est prédominant [6].

Dans cette étude, nous appliquerons la méthode aux données de simulation ECLAIRs.

7.3.2 Présentation de la méthode de détection de sursauts gamma *GRAD*

Description générale

La méthode *GRAD* est structurée de la façon suivante :

6. Ce concept avait aussi été proposé dans les méthodes standard mais il se restreignait uniquement à une union de deux ou trois intervalles.

— la première étape consiste au calcul du gradient du taux de comptage dans une bande d'énergie et suivant différentes échelles de temps.
— la deuxième étape vise à repérer le ou les intervalles de temps qui possèdent un gradient significatif. Un gradient élevé peut être dû à l'apparition ou la disparition d'une nouvelle source dans le champ de vue.
— la troisième étape consiste en la recherche d'un excès significatif dans l'image associée et à l'évaluation de sa significativité.
— la dernière étape est la prise de décision.

Les différentes étapes sont décrites dans la suite de cette section et sont représentées dans la figure 7.13.

Formalisation du problème

Les notations utilisées dans la suite du raisonnement sont similaires à celles présentées dans la méthode *WBSB* (voir 7.1.2). Soit $\{X_t\}_{t\in[1,T]}$, un signal réel provenant d'observations recueillies au cours des instants $1, ..., T$ et présentant des changements dans la distribution. Ainsi, X_t suit une loi de probabilité différente pour chaque intervalle de temps défini entre deux points de ruptures. Soit $\{\tau_0, \tau_1, .., \tau_N\}$, l'ensemble des vrais instants de ruptures.

Construction des gradients des différents taux de comptage

Similaire au trigger taux de comptage (voir 2.4.4), la première étape de la méthode *GRAD* vise à construire et alimenter des compteurs de taux de comptage au fur et à mesure des arrivées des événements détectés par le détecteur. Ces compteurs sont actuellement au nombre de 4 et se différencient suivant la résolution temporelle utilisée alors qu'ils utilisent la même bande en énergie.

J'ai adopté une résolution temporelle élevée du taux de comptage ($L_{max} = 1.28$ s pour *GRAD* tandis que $L_{max} = 20.48$ s pour les méthodes standard), car je souhaite choisir non pas un binning du taux de comptage, mais plusieurs. De plus, cela permet d'axer la recherche des pics principaux liés aux bouffées gamma des sources. Ainsi, il faut définir la fenêtre d'observation temporelle de longueur T, pendant laquelle on sélectionnera les coups pour l'imagerie, situés dans une ou plusieurs tranches temporelles disjointes.

À partir du taux de comptage $\{X_t\}_{t\in[1,T]}$, on calcule le gradient associé $\{G_t\}_{t\in[1,T]}$ de la manière suivante :

$$\forall t \in [2, T]\,,\ G_t = \left|\frac{X_t - X_{t-1}}{t-(t-1)}\right|,\ \text{et } G_1 = |X_1| \tag{7.13}$$

Ainsi, les valeurs élevées de G_t correspondent aux changements intenses du taux de comptage aussi bien de forts excès comme des déficits. On espère détecter un début et une fin de phénomène transitoire.

Recherche des points de rupture

La seconde étape cherche à choisir le ou les intervalles d'intérêt à partir du signal $\{G_t\}_{t\in[1,T]}$.

On construit la liste des valeurs du gradient comprises dans l'intervalle $[1, T]$ notée $H_{G,[1,T]}$ composée de P valeurs. On ordonne ensuite les valeurs de $H_{G,[1,T]}$ du plus petit au plus grand. Ainsi les variations du signal les plus importantes, sont placées en queue de liste. On effectue ensuite la distribution normalisée et cumulative de la série $H_{G,[1,T]}$ suivant la formule :

$$SH_u = \frac{1}{\int_1^P H_p \,\mathrm{dp}} \times \sum_{p=1}^{u} H_p \tag{7.14}$$

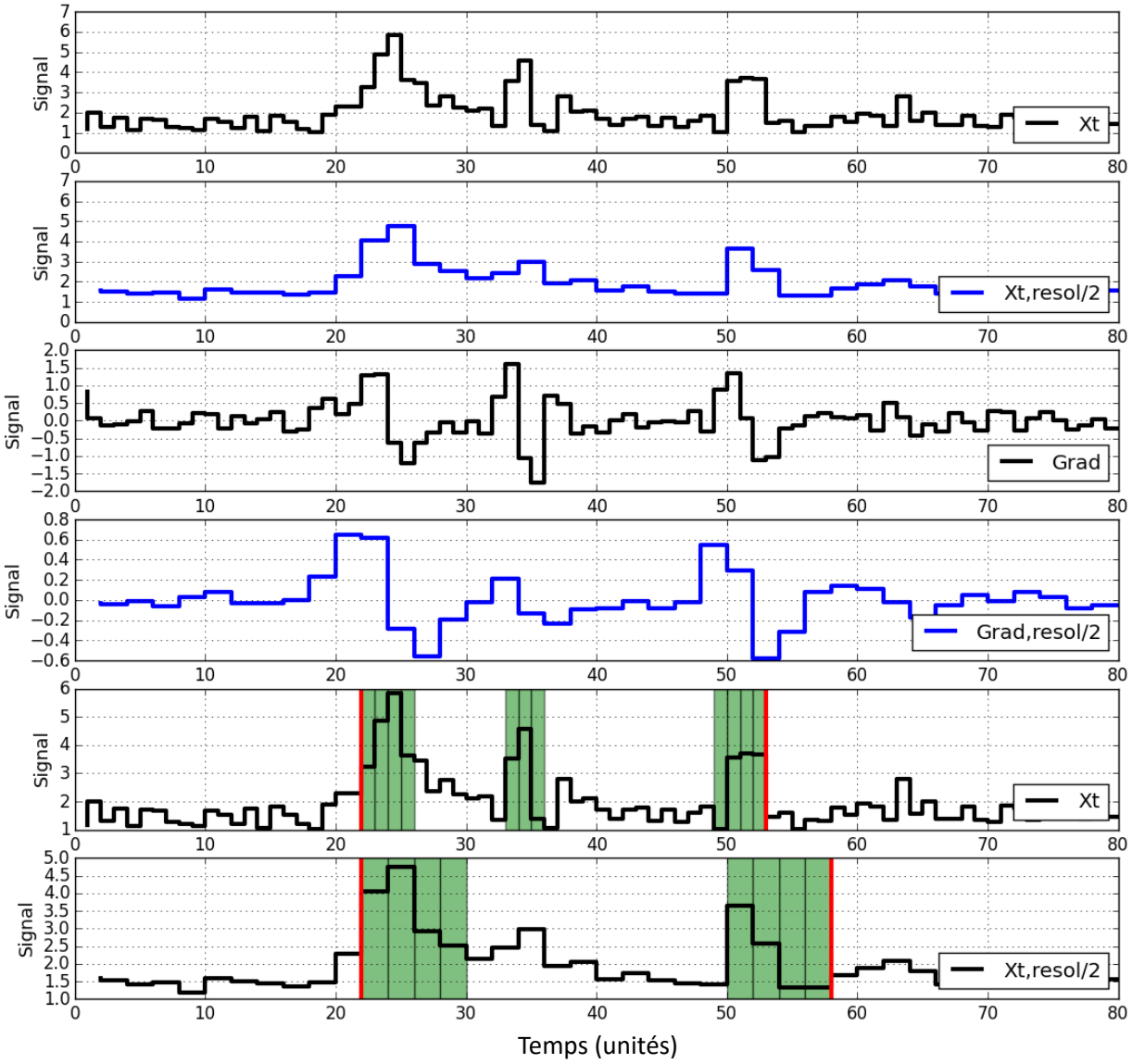


FIGURE 7.13 – Les différentes étapes de la méthode *GRAD*. La première figure représente le signal X_t. Le signal à détecter est composé de trois pics et est situé entre 20 et 60 secondes. La deuxième figure représente le même signal X_t mais avec une résolution dégradée d'un facteur 2 (on a rassemblé les bins deux à deux et on a évalué la moyenne). La troisième et la quatrième figures montrent les gradients respectifs associés (dans la suite de la méthode, on considérera leur valeur absolue). La cinquième et la sixième figures représentent les régions d'intérêt temporelles sélectionnées (en vert) à partir du classement des valeurs du gradient selon la procédure de la section 7.3.2. Ce sont sur ces intervalles que l'on formera l'image.

On sélectionne ensuite les intervalles de temps, dont la valeur de $\{G_t\}_{t\in[1,T]}$ est plus grande qu'un seuil N_{grad} (on a affiné $N_{grad} = 0.7$). Ils constitueront un ensemble de régions d'intérêt temporelles $\{\tilde{R}\}$.

$$\forall t \in [1,T]\,,\ arg_{max}(G_t > N_{grad}) \in \{\tilde{R}\} \tag{7.15}$$

ce qui équivant à :

$$\forall t \in [1,T]\,,\ \text{si } (G_t < N_{grad}) \text{ alors } G_t = 0 \tag{7.16}$$

Soit $R_{1,\mathrm{u_1,v_1}}$ et $R_{2,\mathrm{u_2,v_2}}$ deux intervalles appartenant à l'ensemble $\{\tilde{R}\}$ et définis respectivement entre le temps u_1, v_1 et u_2, v_2. Si $R_{1,\mathrm{u_1,v_1}}$ et $R_{2,\mathrm{u_2,v_2}}$ sont situés à moins de trois bins d'écarts, alors on va créer un nouvel intervalle $R_{1,\mathrm{u_1,v_2}}$.

Imagerie

La troisième étape consiste à construire la matrice des coups à partir des coups qui ont été enregistrés sur le détecteur soit sur un intervalle continue $[u, v]$, soit sur une réunion d'intervalles sélectionnés $\{\tilde{R}\}$. L'idée est que dans le cas d'un sursaut long ou d'un sursaut avec un précurseur, on sélectionne pour le procédé en imagerie, uniquement les intervalles de temps où le signal du sursaut est fort.

Décision finale

La dernière étape est la recherche d'un excès dans l'image issue de la déconvolution des matrices des coups. Le procédé mis en jeu est exactement le même que celui utilisé dans la deuxième partie de *WBSB*. On prend le $\mathrm{SNR_{img}}$ maximal du meilleur excès issu de l'image du ciel. Le $\mathrm{SNR_{img}}$ sera ensuite comparé à un seuil N_A=6.5.

7.3.3 Application à la détection de sursauts gamma par ECLAIRs

La méthode *GRAD* utilise le même jeu de données que celui utilisé lors des simulations de performance d'ECLAIRs (voir section 5). On teste les performances de détection de *GRAD* sur le même type de série de liste de coups que pour les méthodes standard et *WBSB*.

En vue d'une approche temps-réel, la méthode *GRAD* rend sa décision toutes les 5.12 secondes concernant la présence d'une nouvelle source transitoire. *GRAD* analyse ce qui s'est passée les quarante secondes précédentes (c'est à dire que T=40.96 secondes).

Lors de la recherche des meilleurs intervalles de temps dans la séquence T, la résolution temporelle minimale de la série construite à partir des données est de 256 ms. La précision minimale est proportionelle à la résolution temporelle utilisée : $L = [0.256; 0.512; 1.28]$ secondes. La sélection des intervalles de temps se fait suivant le critère $N_{grad} = 0,7$.

L'unique bande en énergie utilisée est : $E_{3,obs} = 4$ keV et $E_{4,obs} = 120$ keV.

Enfin, la période d'initalisation de *GRAD* dure T secondes. Il n'y a pas de période d'initialisation du bruit de fond (ce qui est le cas pour les méthodes standard et *WBSB*).

7.3.4 Implémentation de la méthode *GRAD*

La méthode *GRAD* est implémentée en langage de programmation *Python*. À noter, que pour obtenir les résultats de simulation de performance plus rapidement, j'ai parallélisé le code pour améliorer la puissance de calcul.

De même que pour *WBSB*, j'utilise le programme permettant de former l'image du ciel et de déterminer la localisation de l'excès sur le ciel, construit sous langage de programmation *Python*.

Enfin, à la suite des simulations, j'ai regroupé les résultats sous forme d'un fichier de synthèse. Il s'agit de la même démarche que pour l'analyse des résultats des méthodes standard (voir 5) et *WBSB* (voir 7.1.4). Si les algorithmes ont déclenché, les caractéristiques de ce déclenchement sont regroupées dans le fichier de synthèse (temps du déclenchement, position dans l'image du déclenchement, etc). Les résultats obtenus à partir du choix d'une réunion d'intervalles $\{\tilde{R}\}$ sont présentés dans le tableau 7.1.

Nom du Paramètre	Signification
GRB_name	Nom du sursaut présent dans la simulation
srcX, srcY	Position du sursaut sur le ciel
B_detect_S	Indicateur de détection du sursaut (0 ou 1)
FA_S	Nombre de fausses alertes par simulation de 1500 secondes
SNRFA_S	SNR moyen des fausses alertes
Tstart_S	Début de la séquence d'intervalles $\{\tilde{R}\}$
Tstop_S	Fin de la séquence d'intervalles $\{\tilde{R}\}$
SNR_S	Rapport signal sur bruit de l'excès dans l'image
(PosX_S,PosY_S)	Position dans le ciel de l'excès

TABLE 7.11 – Caractéristiques pour une simulation Monte-Carlo contenues dans un fichier de synthèse comportant des informations sur le sursaut à détecter, sa position et les caractéristiques du déclenchement pour la méthode *GRAD*.

7.3.5 Résultats de performance de détection de *GRAD*

La méthode a été testée sur les mêmes populations de sursauts que *WBSB* : elles sont réalisées à partir du catalogue *Fermi* et du catalogue BATSE dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3. De plus, les simulations sont strictement identiques à celles présentées dans la section 7.1.5. Elles utilisent aussi un nombre réduit de tirages de position de chaque sursaut dans le champ de vue.

Les résultats d'efficacité de détection ϵ_{pop} sur les deux population synthétiques sont présentés dans 7.12, en comparaison avec les méthodes standard [7].

Les résultats montrent que la méthode standard est plus efficace pour les catalogues de sursauts *Fermi* au niveau du seuil $N_A = 6.5$. Cependant cet écart de performance reste le même pour un seuil fixé à $N_S = 10.0$. Nous pouvons faire la même remarque que pour *WBSB* : ici, nous choisissons une unique bande en énergie et une unique fenêtre d'observation unique de longueur T. Par la suite, il faudra étudier si l'utilisation de bandes en énergie supplémentaire augmente davantage ϵ_{pop}.

En revanche, les résultats de performances obtenus avec les populations de type BATSE montrent que *GRAD* est une méthode très intéressante pour aller rechercher des sursauts faibles. En effet, l'association de plusieurs régions d'intérêts semble augmenter dans l'image le rapport du signal sur bruit pour certains sursauts. Cela se confirme d'autant plus en regardant les figures 7.14 et 7.15, montrant les différents sursauts détectés dans le plan Epeak-T90 et dans le plan Fluence-Flux au pic obtenu dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. Ces sursauts sont détectés à plus de 50 % par les deux méthodes suivant un seuil dans l'image fixé à $N_S = 8.5$. Elle est bien plus adaptée pour détecter les sursauts à faible flux et à faible fluence. Une première explication est que le trigger image prend une plage assez longue pour intégrer une large majorité du sursaut ($T > 20$ secondes). Mais si durant cette période, seulement quelques pics sortent du bruit de fond, l'image construite sera majoritairement du bruit de fond et ne fera pas ressortir l'excès

7. Ici, la tranche temporelle de la méthode du gradient est de $T = 41s$, donc on peut comparer les performances de *GRAD* aussi bien avec celles du trigger taux de comptage que du trigger image.

du ciel lié au sursaut. Ainsi, l'utilisation d'un intervalle discontinue pour former l'image semble une idée judicieuse dans le cas de sursauts faibles et longs. Cette idée est envisageable pour les méthodes standard, leur implémentation est à l'étude.

Catalogues de sursaut	N_{tir}	ϵ_{pop} (%) Méthode standard (%)		ϵ_{pop} (%) *GRAD* (%)	
Seuil		N_A (6.5 σ)	N_S (10 σ)	N_A (6.5 σ)	N_S (10 σ)
BATSE (Flux/3)	10	57.9 ±0.3	46.5 ±0.3	66.3 ±0.3	59.1 ±0.3
Fermi	18	84.2 ±0.5	77.4 ±0.5	79.6 ±0.5	72.9 ±0.5

TABLE 7.12 – Résultats d'efficacité de détection pour les différentes bases de données suivant la méthode standard (on choisit le meilleur résultat entre le trigger taux et comptage et le trigger image) et la méthode *GRAD*. Attention le jeu de données est réduit par rapport à celui utilisé dans les simulations du chapitre 5.

7.4 Méthode de détection et de localisation des sursauts gamma basée sur la classification et d'apprentissage *N-GRAD* (approche temps-réel)

7.4.1 Principe

Que ce soit pour le trigger taux de comptage ou pour le trigger image, les méthodes standard sont pourvues de nombreux paramètres à régler au niveau :

— de l'estimation du bruit de fond,
— des différentes tranches temporelles, bandes d'énergie, zones,
— de l'évaluation de la significativité des excès du taux de comptage,
— de l'évaluation de la significativité d'un excès dans l'image.

Ces paramètres ont été réglés à partir de simulations incluant une population de sursauts de type BATSE et le bruit de fond décrit dans le chapitre 3. Les résultats du chapitre 6 ont d'ailleurs confirmé que le taux de fausses alertes était très faible.

Cependant, une fois le satellite *SVOM* lancé, la réalité risque d'être plus compliquée avec un bruit de fond nettement plus variable. Ainsi, on risquer de devoir étalonner à nouveau les paramètres : c'est d'ailleurs pour cela qu'il est prévu que le logiciel soit reconfigurable par télécommande depuis le sol. Le problème est que les paramètres sont très nombreux dans les méthodes standard.

Une façon de contourner ce problème est de s'affranchir de l'étalonnage de ces paramètres. L'idée est d'utiliser des méthodes de classification et d'apprentissage qui seront entrainées à reconnaître les différents types de bruit de fond d'ECLAIRs (passage de la Terre, sources de rayons X, flux de particules) d'une part et les différents types de sursauts gamma (courts, longs, mous, durs). Cette approche pourrait être développée en utilisant le modèle de bruit de fond du chapitre 3 et des populations synthétiques du chapitre 4. Par la suite, dès qu'ECLAIRs sera mis en orbite, la base de donnée de bruit de fond sera remplacée par de véritables données.

Ces méthodes ont l'avantage de choisir elles-mêmes la signicativité des différents seuils ou paramètres. À l'inverse, ce concept assez complexe est difficilement embarquable et son objectif serait plutôt une aide à l'étalonnage et à la décision au sol des paramètres de la méthode standard.

Une idée supplémentaire développée dans le cadre de cette étude est qu'ici la décision n'est pas prise uniquement sur un excès dans l'image, obtenu à la suite de décisions préliminaires (par exemple pour le trigger taux de comptage, on recherche un excès dans image si et seulement

si on a détecté un excès le long de la courbe de lumière). Par exemple, on pourrait prendre en compte sur le même plan, dans la décision finale l'excès au niveau du taux de comptage et celui dans l'image.

Pour élaborer cette méthode, j'ai utilisé un réseau de neurones, développé par Pierre Raymond (Institut Saint Louis), que j'ai précédemment employé dans le cadre de mes études d'école d'ingénieur. Même si un autre type de réseau de neurones aurait pu être plus performant, j'ai préféré utiliser celui-ci que je connaissais bien (avec ses avantages et les limites), ce qui m'octroie plus de temps pour réfléchir à l'adaptation de ce réseau au problème de la détection des sursauts.

J'ajoute enfin que cette dernière méthode est encore à un stade très préliminaire, mais il me semblait important de la présenter dans ce chapitre car elle contribue à la réflexion sur l'amélioration de méthodes de détection de sursauts gamma.

7.4.2 Présentation de la méthode *N-GRAD*

Le réseau de neurones doit être entraîné à partir de situtations connues afin qu'il sache reconnaître dans un mode opérationnel une situation où une source transitoire est présente dans le champ de vue. Pour cela, on fait apprendre au réseau de neurones plusieurs situations appartenant à deux catégories distinctes : l'une contenant un signal de sursaut avec du bruit et l'autre ne contenant que du bruit. Dans chacune de ces situations, on a extrait des caractéristiques pertinentes permettant de séparer au mieux les deux catégories. Ces « critères discriminants » sont stockés dans un vecteur caractéristique qui sera appris par le réseau. En phase de reconnaissance, en comparant ce vecteur aux vecteurs voisins, on est capable de choisir une classe d'appartenance.

Les différents critères retenus pour le vecteur caractéristique utilisent différents éléments calculés dans la méthode *GRAD* :

1. le score du gradient, sélectionne les périodes avec de fortes variations sur le taux de comptage.
2. l'écart type de l'ensemble de la série des gradients, ce qui traduit la variabilité des taux de comptage.
3. les résultats d'un test de Kolmogorov-Smirnov entre un spectre (avec 4 canaux en énergie) évalué sur une plage jugée comme étant uniquement du au bruit de fond et une plage temporelle comme étant un signal transitoire (celle dont la valeur du gradient est maximale).
4. le rapport signal sur bruit en imagerie obtenu après construction de la matrice des coups à partir des plages temporelles sélectionnées avec un fort gradient. Ce SNR est calculé suivant la procédure de la méthode *GRAD*.

7.4.3 Implémentation de la méthode *N-GRAD*

J'ai utilisé les algorithmes du réseau neuronal développés sous le logiciel *Matlab*. Les caractéristiques discriminantes (présentée dans la section 7.4.2) réunies sous forme d'une vecteur sont quant à elles déterminées avec une méthode dérivée de *GRAD* (codée en langage *Python*).

Deux modèles de réseaux neuronaux ont été employés dans cette étude. Le premier modèle est appelé RBF (radial basic fonction). Ce dernier fait parti de la classe de l'apprentissage supervisé. Il calcule la distance entre les différentes entrées ou capteurs et renvoie la norme L1 du vecteur issu de la différence vectorielles entre les vecteurs d'entrées.

L'algorithme des k-voisins les plus proches (« k-nearest neighbors » ou kNN) est une méthode d'apprentissage à base d'instances. On détermine la cellule d'une base de donnée qui est la plus proche d'un candidat.

On a utilisé pour la phase d'apprentissage la méthode RBF (cela est nécessaire) tandis que pour la phase de reconnaissance, on utilise la méthode KNN. En effet, KNN est plus flexible et est plus adaptée à des sursauts dont le vecteur caractéristique présenterait peu de similarité avec ceux appris par le réseau.

Nous avons donc constitué deux bases de données de vecteurs caractéristiques en utilisant les résultats de la méthode *GRAD* : les uns sont obtenus suivant une période où il n'y pas de sursauts tandis que les autres sont obtenus à des périodes où le sursaut est présent dans le champ de vue. Comme pour la méthode *GRAD*, nous analysons la courbe de lumière ainsi que l'image du ciel sur une période $T = 40.96$ s. À la suite, nous construisons le vecteur caractéristique correspondant qui sera soit classé 0 pour bruit de fond, soit 1 pour un sursaut. Un nouveau vecteur est construit 2 secondes plus tard en analysant à nouveau la même période T. Ainsi, la prise de décision s'effectue toutes les deux secondes.

Une partie de ces deux bases de données de vecteurs seront utilisés pour l'apprentissage (et ainsi remplir l'espace vectoriel en différentes zones d'influence), tandis que d'autres seront testés durant la phase de la reconnaissance.

7.4.4 Résultats de performance de détection de la méthode *N-GRAD*

La méthode n'a été testée que sur les données *Fermi* en utilisant pour la phase d'apprentissage une partie de la population de sursauts *Fermi* (ceux qui n'étaient pas dans la phase de reconnaissance) ou de la population de sursauts BATSE (population assez similaire). Les résultats préliminaires sont présentés dans la table 7.13.

L'efficacité de détection ϵ_{pop} de *N-GRAD* varie en fonction de la population utilisée dans la phase d'apprentissage et du taux de fausses alertes souhaité. Même si ces résultats sont proches des performances des efficacités obtenus avec les méthodes standard, le taux de fausses alertes mesuré est très important : on a $\epsilon_{\text{pop}} = 0.69$ pour un taux de fausses alertes par jour de $FA = 29$ tandis que $\epsilon_{\text{pop}} = 0.87$ pour un taux de fausses alertes par jour de $FA = 100$.

De nombreuses axes de recherche sur cet algorithme pourraient être poursuivis :
- la recherche des critères discriminants. Par exemple, on pourrait ajouter le critère *hardness ratio* qui est le rapport de fluence entre deux bandes en énergie.
- l'optimisation de l'imagerie,
- l'optimisation du type de réseau neuronal utilisé,
- l'entraînement du réseau (choisir une base de donnée adaptée et diversifiée) pour limiter le taux de fausses alertes.
- la validation de cette méthode sur les données GBM

Catalogues de sursauts	ϵ_{pop} (%) Méthode standard		ϵ_{pop} (%) *N-GRAD*	
	$N_A = 6.5\,\sigma$	$N_S = 10\,\sigma$	$FA = 20$	$FA = 100$
Fermi	84.2 ± 0.5	77.4 ± 0.5	69	87

TABLE 7.13 – Résultats d'efficacité de détection pour les différentes bases de données pour la méthode standard (on choisit le meilleur résultat entre le trigger taux et comptage et le trigger image) et *N-GRAD*.

7.5 Bilan

Dans ce chapitre, j'ai exploré de nombreuses pistes pour améliorer les méthodes standard de détection de sursauts gamma.

J'ai d'abord développé une méthode, appelée *WBSB*, reposant sur la segmentation binaire. Cette méthode, encadrant mieux la portion temporelle d'intérêt de la courbe de lumière que les méthodes standard, permet certaines améliorations. J'ai ainsi démontré qu'avec cette méthode, on améliorait la détection des sursauts courts.

Pour valider le concept de *WBSB*, j'ai appliqué cette méthode aux données GBM sur une durée d'un mois (*F-WBSB*). L'utilisation de cet algorithme sur de vraies données a confirmé la performance de l'estimateur du bruit de fond réalisé dans *F-WBSB*. Pour finir, non seulement nous avons pu détecter indépendament l'ensemble des sursauts trouvés par GBM mais nous avons en plus détecté de nouveaux candidats de sursauts (dont un qui a été confirmé par sa détection simultanée par BAT).

GRAD est une autre méthode présentée dans ce chapitre qui cible les pics les plus forts du sursaut et utilise la réunion de ces différents régions d'intérêt pour former l'image. Cela a également permis de cibler une catégorie particulière de sursauts gamma peu détectée par les méthodes standard : les sursauts à faible flux au pic et faible fluence.

Pour finir, il ne faut pas voir ces différentes méthodes comme étant concurrentielles mais plutôt destinées à être mises en œuvre en parallèle afin de détecter la plus grande variété de sursauts gamma.

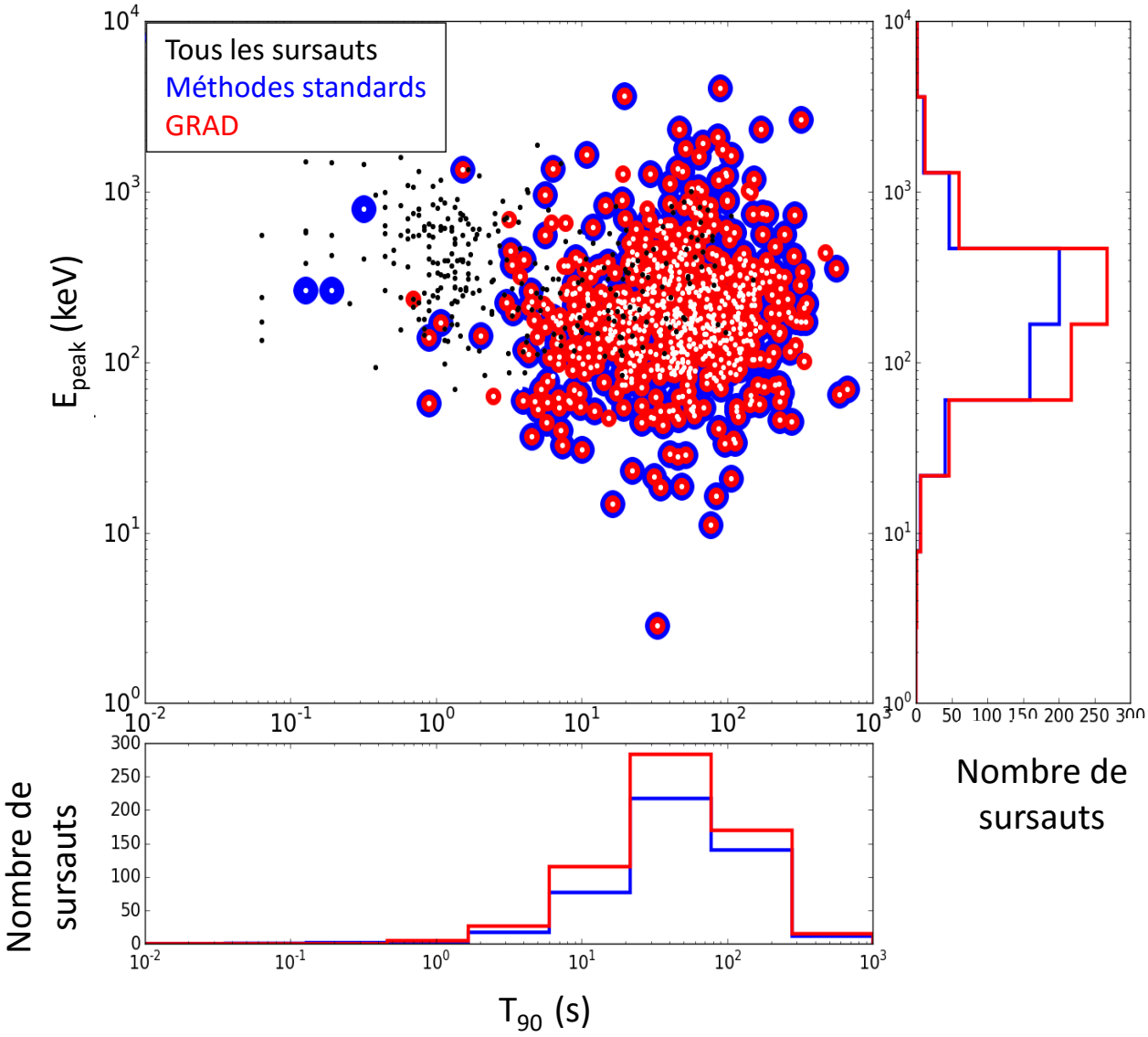


FIGURE 7.14 – Caractéristiques (durée du sursaut, Epeak) des sursauts détectés d'une population synthétique issue de BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3, par les différents algorithmes : les méthodes standard (nommées triggers), la méthode du gradient (*GRAD*) pour un degré de probabilité de détection de $\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.5$ et pour un seuil de détection de $N_A = 8.5$.

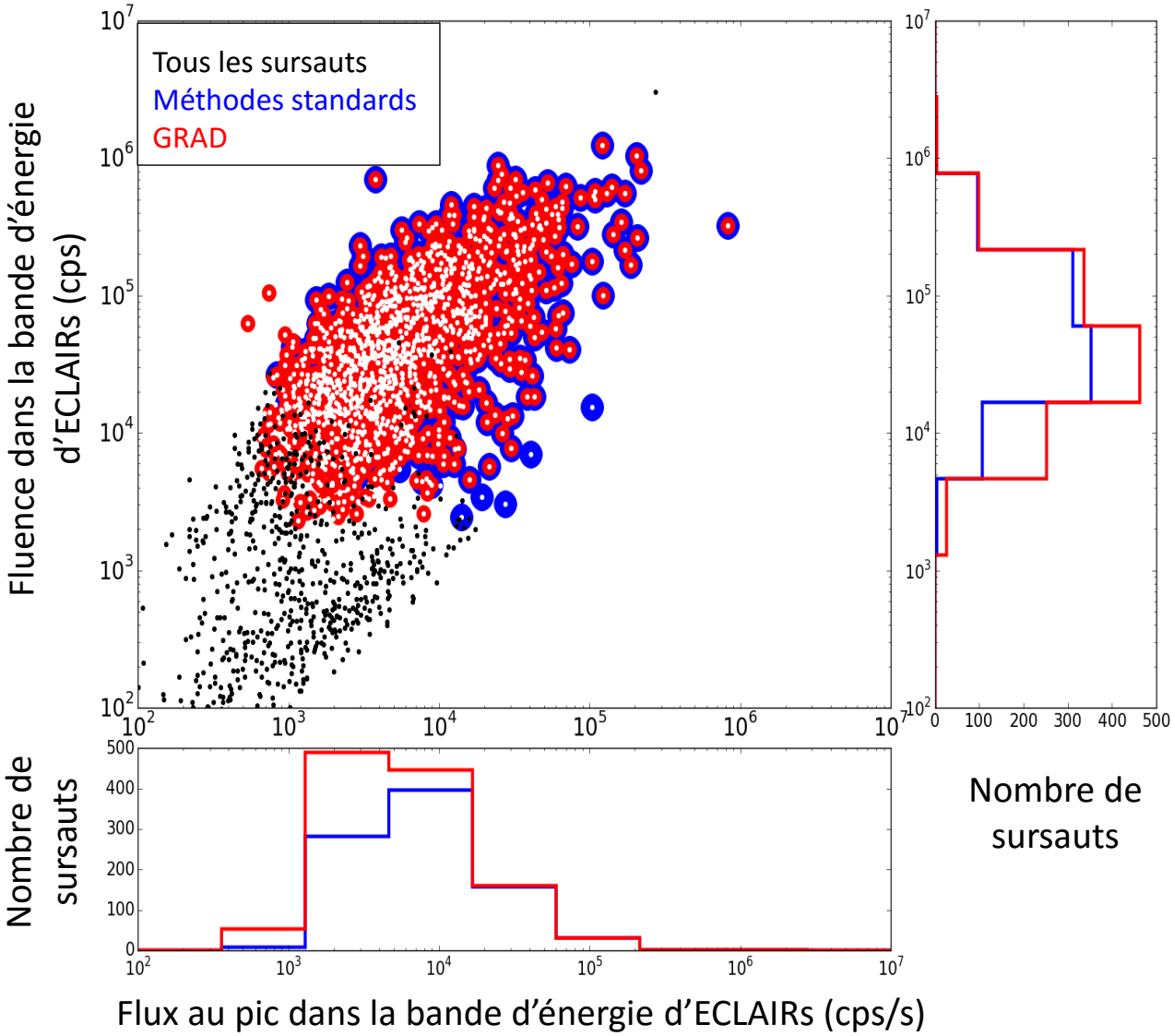


FIGURE 7.15 – Caractéristiques (flux et fluence dans la bande d'énergie d'ECLAIRs) des sursauts détectés d'une population synthétique issue de BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3, par les différents algorithmes : les méthodes standard (nommées triggers), la méthode du gradient (*GRAD*) pour un degré de probabilité de détection de $\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.5$ et pour un seuil de détection de $N_A = 8.5$.

7.6 Courbes de lumière des détections de *F-WBSB* pour le mois de septembre 2008

Sur les figures suivantes, sont représentées les différentes courbes de lumières obtenus à partir des canaux en énergie 2, 3 et 4 (de 25 à 300 keV) et par détecteur déclenché par la méthode *F-WBSB*. Les deux lignes vertes définissent la région d'intérêt choisie lors de l'analyse par rapport à l'instant maximisant le rapport signal sur bruit. En cyan, est représenté l'estimation du bruit de fond par la médiane glissante. Les courbes de lumière ont une résolution temporelle de 256 ms, 512 ms ou 1024 ms.

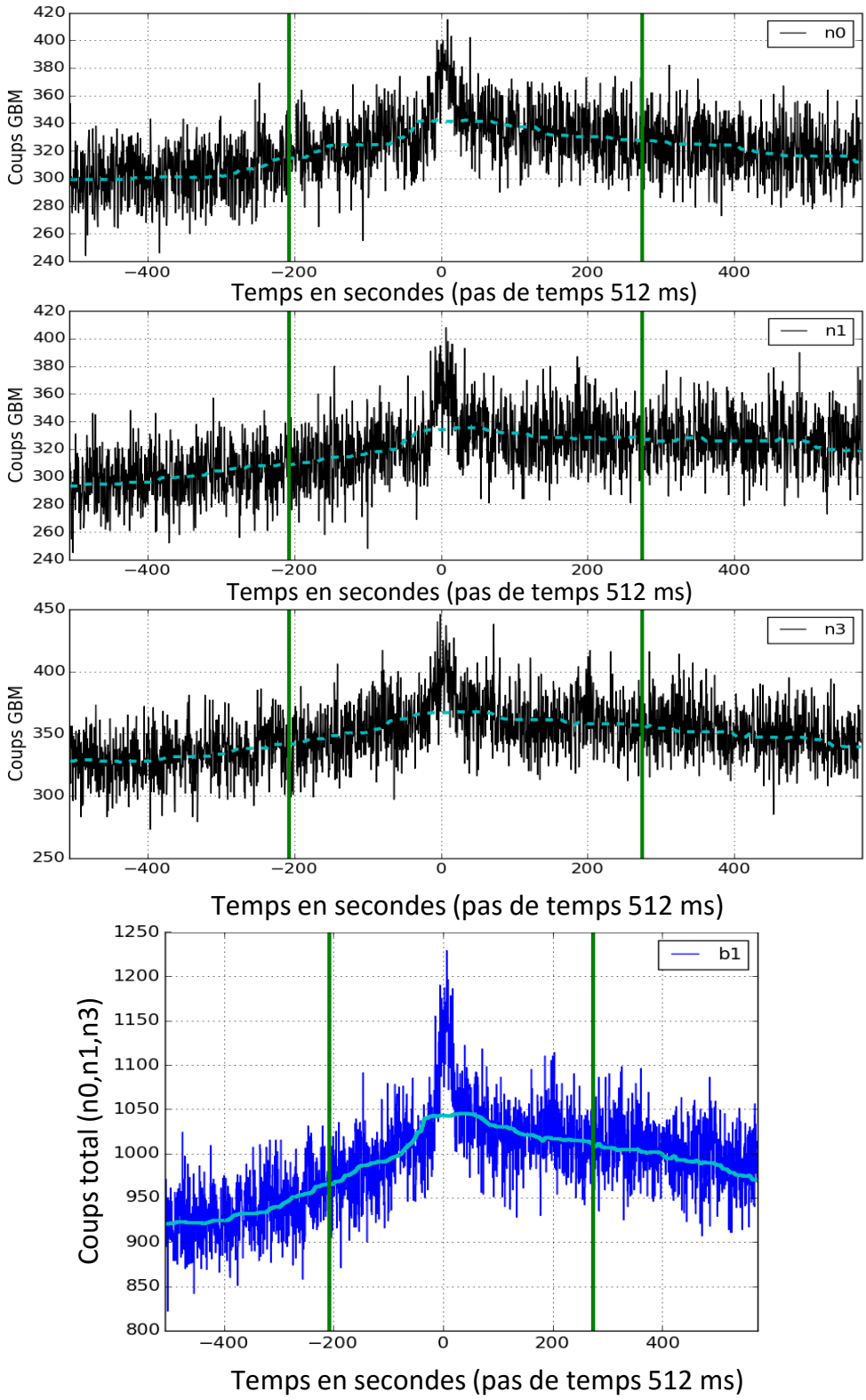


FIGURE 7.16 – Courbe de lumière d'une source transitoire détectée (GRB080906A) par la méthode *WBSB* le 6/09/2008 à 13:29:53.

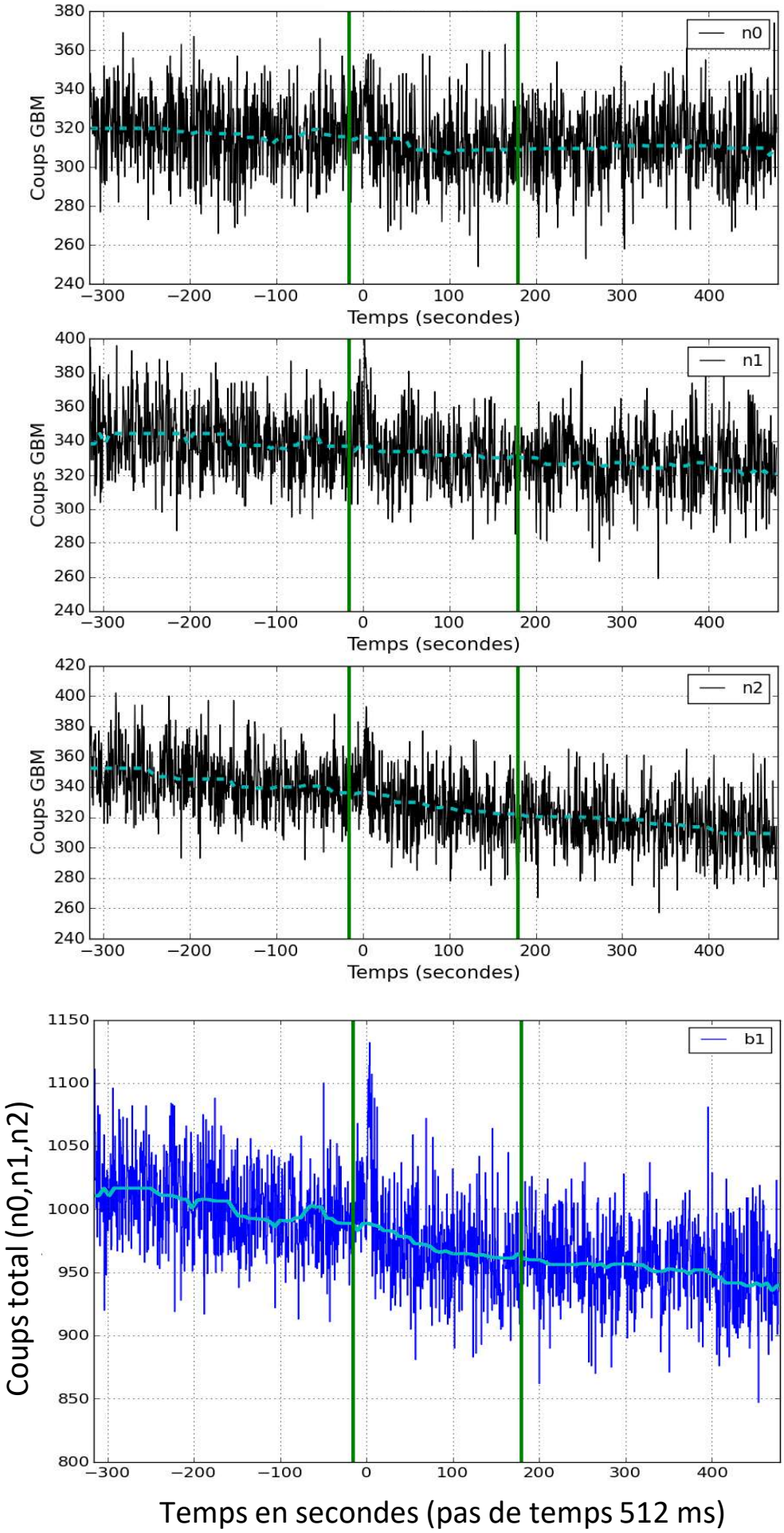


FIGURE 7.17 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080901) détectée par la méthode *WBSB* le 1/09/2008 à 6:57:49.

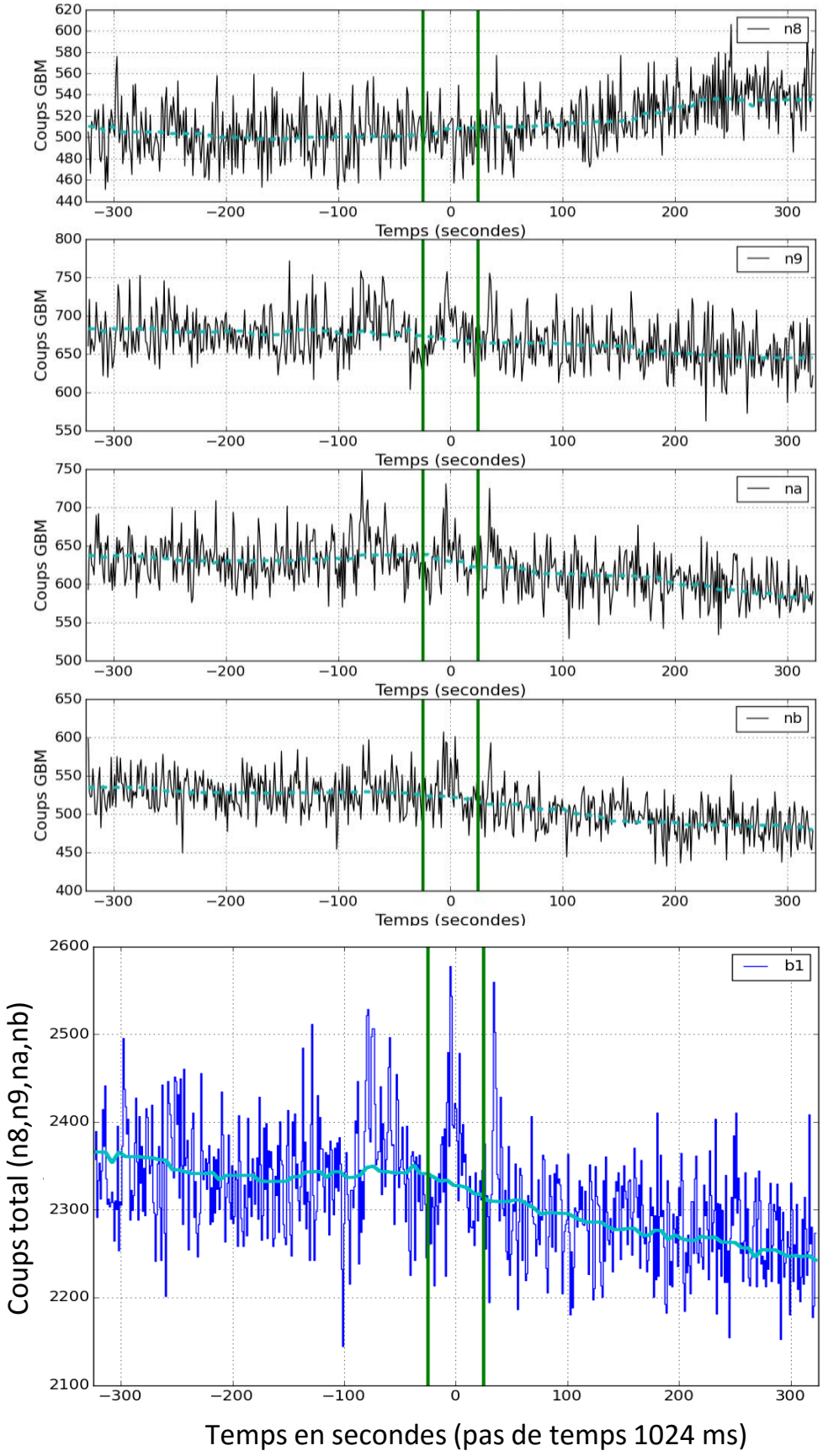


FIGURE 7.18 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080918) détectée par la méthode *WBSB* le 18/09/2008 à 9:57:37.

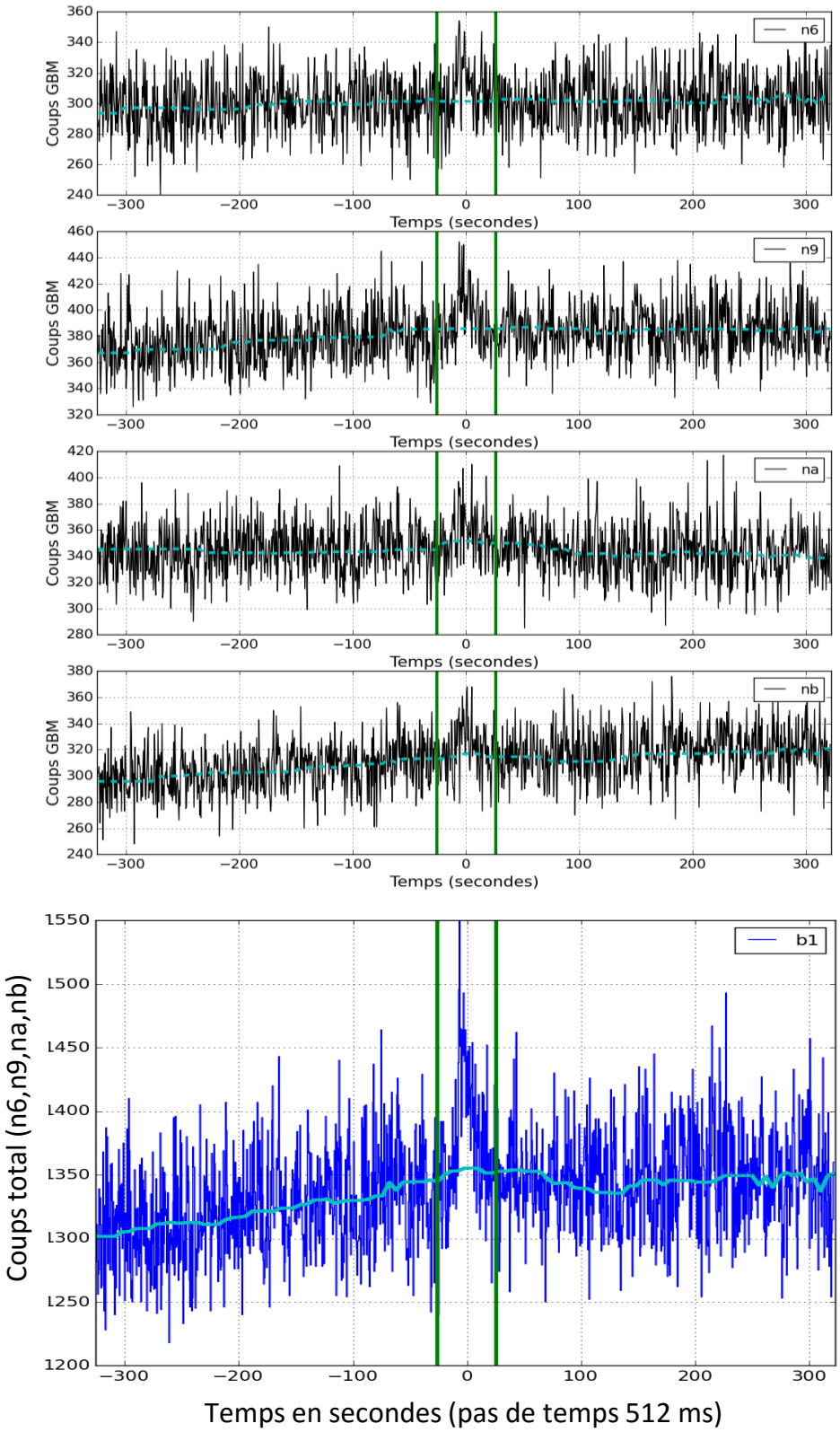


FIGURE 7.19 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080929) détectée par la méthode *WBSB* le 29/09/2008 à 11:37:23.

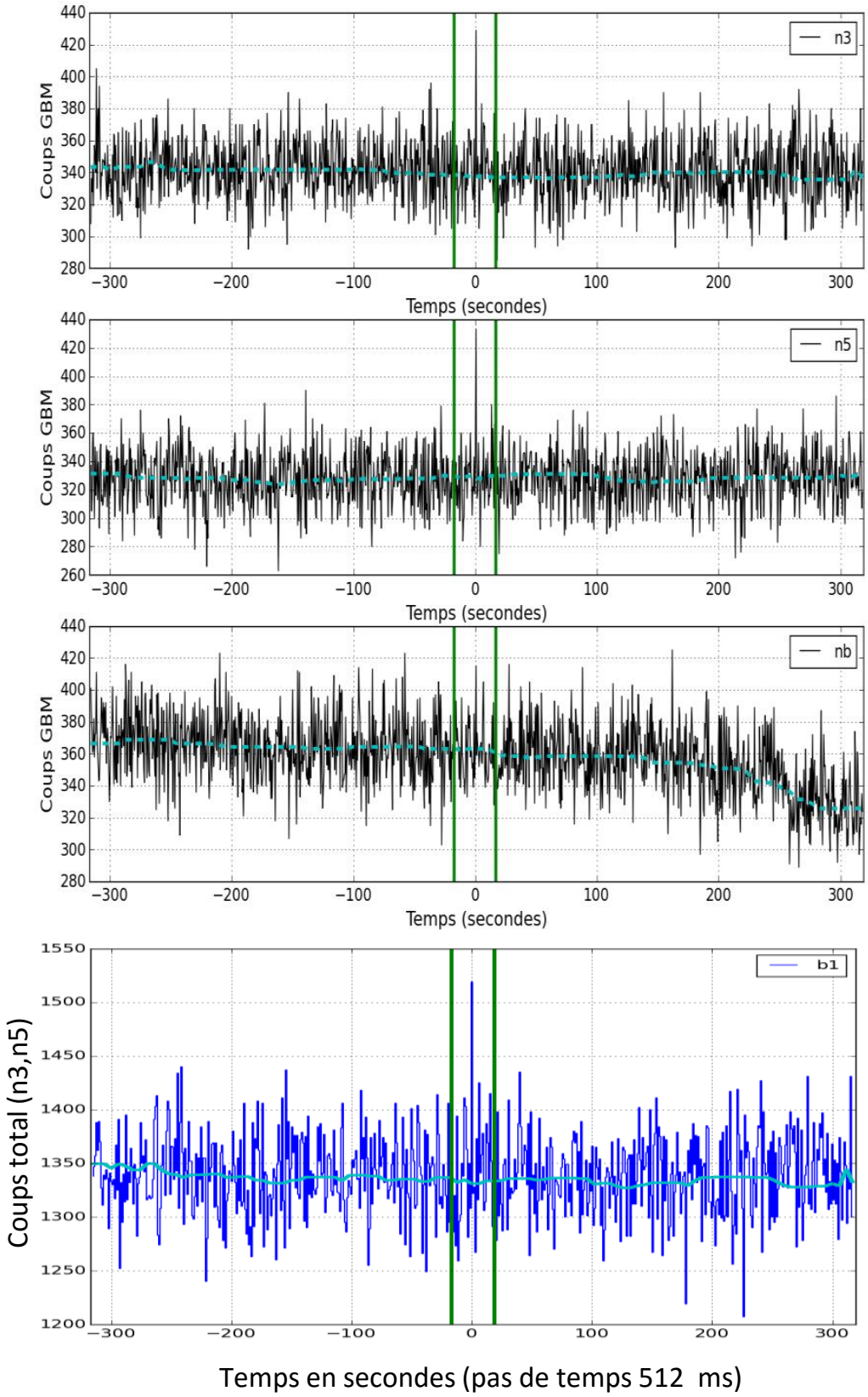


FIGURE 7.20 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080905) détectée par la méthode *WBSB* le 05/09/2008 à 13:51:08.

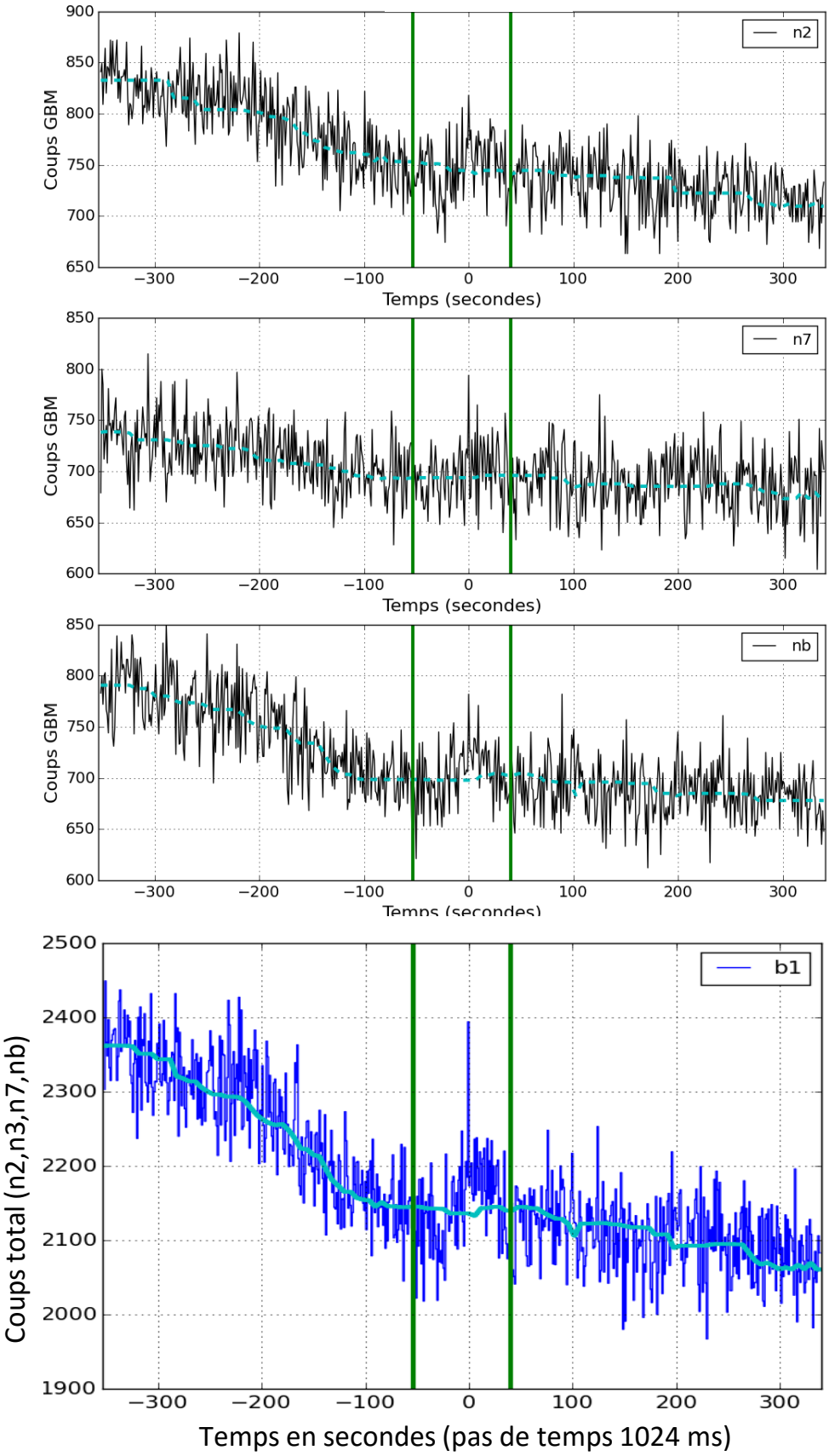


FIGURE 7.21 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080916) détectée par la méthode *WBSB* le 16/09/2008 à 16:23:08.

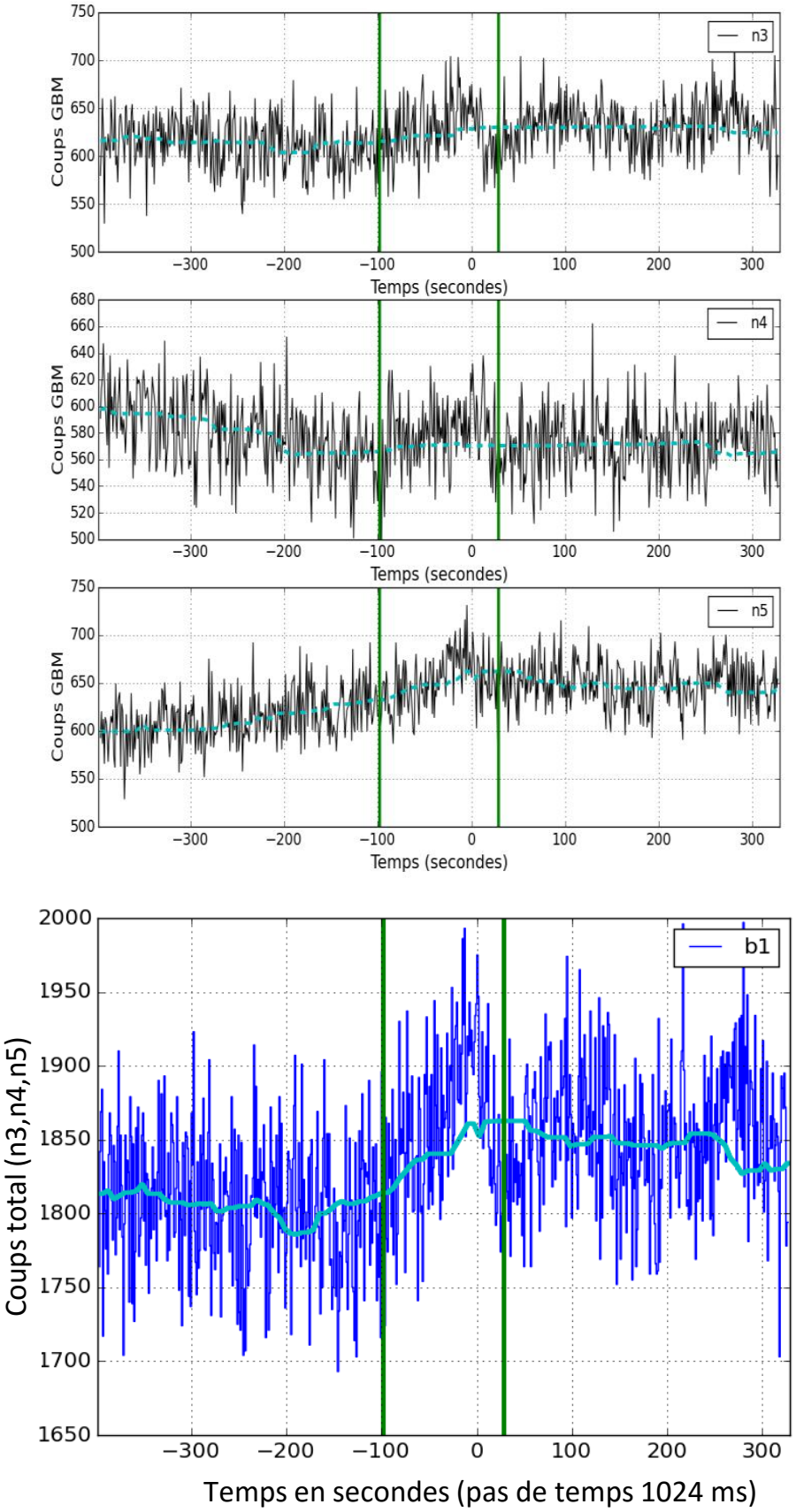


FIGURE 7.22 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080919) détectée par la méthode *WBSB* le 19/09/2008 à 7:41:33.

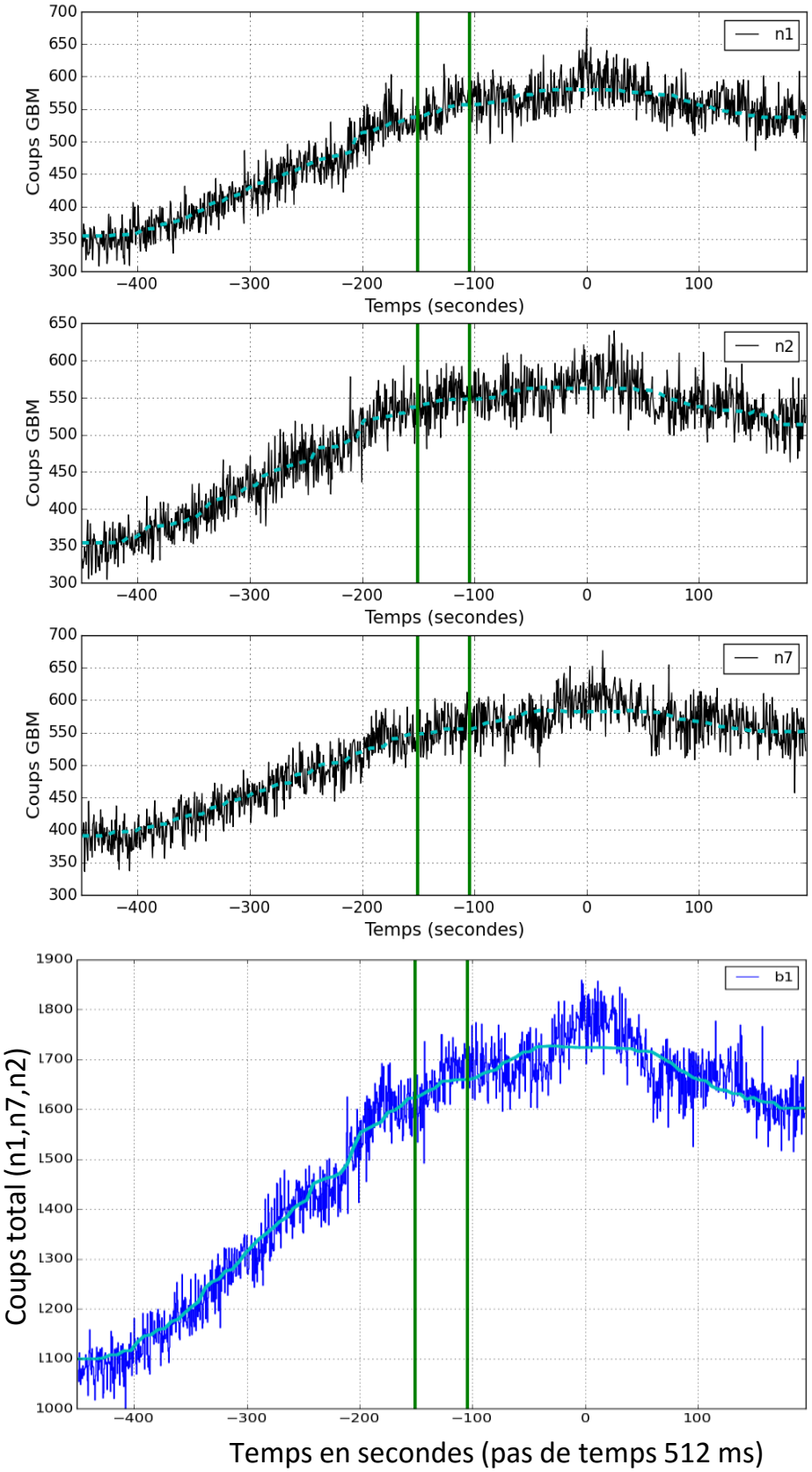


FIGURE 7.23 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080904) détectée par la méthode *WBSB* le 04/09/2008 à 10:42:11.

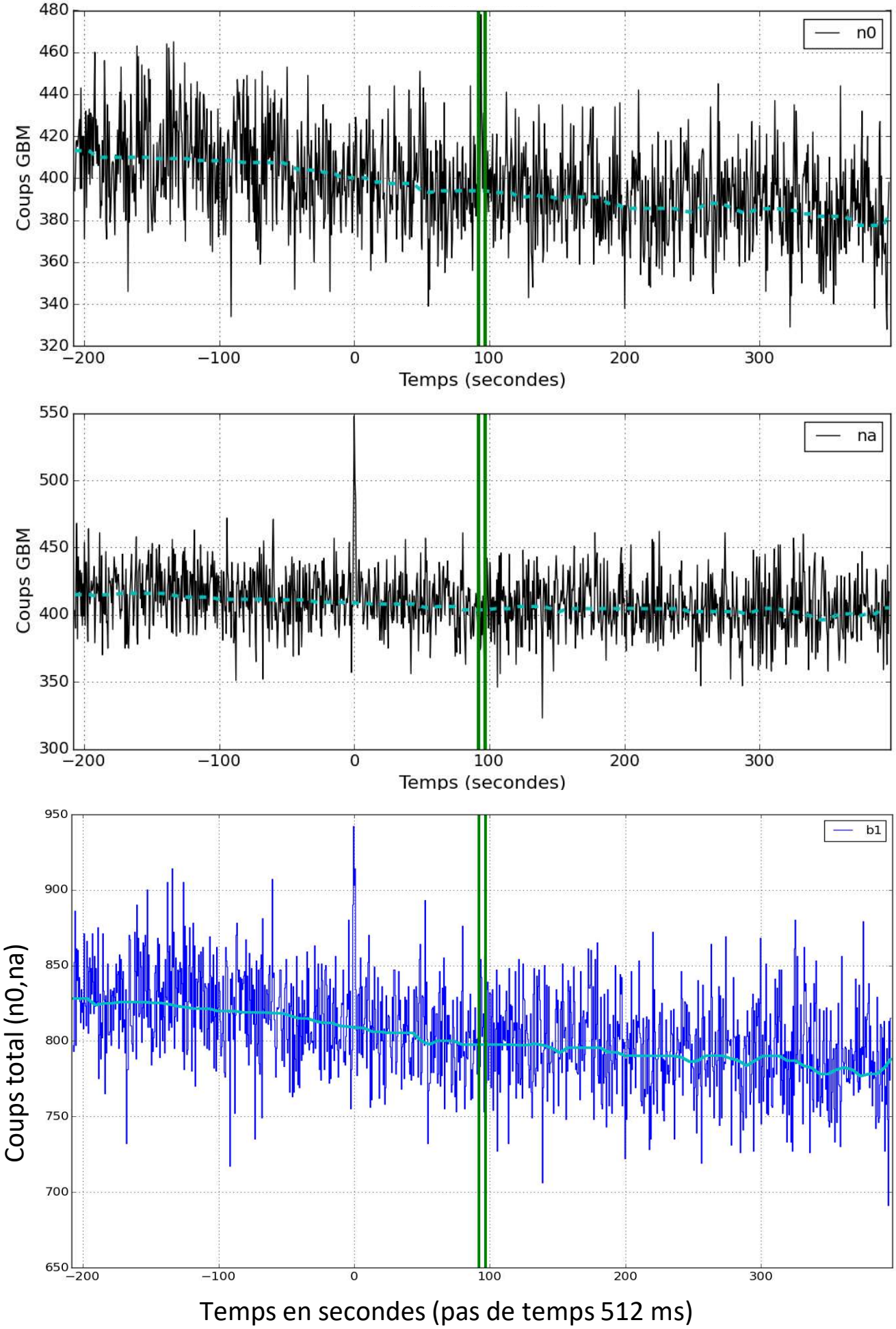


FIGURE 7.24 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO0300930) détectée par la méthode *WBSB* le 30/09/2008 à 19:12:16.

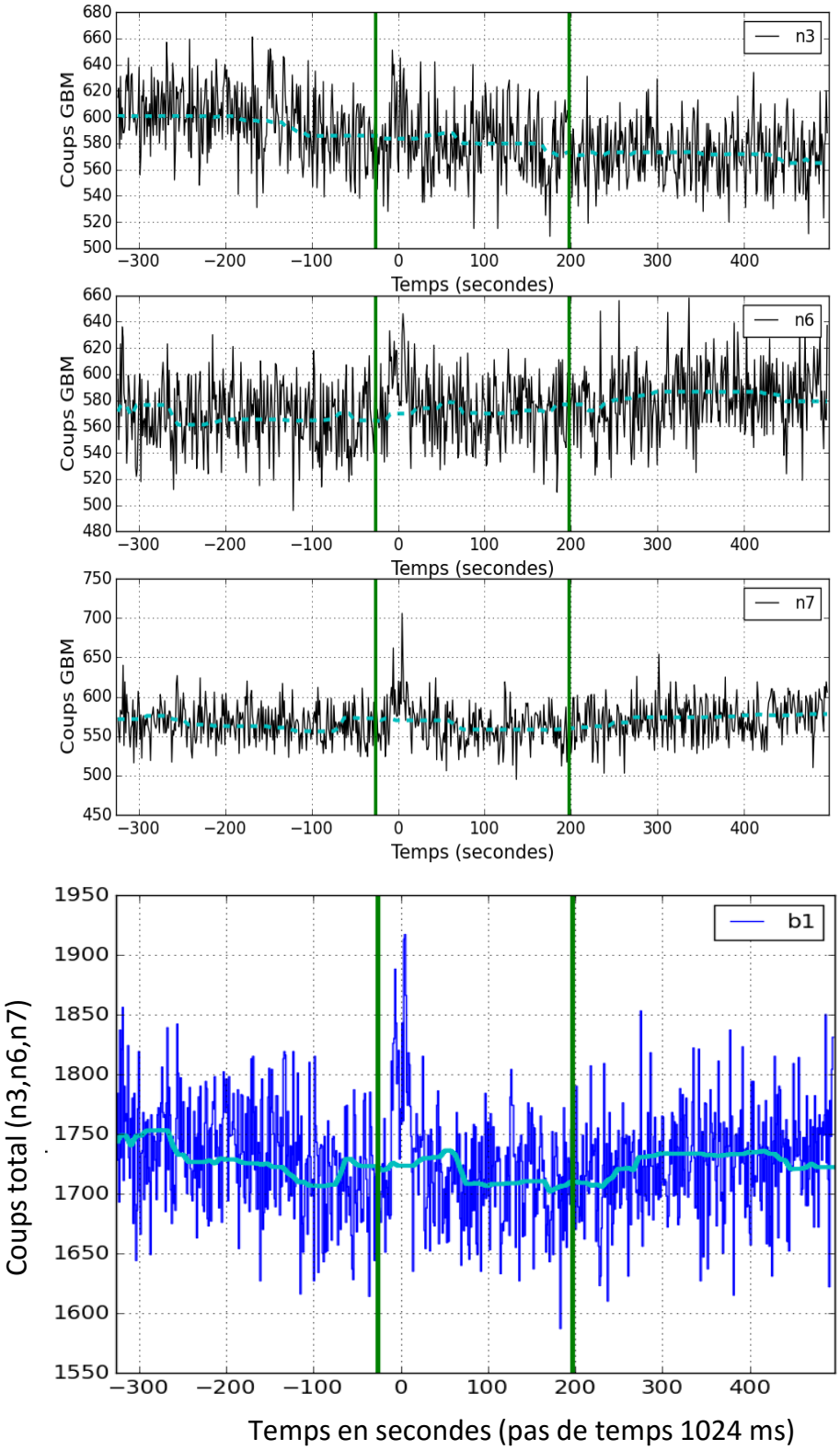


FIGURE 7.25 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO150914A) détectée par la méthode *WBSB* le 14/09/2015 à 6:49:46.

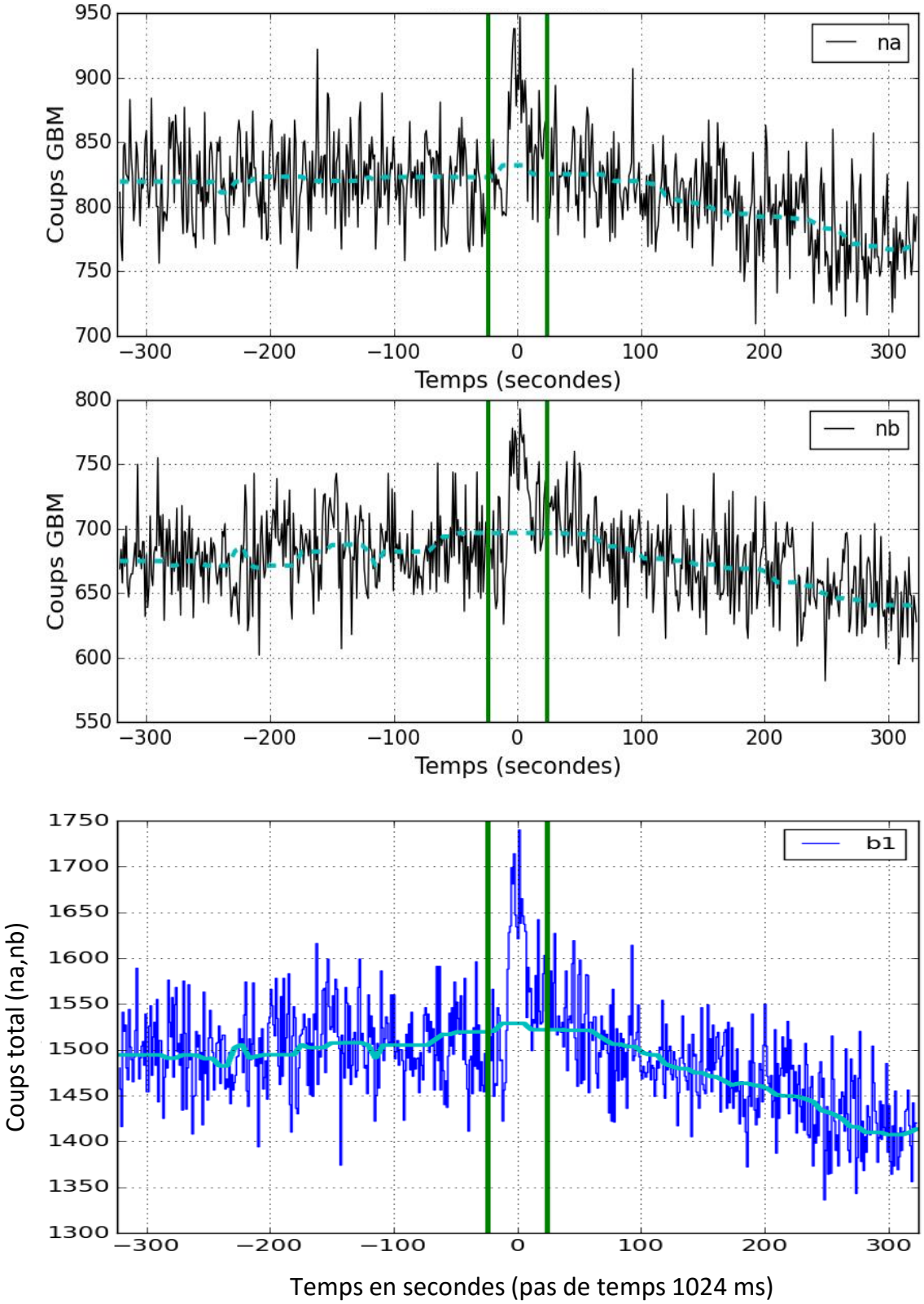


FIGURE 7.26 – Courbe de lumière d'une source transitoire (BO150914B) détectée par la méthode *WBSB* le 14/09/2015 à 13:43:15.

Chapitre 8

Conclusion

Sommaire

8.1 Les performances de l'instrument ECLAIRs 235
8.1.1 Démarche suivie 235
8.1.2 Résultats 236
8.2 Perspectives 238
8.3 Conséquence pour les autres instruments de la mission *SVOM* . . . 240

8.1 Les performances de l'instrument ECLAIRs

Les travaux réalisés durant ma thèse s'inscrivent dans le cadre du développement en phase B [1] de l'instrument ECLAIRs. Il fait partie de la mission *SVOM*, composé d'un ensemble d'instruments embarqués à bord d'un satellite (outre ECLAIRs, l'instrument gamma GRM, le télescope MXT à rayons X et le télescope VT opérant dans le domaine visible) ou installés au sol (le système GWAC et le télescope C-GFT opérant dans le domaine visible et le télescope F-GFT opérant dans le domaine visible et proche-infrarouge). Le programme principal de la mission est l'étude spectrale et temporelle de l'émission prompte et de la rémanence des sursauts gamma en multi-longueurs d'onde, et l'utilisation de ces sursauts pour la cosmologie.

Mes travaux ont porté sur l'étude des performances de détection et de localisation des sursauts par ECLAIRs : en particulier j'ai cherché à déterminer le nombre de sursauts gamma attendu par ECLAIRs et les caractéristiques des sursauts détectés.

8.1.1 Démarche suivie

L'étude des performances d'ECLAIRs a nécessité la réalisation de simulations aussi réalistes que possible, de la modélisation des sursauts gamma à leur détection par ECLAIRs. Pour cela, j'ai mis en place différentes étapes :

1. la conception d'un jeu de données synthétiques similaire aux futures données d'ECLAIRs composé d'un bruit de fond dont la principale composante est le fond diffus cosmique X (CXB), modulée par le passage de la Terre dans le champ de vue d'ECLAIRs à chaque orbite (voir chapitre 3), et de plusieurs populations de sursauts synthétisées à partir de catalogues de missions précédentes (*CGRO*-BATSE, *HETE-2*, *Swift*-BAT et *Fermi*-GBM) ou d'un modèle de population (Lien et al. 2014, voir chapitre 4). Ces différentes

1. Les phases d'un projet CNES se déroulent en séquence de A à F. La phase A est l'analyse de la faisabilité,la phase B est celle de la définition préliminaire, la phase C la définition détaillée, la phase D la réalisation, la phase E l'exploitation en vol et la phase F les traitements d'archives.

populations synthétiques sont représentatives de la diversité des sursauts gamma. Lors de cette première étape, de nombreuses sources d'incertitude ont été mises en évidence. On peut citer en autres la variabilité du bruit de fond (résidus d'activation des composants liée à l'anomalie sud-atlantique, ...) [2] ; la mesure des paramètres spectraux des sursauts gamma (l'incertitude de mesure est d'autant plus grande que la bande spectrale utilisée est étroite) et l'extrapolation du spectre à basse énergie (le seuil bas à 4 keV d'ECLAIRs étant notablement plus bas que celui des missions précédentes) ; la forme du profil temporel des sursauts gamma (une partie du signal du sursaut n'est pas identifiable car il est noyé dans le bruit).

2. l'utilisation d'un modèle d'ECLAIRs pour propager les photons du bruit de fond et du sursaut à travers l'instrument. Il existe un modèle complet de type Monte-Carlo qui prend en compte l'ensemble des interactions des photons avec les matériaux, et deux modèles simplifiés appelés dynamique et statique (voir chapitre 2). Ainsi, on est capable d'estimer le nombre de coups arrivant sur le détecteur en fonction de la position du sursaut dans le ciel et de la durée d'observation considérée. Ces modèles reproduisent fidèlement l'instrument mais des pistes d'améliorations ont été identifiées : la prise en compte de la taille de chaque pixel dû à l'effet d'usinage ; le filtrage des coups arrivant sur le détecteur avant utilisation pour l'analyse à bord.
3. la modélisation du système de déclenchement d'ECLAIRs (*trigger*) suite à l'analyse des coups arrivant sur le détecteur. J'ai utilisé deux approches complémentaires (voir chapitre 5) : j'ai développé un modèle simplifié du système de déclenchement (approche statique) ne prenant pas en compte l'aspect temps-réel et l'imagerie. Sa rapidité permet d'analyser un nombre important de jeux de paramètres utilisés dans les algorithmes de détection embarqués (méthodes standard) et d'évaluer leur effet sur les performances (par exemple les différentes bandes en énergie) ; j'ai également utilisé les méthodes standard telles qu'elles seront implémentées à bord dans une approche dynamique, méthodes plus coûteuses en temps mais permettant de quantifier la réelle performance de détection et de localisation.

À l'aide de ces outils, j'ai pu mener plusieurs études en utilisant soit l'approche statique, soit l'approche dynamique, soit les deux. Cela m'a permis de répondre aux questions initiales sur le taux de sursauts attendu par ECLAIRs et les caractéristiques des sursauts détectés (voir chapitre 6 et la synthèse ci-dessous). J'ai également identifié plusieurs améliorations pour de futurs travaux : établir une équivalence entre le seuil de détection de l'approche statique (évalué par rapport à un taux de comptage) et le seuil de détection de l'approche dynamique (évalué par rapport à l'image), pour pouvoir obtenir une estimation plus réaliste dans les simulations n'utilisant pas l'imagerie ; prendre en compte les résultats de la réflexion en cours sur la suppression des pixels du bord du champ de vue d'ECLAIRs dans les méthodes standard.

8.1.2 Résultats

À partir des simulations statique et dynamique réalisées sur un ensemble de populations synthétiques de sursauts gamma, j'ai évalué en premier lieu l'efficacité de détection d'ECLAIRs de chaque sursaut (définie comme la probabilité moyennée sur le champ de vue qu'ECLAIRs détecte le sursaut). Cela m'a permis d'estimer ensuite l'efficacité de détection d'ECLAIRs pour une population entière de sursauts. J'ai évalué les incertitudes associées à ces efficacités de détection en prenant en compte les incertitudes sur les paramètres d'entrée des sursauts gamma et du bruit de fond et les incertitudes dues au faible nombre de tirages aléatoires dans l'approche dynamique. Une analyse détaillée de ces incertitudes n'a pas pu être effectuée pour chaque sursaut synthétique en raison du trop grand nombre de simulations qu'il aurait fallu effectuer. Je me suis contentée pour l'instant de les évaluer à partir de quelques sursauts considérés

2. Pour l'instant, seuls les passages de la Terre dans le champ de vie sont considérés.

comme représentatifs. Il sera important dans le futur de confirmer ces résultats sur la base d'un échantillon plus grand.

Une fois connue, l'efficacité de détection d'une population permet de prédire le taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs. Une autre information est cependant nécessaire : la normalisation de la population utilisée en entrée. Pour cela, j'ai utilisé le fait que l'efficacité de l'instrument BATSE était bien connue ce qui m'a permis de normaliser la population synthétique correspondante. J'ai alors déduit de l'efficacité de détection le nombre de sursauts de type « BATSE » attendu par ECLAIRs. Ensuite, j'ai déterminé le gain apporté par les autres populations en comparant les résultats d'efficacité d'ECLAIRs sur ces populations avec ceux obtenus avec la population BATSE.

Le résultat principal de cette étude est qu'ECLAIRs détectera entre $\dot{N}_{\mathrm{Ea,min}} = 47$ GRBs/an et $\dot{N}_{\mathrm{Ea,max}} = 82$ GRBs/an au niveau du seuil d'alerte. Cette alerte sera transmise à la communauté scientifique. Au niveau du seuil de repointage de *SVOM*, le taux prédit est de $\dot{N}_{\mathrm{Es,min}} = 40$ GRBs/an et $\dot{N}_{\mathrm{Es,max}} = 72$ GRBs/an.

Les simulations statiques et dynamiques m'ont permis aussi de mener plusieurs études complémentaires :

— l'étude des effets des seuils bas et haut en énergie. Le seuil bas de 4 keV est un réel avantage pour la détection des sursauts riches en rayons X : il permet d'augmenter de 15 % la détection de sursauts de type « *HETE-2* » par rapport à un seuil fixé à 15 keV. En revanche, le seuil haut en énergie n'a qu'un rôle limité lors de la détection par ECLAIRs de sursauts à forte dureté spectrale. C'est la complémentarité avec l'instrument GRM qui pourrait améliorer ce point important pour la détection de sursauts courts. L'étude a aussi montré que les bandes en énergie actuellement utilisées dans les méthodes embarquées (méthodes standard) ne sont pas optimisées : cet aspect devra être étudié dans le futur.

— l'étude des délais de détection, c'est à dire de la durée entre le début du sursaut et le premier instant où le sursaut est détecté. L'étude a mis en évidence un retard moyen de 5 secondes pour les sursauts courts et de 20 secondes pour les sursauts très longs. De tels délais sont négligeables devant le temps de repointage du satellite.

— l'étude sur le nombre de fausses alertes des méthodes standard montre le respect des objectifs fixés. Néanmoins, cette étude a été réalisée avec un bruit de fond simpliste. J'explicite ci-dessous plusieurs pistes d'amélioration sur ce point.

— la précision de localisation. Mes résultats sur les performances de localisation des sursauts de type « BATSE» montrent que dans 97 % des cas, la précision de localisation est meilleure que 12 minutes d'arc et dans 90 % des cas, meilleur que 9.5 minutes d'arc. De telles boîtes d'erreur sont inférieures à la taille du champ des instruments MXT et VT.

Une fois estimé le taux de sursauts gamma attendu par ECLAIRs, j'ai aussi utilisé les mêmes simulations pour caractériser complètement la population détectée. Pour cela, j'ai évalué l'efficacité de détection en fonction des propriétés temporelles des sursauts, de leur caractéristiques spectrales et de leurs intensités. ECLAIRs sera sensible aux sursauts longs classiques vus par l'ensemble des missions précédentes. Il a été aussi montré qu'ECLAIRs sera sensible à l'ensemble de la population *HETE-2* et qu'il permettra ainsi de compléter la connaissance sur les sursauts mous de type *X-ray flashes*. Il est intéressant de noter que l'échantillon actuel pour ce type de sursauts est très petit, et que la rémanence de peu d'entre eux a été observée. : il y a donc un espace de découverte important. Enfin, mon étude a montré qu'ECLAIRs ne sera pas très sensible aux sursauts courts à cause de leur dureté spectrale d'une part, et de leur durée d'autre part qui se combinent pour limiter le nombre de coups utilisables par ECLAIRs pour la détection et la localisation. J'énumère ci-dessous quelques pistes envisageables pour améliorer la sensiblité de *SVOM* aux sursauts courts : c'est un objectif important en raison du lien probable de cette classe de sursauts avec les ondes gravitationnelles.

La fin de ma thèse a coïncidé avec une étape importante pour le projet : la « Preliminary

Design Review ≫ (PDR) qui s'est tenue en Chine en juillet 2016. Mes résultats ont été en partie repris à cette occasion pour démontrer que les performances scientifiques attendues pour ECLAIRs pourront être atteintes :

— ECLAIRs détectera en moyenne sur une durée de 3 ans 190 (±60) sursauts au niveau du seuil d'alerte, et 170 (±50) sursauts au niveau du seuil de repointage du satellite. Cela permettra de constituer un échantillon très intéressant avec une bonne caractérisation spectrale et temporelle de l'émission prompte et de la rémanence et pour la majorité d'entre eux une mesure de distance (voir ci-dessous).
— Les sursauts détectés constitueront une population diversifiée et complète, avec l'accent mis sur une population riche en rayons X.
— La boîte d'erreur de localisation d'ECLAIRs étant contenue dans le champ de vue du VT, la majorité des sursauts détectés par ECLAIRs pourront être observés par cet instrument après le repointage de *SVOM*.

8.2 Perspectives

L'objectif principal que je m'étais fixée au début de ma thèse a été atteint puisque j'ai pu estimer le taux de sursauts attendu par ECLAIRs et caractériser la population détectée. Les différentes études que j'ai menées pour cela m'ont permis d'identifier plusieurs axes de recherche qui pourront être intéressants de poursuivre dans l'avenir :

— *bruit de fond.* Il faudra améliorer la modélisation du bruit de fond en exploitant au maximum les données BAT (instrument similaire à ECLAIRs) en particulier au niveau de l'évolution du taux de comptage ou en exploitant les données de *Fermi*-GBM (instrument qui évolue sensiblement sur la même orbite que *SVOM*). Il s'agira principalement de prendre en compte les passages dans l'anomalie de l'atlantique sud (flux de particules et activation de l'instrument) et les sources astrophysiques (en particulier les sources variables à basse énergie).
— *population synthétique : catalogues existants.* Il faudrait mettre à jour les populations synthétiques développées durant la thèse car de nouveaux catalogues de sursauts ont été publiés pour GBM (Narayana Bhat et al., 2016) et pour BAT (Lien et al., 2016). Par exemple, l'étude de Jenke et al. (2016) a permis d'identifier une population supplémentaire de sursauts mous, absents du catalogue GBM initial, détectés grâce à une analyse des données d'archive prenant en compte les énergies basses (jusqu'à 8 keV) et ce qui n'est pas le cas pour le système de déclenchement à bord (opérant au delà de 25 keV). Il serait très intéressant de simuler cette population pour ECLAIRs puisque le seuil bas d'ECLAIRs la rend en principe accessible.
— *population de sursauts lointains.* J'ai expliqué au chapitre 4 comment le formalisme que j'ai développé permet de déplacer un sursaut gamma de distance connue à un décalage vers le rouge arbitraire. Je n'ai pas eu le temps de beaucoup exploiter cette possibilité. Il serait intéressant d'utiliser les sursauts vus par BAT et *Fermi* qui ont une bonne caractérisation spectrale et dont on connait le décalage vers le rouge, pour constituer une population synthétique de sursauts lointains et étudier les performance d'ECLAIRs. Notamment, on pourrait estimer le décalage vers le rouge maximum auquel ECLAIRs sera sensible. On pourra aussi regarder comment évoluent les propriétés observées d'un sursaut (durée, dureté, profil temporel,...) quand son décalage vers le rouge augmente. Pour cette étude, on pourra aussi utiliser un sous-échantillon de sursauts bien décrits de la population de sursauts détectés par *Swift*-BAT regroupé dans un catalogue appelé ≪ BAT-6 ≫ (Salvaterra et al., 2013). Il s'agit des sursauts très brillants (le flux du pic central est supérieur à 2.6 ph.cm^{-2}.s^{-1}), dont la majorité (82/99) possède un décalage vers le rouge connu et dont pour le tiers (30/99), le spectre est modélisé en utilisant un modèle de BAND.

— *population de sursauts courts.* En utilisant à nouveau le formalisme permettant de déplacer un sursaut gamma de distance connue à un décalage vers le rouge arbitraire, on pourrait étudier la sensibilité d'ECLAIRs à des sursauts courts situés dans l'horizon des détecteurs d'ondes gravitationnelles (c'est à dire à moins de $z = 0.1$). On pourrait utiliser un sous-échantillon de sursauts courts vus par *Swift*-BAT réunis dans un catalogue appelé SBAT-4 (D'Avanzo et al., 2014), avec une bonne caractérisation spectrale et temporelle. Ce sont des sursauts brillants (flux du pic central est supérieur à 3.5 ph.cm^{-2}.s^{-1}), dont pour plus d'un tiers nous connaissons la mesure du décalage vers le rouge (entre $0.12 < z < 2.6$).

— *population synthétique : modèle.* Il faudrait évaluer la performance de détection d'ECLAIRs à partir d'un modèle plus réaliste que celui de Lien et al. (2014). Par exemple, Jesse Palmerio (IAP) est en train de construire un tel modèle de population en utilisant la démarche de Daigne et al. (2006). Ce modèle a l'avantage d'être étalonné sur plusieurs catalogues (à l'inverse du modèle de population utilisé dans cette thèse), ce qui permet d'avoir une diversité plus riche de sursauts.

— *méthodes standard : paramètres.* L'étude menée dans le cadre de ma thèse a montré qu'on pourrait mieux optimiser les bandes d'énergie, les zones et les seuils utilisées dans les méthodes standard. Cela pourrait peut être permettre un petit gain d'efficacité pour les sursauts à forte dureté spectrale.

— *amélioration des méthodes de détection pour ECLAIRs.* Au chapitre 7, j'ai présenté principalement deux méthodes complémentaires aux méthodes standard que j'ai développées, pour améliorer la performance de détection d'ECLAIRs : (i) une méthode appelée *WBSB* reposant sur la segmentation binaire. Elle permet de mieux encadrer la portion temporelle d'intérêt de la courbe de lumière. Ainsi, cette méthode est plus sensible aux sursauts courts que les méthodes standard. Le concept de cette méthode a été validé car elle a été appliquée sur de vraies données GBM : j'ai pu détecter indépendament l'ensemble des sursauts trouvés du catalogue GBM ainsi qu'une dizaine de nouveaux candidats de sursauts (dont un qui a été confirmé par sa détection simultanée par BAT). Ces sursauts sont en majorité des sursauts mous. Il serait aussi très intéressant de tester cette méthode sur les données BAT pour évaluer le gain d'efficacité sur les sursauts courts : malheureusement, les données photons-photons ne sont pas disponibles ; (ii) une méthode appelée *GRAD* reposant sur la valeur du gradient du taux de comptage. Elle permet de cibler les pics les plus forts du sursaut. Les simulations de performance ont montré que cette méthode était plus sensible que les méthodes standard aux sursauts à faible flux au pic et faible fluence, et avec une variabilité temporelle assez élevée. Une telle méthode pourrait se révéler interessante pour la détection de sursauts lointains. Mes résultats préliminaires sont prometteurs, cela justifie donc de continuer à étudier les concepts développés dans *WBSB* et *GRAD* pour essayer d'améliorer les méthodes embarquées à bord d'ECLAIRs.

— *Lien ECLAIRs/GRM.* Finalement, une autre piste d'amélioration pour augmenter la sensibilité d'ECLAIRs aux sursauts courts est de mieux exploiter le système ECLAIRs-GRM. J'ai effectué une première étude préliminaire avec Fei Xie (IHEP) des performances de détection d'un sursaut particulier (15% des sursauts courts vus par *Swift* montrent un tel comportement) constitué d'un pic dur suivie d'une queue en émission plus molle. En diminuant artificiellement le flux de ce sursaut très brillant, le pic reste aisément détecté par GRM alors qu'ECLAIRs ne détecte que la queue à basse énergie. Il devient alors envisageable de diminuer le seuil de détection dans l'image d'ECLAIRs lorsque GRM vient de détecter un sursaut gamma. Cette étude devra être poursuivie en utilisant une plus grande population afin d'évaluer la proportion de sursauts courts supplémentaire qu'ECLAIRs pourrait détecter grâce aux informations du GRM.

8.3 Conséquence pour les autres instruments de la mission *SVOM*

ECLAIRs joue un rôle un particulier dans le mission *SVOM* car il est en charge de la détection et de la localisation des sursauts gamma qui seront ensuite observés par les autres instruments de la mission. À partir de mon estimation du taux de sursauts attendu par ECLAIRs, il est alors intéressant d'évaluer le nombre de sursauts attendu pour les autres instruments. Pour cela, il faut tenir compte pour chaque instrument de la fraction du temps utile pour l'observation, du champ de vue et de la sensibilité. Idéalement une telle étude devrait être menée en développant pour chaque instrument des simulations similaires à celles utilisées pendant ma thèse pour l'instrument ECLAIRs. En attendant que de telles simulations soient disponibles, une estimation préliminaire a été effectué à l'occasion de la revue de fin de phase B par Bertrand Cordier (CEA), Frédéric Daigne (IAP), Vincent Morand (CNES) et moi-même. Le principe est le suivant :

1. GRM. C'est le seul instrument pour lequel le taux attendu est indépendant $\dot{N}_{\mathrm{Gr}}$ de celui attendu pour ECLAIRs. Nous avons utilisé le nombre de sursauts par an détectés par le GRM calculé par l'équipe chinoise à partir de simulations de performance. Cependant, peu d'informations ont été transmises sur le calcul de ce taux : par exemple le nombre de GRDs mis en jeu. De plus, une analyse du nombre de sursauts vus conjointement par ECLAIRs et le GRM n'a pas encore été effectuée. Ceci a heureusement peu d'influence pour les autres instruments : le GRM offrant une localisation peu précise du sursaut, seule les sursauts détectés par ECLAIRs peuvent être suivis par les instruments à petit champ.
2. GWAC. Le nombre de sursauts pouvant être observés par le système GWAC tient compte du nombre d'alertes sursauts envoyés par ECLAIRs et de la fraction utile d'observation $\mathrm{f_{GWACs}}$ (tirée de Morand 2016) en tenant compte de l'alternance jour-nuit, de la météorologie sur les sites envisagées, de la position de lune, etc. On obtient :

$$\dot{N}_{\mathrm{Gw}} = \dot{N}_{\mathrm{Ea}} \times \mathrm{f_{GWACs}} \tag{8.1}$$

   avec $\dot{N}_{\mathrm{Ea}}$ est le taux de sursauts attendu pour ECLAIRs au niveau du seuil d'alerte et $\mathrm{f_{GWACs}}$=0.13.
3. MXT et VT. Le nombre de sursauts par an pouvant être observés par les télescopes MXT et VT, après un repointage du satellite par ECLAIRs, tient compte de la fraction utile d'observation $\mathrm{f_{obs,5min}}$ pendant au moins 5 minutes par MXT (tirée de l'étude de Morand 2016).

$$\dot{N}_{\mathrm{MXT,obs}} = \dot{N}_{\mathrm{VT,obs}} = \dot{N}_{\mathrm{Es}} \times \mathrm{f_{obs,5min}} \tag{8.2}$$

   avec $\dot{N}_{\mathrm{Es}}$ est le taux de sursauts attendu au niveau du seuil de repointage pour ECLAIRs, $\mathrm{f_{obs,5min}}$=0.66.

   Tous ces sursauts ne seront pas détectables. Le nombre de sursauts détectés par an par MXT immédiatement après le repointage du satellite a alors été calculé à partir du nombre de sursauts détectés par ECLAIRs et d'une efficacité de détection des sursauts par MXT (étude de performance par Phil Evans).

$$\dot{N}_{\mathrm{MXT,detec}} = \dot{N}_{\mathrm{Es}} \times \mathrm{f_{MXT,0-5min}} \tag{8.3}$$

   avec $\mathrm{f_{MXT,0-5min}}$=0.90. La durée de 5 minutes est également nécessaire pour permettre d'effectuer trois images par le télescope VT en utilisant les différents filtres.
4. GFT. Le nombre de sursauts observables par le télescope français GFT (qui a la possibilité d'avoir une sensibilité en infrarouge) est calculé à partir de la fraction du temps utile d'observation $\mathrm{f_{FGFT}}$ calculée par Morand (2016) en tenant compte de l'alternance jour-nuit et de la météorologie.

$$\dot{N}_{\mathrm{FGFT}} = \dot{N}_{\mathrm{Ea}} \times \mathrm{f}_{\mathrm{FGFT}} \tag{8.4}$$

avec $\mathrm{f}_{\mathrm{FGFT}}$=0.19 (pour les trois premières années de la mission) et $\mathrm{f}_{\mathrm{FGFT}}$=0.14 (pour les deux années suivantes de la mission).

En ajoutant la disponibilité du télescope GFT chinois et du réseau de télescopes LCOGT (tiré de Morand (2016)), on obtient :

$$\dot{N}_{\mathrm{GFTs}} = \dot{N}_{\mathrm{Ea}} \times f_{\mathrm{GFTs}} \tag{8.5}$$

avec $\mathrm{f}_{\mathrm{GFTs}}$=0.37 (pour les trois premières années de la mission) et $\mathrm{f}_{\mathrm{GFTs}}$=0.32 (pour les cinq premières années de la mission).

$$\dot{N}_{\mathrm{GFT,LCGOT}} = \dot{N}_{\mathrm{Ea}} \times f_{\mathrm{GFT,LCGOT}} \tag{8.6}$$

avec $\mathrm{f}_{\mathrm{GFT,LCGOT}}$=0.75 (pour les trois premières années de la mission) et $\mathrm{f}_{\mathrm{GFT,LCGOT}}$=0.68 (pour les deux années suivantes de la mission).

5. Grands télescopes. Le nombre de sursauts par an détectés par le télescope MXT, observés au moins par l'un des grands télescopes (dont le VLT, le Keck et le grand télescope des Canaries), est calculé à partir de la fraction d'observabilité de ces télescopes. Il est important de noter que ce calcul doit prendre en compte les sursauts vus par les télescopes GFT et non ceux vus uniquement par le MXT. En effet, l'erreur de localisation du télescope X est parfois trop importante pour permettre le pointage des grands télescopes.

$$\dot{N}_{\mathrm{GT,1}} = \dot{N}_{\mathrm{Es}} \times \mathrm{f}_{\mathrm{MXT,0-5min}} \times \mathrm{f}_{\mathrm{GT,1}} \tag{8.7}$$

avec $\mathrm{f}_{\mathrm{GT,1}}$=0.89 (pour les trois premières années de la mission) et $\mathrm{f}_{\mathrm{GT,1}}$=0.85 (pour les deux années suivantes de la mission).

La même approche que précédemment peut être utilisée pour calculer le nombre de sursauts vus par au moins 2 grands télescopes en même temps.

$$\dot{N}_{\mathrm{GT,2}} = \dot{N}_{\mathrm{Es}} \times \mathrm{f}_{\mathrm{MXT,0-5min}} \times \mathrm{f}_{\mathrm{GT,2}} \tag{8.8}$$

avec $\mathrm{f}_{\mathrm{GT,2}}$=0.54 (pour les trois premières années de la mission) et $\mathrm{f}_{\mathrm{GT,2}}$=0.45 (pour les deux années suivantes de la mission).

À l'aide de ces estimations, on obtient les taux résumés dans la table 8.1.

Ces résulats ont également été présentés à la revue de fin de phase B, qui a eu lieu en Chine en juillet 2016. Ils montrent que la population de sursauts *SVOM* sera certes plus petite que celle de BATSE, GBM ou BAT mais très complète : comparé à BAT, le système ECLAIRs+GRM permettra une bien meilleure caractérisation spectrale de l'émission prompte (deux premières lignes de la table). Le système GWAC devrait permettre d'augmenter significativement la taille de l'échantillon des sursauts gamma dont l'émission prompte visible est mesurée (troisième ligne de la table). De plus, comparé à *Fermi*, une fraction importante de ces sursauts dont l'émission prompte aura été caractérisée pourront être suivi par les instruments à petit-champs afin de détecter et caractériser la rémanence à toutes les longueurs d'onde. Enfin, comparé à *Swift*, la fraction des sursauts dont la distance pourra être mesurée devrait augmenter comme le montre nos estimations pour les GFT ou les grands télescopes par ECLAIRs (dernières lignes de la table).

Ainsi, ces estimations à laquelles mon travail de thèse a directement contribué illustrent le fort potentiel de *SVOM* pour des domaines classiquement en lien avec les sursauts gamma (physique des sursauts et nature des progéniteurs, cosmologie) mais aussi des domaines en développement rapide tels que l'astronomie multi-messagers ou l'astronomie du ciel transitoire.

Phase	Nombre de GRBs	Taux (GRB/an)				Mission nominale (3 ans)				Mission totale 5 ans			
		B	LGRB	SGRB	Total	B	LGRB	SGRB	Total	B	LGRB	SGRB	Total
Prompte	$\dot{N}_{\mathrm{Ea}}$, détectés par ECLAIRs	39	4	4	**47**	118	11	11	**140**	197	18	18	**233**
	seuil=6.5 σ	65	6	12	**83**	195	18	35	**248**	326	29	59	**414**
	$\dot{N}_{\mathrm{Gr}}$, détectés par GRM seuil=5.5 σ	90				270				450			
	$\dot{N}_{\mathrm{Gw}}$, détectés par GWAC	5	0	0	**6**	15	1	1	**18**	26	2	2	**30**
		8	1	2	**11**	25	2	5	**32**	42	4	8	**54**
Slew	$\dot{N}_{\mathrm{Es}}$, détectés par ECLAIRs	37	1	1	**40**	111	4	4	**119**	184	7	7	**199**
	seuil=10 σ	61	5	9	**75**	184	14	28	**226**	306	23	47	**377**
Rémanence	$\dot{N}_{\mathrm{MXT,obs}}$ et $\dot{N}_{\mathrm{VT,obs}}$, observés par	24	1	1	**26**	73	3	3	**79**	122	5	5	**131**
	MXT et VT (au moins 5 min)	40	3	6	**50**	121	9	19	**149**	202	15	31	**249**
	$\dot{N}_{\mathrm{MXT,detec}}$, immédiatement détectés	33	1	1	**36**	100	4	4	**107**	166	6	6	**179**
	par MXT	55	4	8	**68**	165	13	25	**203**	276	21	42	**339**
	$\dot{N}_{\mathrm{FGFT}}$, immédiatement	7	1	1	**9**	22	2	2	**26**	34	3	3	**40**
	observés par F-GFT	12	1	2	**15**	37	3	7	**46**	55	5	10	**70**
	$\dot{N}_{\mathrm{GFT}}$, immédiatement	14	1	1	**17**	43	4	4	**51**	69	6	6	**81**
	observés par GFT	24	2	4	**30**	71	6	13	**91**	113	10	20	**144**
	$\dot{N}_{\mathrm{GFT,LCGOT}}$ immédiatement	30	3	3	**35**	89	8	8	**105**	143	13	13	**169**
	observés par C-GFT+ LCOGT	49	4	9	**62**	147	13	26	**187**	236	21	42	**300**
	$\dot{N}_{\mathrm{GT,1}}$, immédiatement observés	29	1	1	**32**	88	3	3	**95**	144	6	6	**155**
	par un grand télescope	49	4	7	**60**	147	11	22	**180**	240	18	37	**295**
	$\dot{N}_{\mathrm{GT,2}}$ immédiatement observés	19	1	1	**20**	56	2	2	**60**	90	3	3	**97**
	par 2 grands télescopes	31	2	5	**38**	93	7	14	**114**	149	11	23	**183**

TABLE 8.1 – Bilan du nombre de sursauts attendu par les différents instruments de la mission *SVOM*, durant la phase de l'émission prompte et la phase de rémanence. La lettre B fait référence aux sursauts de type BATSE observé par les instruments, le sigle LGRB correspond à l'apport du bonus image et SGRB à l'apport du bonus seuil bas (voir chapitre 6).

Publications

— J.Wei, B.Cordier, **S.Antier,** et. al., Scientific prospects of the SVOM mission, 2016.

— **S.Antier**, et al., Simulation of GRB triggers with the future ECLAIRs telescope, PoS, 2015.

— **S.Antier**, et al., Hard X-ray polarimetry with Caliste, EA, 2015.

— **S.Antier**, et al., Hard-X-ray polarimeter performance in the 70–300 keV energy range, NIMA, 2015.

— D.Götz, P.Laurent, **S.Antier** et al., GRB 140206A : the most distant polarized GRB, MNRAS, 2014.

— **S.Antier** & F.Daigne et al., Characterization of GRBs seen by the future ECLAIRs telescope, in prep.

— **S.Antier** & P.Fryzlewicz et al., New GRB detection methods with wide binary segmentation algorithms, in prep.

PROCEEDINGS OF SCIENCE

Simulations of GRB detections with the ECLAIRs telescope onboard the future SVOM mission

Sarah Antier[1]*, Stéphane Schanne[1], Bertrand Cordier[1], Aleksandra Gros[1], Diego Götz[1], Cyril Lachaud[2]

[1]*CEA Saclay, IRFU/Service d'Astrophysique, 91191 Gif sur Yvette, France*

[2]*APC, UMR 7164, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet 75205 Paris, France*

E-mail: sarah.antier@cea.fr

The soft gamma-ray telescope ECLAIRs with its Scientific Trigger Unit is in charge of detecting Gamma-Ray Bursts (GRBs) on-board the future SVOM satellite. Using the "scientific software model" (SSM), we study the efficiency of both implemented trigger algorithms, the *Count-Rate Trigger* for time-scales below 20 s and the *Image Trigger* for larger ones. The SMM provides a simulation of ECLAIRs with photon projection through the coded-mask onto the detection plane. We developed an input GRB database for the SSM based on GRBs light curves detected by the Fermi GBM instrument. We extrapolated the GRB spectra into the ECLAIRs band (4-120 keV) and projected them onto the detection plane, superimposed with cosmic extragalactic background photons (CXB). Several simulations were performed by varying the GRB properties (fluxes and positions in the field of view). We present first results of this study in this paper.

Swift: 10 Years of Discovery
2-5 December 2014
La Sapienza University, Rome, Italy

*Speaker

© Copyright owned by the author(s) under the terms of the Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike Licence.

PoS(SWIFT 10)059

1. The Gamma-Ray Burst trigger telescope ECLAIRs onboard SVOM

Gamma-Ray Bursts (GRBs), the most energetic flashes of γ-rays, continue to capture the attention of the scientific community since their discovery in the late 1960's. GRBs are characterized by a transient gamma-ray prompt emission, which appears at a random location on the sky, followed by a long-lived, multi-wavelength afterglow emission (X-ray, ultraviolet, optical, infrared, microwave and radio). Thanks to several past and present space missions such as CGRO [1], INTEGRAL [2], Swift and Fermi [3], GRBs science is an active field of research.

The GRB prompt emission in gamma-rays is believed to be created by internal shocks in a jet of matter produced at cosmological distances. It comes from the formation of a black hole during stellar collapse or neutron-star merger. GRBs continue to raise questions in physics, such as the involved prompt-emission processes or the nature of ultra-longs GRBs [4].

The SVOM mission (Space-based Variable Objects Monitor) [1] is a Chinese-French multi-wavelength and wide field-of-view (FOV) observatory expected to be launched in 2021. The main objective of the mission is the detection and the multi-wavelength follow-up of transient sources such as GRBs in space and on ground. SVOM has four instruments on board and three instruments on ground. The space instrumentation includes the GRB trigger telescope ECLAIRs [6] and the Micro-channel X-ray Telescope MXT (both provided by France), as well as the Gamma-Ray Monitor GRM and the Visible Telescope VT.

ECLAIRs is composed by a wide FOV (2 sr) soft-gamma ray telescope (TXG) and its associated Scientific Trigger Unit (UGTS). The TXG energy range is 4-150 keV, its detection area is 1024 cm^2. A coded mask of 40% aperture is placed 46 cm above the detector plane. Its dimensions are 54×54 cm^2, and the ratio *m/d* between the element size of the mask (*m*) and the detector (*d*) is 2.6. The UGTS (Control & Scientific Trigger Unit of ECLAIRs) is in charge of the command/control of the camera, the data acquisition and the near real-time data processing by two concurrent GRB triggers algorithms, the *Count-Rate Trigger* and the *Image Trigger*, providing fast detections and localizations of GRBs. The generated GRB alerts are transmitted to the spacecraft for autonomous repointing and to ground via a VHF network.

2. Scientific Software Model : an implementation of the trigger algorithms

Both trigger algorithms, the *Count-Rate Trigger* and the *Image Trigger*, foreseen for the flight hardware, can be compiled in the so-called *Scientific Software Model* [7] on a much faster standard linux computer, which allows to test the scientific performances of the algorithms.

2.1 Image Trigger

The *Image Trigger* algorithm has been implemented to detect GRBs of durations above tens of seconds. It runs on different time-scales from 20.48 s to ~20 min in 4 different energy bands. Every 20.48 s, the background in the shadowgram (accumulated counts per pixel) is modelled by fitting a 2D 2nd order polynomial function. The background subtracted shadowgram is deconvolved using the mask pattern to obtain sky images (in counts and variance). Sky images of longer time-scales are built by summation of shorter ones. In each sky image built, pixels not masked by Earth have their Signal to Noise Ratio (*SNRimage=counts/√variance)* evaluated. The localization of the best excess exceeding a given *SNRimage*-threshold, which does not correspond to a known source position, identifies a new

PoS(SWIFT 10)059

GRB source. In order to obtain a finer localization than the sky binning, the excess peak in the counts image is fit by a 2D Gaussian function with width fixed by the ratio *m/d*.

2.2 Count-Rate Trigger

The *Count-Rate Trigger* algorithm has been implemented to detect GRBs of durations from 10 ms to ~20 s. It is divided into two main parts: the calculation of count-rate excesses and the determination of the best excess to be imaged for new source detection and localization.

Count-rate excesses are detected on different logarithmic time-scales from 10 ms to 20.48 s, in four different energy bands and on nine overlapping detector zones (full detector, four halves and four quadrants). A background-count estimate for each time-scale is computed by extrapolating the counts from previous time-scales. The SNR of each time-scale is calculated from the number of counts in the time-scale (N) and the estimated background counts (B) as: $SNR = (N-B)/\sqrt{B}$. If the SNR of a time-scale exceeds a threshold, an excess is detected and stored in a buffer. Such an excess is characterized by its time-scale, energy band and zone. Every 2.56 s the best excess stored in the buffer and which is not too old (40 s into the past) is searched and a sky-image using the photons detected in its time-scale and energy band is constructed by building their shadowgram and reconstructing the corresponding sky image. In this image, excesses above a given *SNRimage*-threshold are searched and if they correspond to a new source, they are fine-localized in a procedure identical to the one of the *Image Trigger*.

3. Simulation of ECLAIRs Trigger Performances

The *Scientific Software Model* input is a list of photons (from GRBs, superimposed on background) characterized by their time and energy. The output is a sequence detected GRBs.

3.1 GRB input data base

A GRB input-database has been created from real GRBs, detected by the Gamma-Ray Burst Monitor (GBM) onboard the Fermi Gamma-Ray Space Telescope, from June 2008 to July 2012 (819 GRBs). The GBM spectral catalogue [8] gives access to spectral parameters for each GRB through their best-fit model (power-law, Comptonized model, Band model, smoothly-broken power-law), obtained in the GBM sensitive energy range (8-1000 keV) after background noise removal. The corresponding light-curve obtained after background subtraction is also accessible [9], with a minimal time-resolution of 64 ms.

For each GBM burst, using the spectral model and corresponding parameters, the spectrum is converted into the 4-120 keV energy range of ECLAIRs, a small extrapolation of the spectrum being performed from the 8 keV low-energy threshold of GBM down to the 4 keV one of ECLAIRs. From the time-integrated spectrum the total flux (in ph/cm^2/s) is calculated.

Using the duration of the burst and the ECLAIRs detector area, the number N of GRB photons impinging on axis on the ECLAIRs detector in its energy range is computed. A list of GRB photons is then created, containing N photons characterized by a time determined within the GRB duration and an energy determined in the 4-120 keV range. To compute the photon times, the cumulative time-distribution is constructed: each time-bin (64 ms minimum) contains the integral of the light-curve from the start of the burst to the current time-bin. The cumulative time-distribution (Figure 1a) permits a bijection. After random uniform draws on the y-axis, we determine the corresponding time on the x-axis for each of the N photons. The same procedure

PoS(SWIFT 10)059

is applied with the cumulative spectrum to associate an energy to each photon. An example of a simulated GRB in the ECLAIRs energy range is shown on Figure 1b.

3.2 Simulations setup

For the simulations presented here we generate one simple background-photon file, covering 1000 s, without Earth transits in the FOV of ECLAIRs. Those photons follow the Cosmic X-ray Background (CXB) energy spectrum [10] and arrive with isotropic distribution inside the ECLAIRs FOV. We generate also different sets of GRB photon-files from GBM data as described before. In one set the GRBs cover the 4-120 keV ECLAIRs energy range, in another set they cover the reduced energy range 15-120 keV. From each of those sets, weaker GRBs are generated by taking 1 out of *F* photons (*F* ranging from 1 to 20) from the GRB photon-list, which artificially reduces their flux by a factor *F* while preserving their timing and spectral properties. In a first simulation run the GRBs are all placed on axis, in a second run they are randomly placed (with isotropic distribution) inside the ECLAIRs FOV. During the simulation, each photon from the input list, resulting from the merger of the GRB photon and background photon lists, is projected by ray-tracing through the ECLAIRs model. It takes into account the geometry of the mask and the detector, its properties [11] (detector efficiency, mask transparency) and its simulated instrumental background.

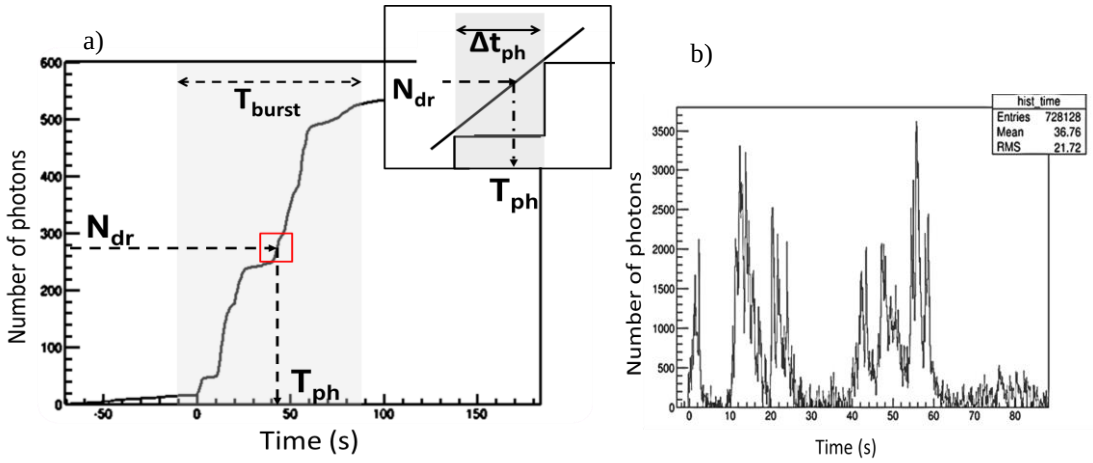


Figure 1. a) Cumulative time-distribution of GRB 080723B to display the way to derive a time for each simulated photon. b) Light curve of simulated GRB 080723B in the ECLAIRs energy range.

3.3 Result of ECLAIRs Trigger performances

3.3.1 Global performance results

In the simulations we obtain a 99.9% detection efficiency for simulated on-axis GBM bursts (1st run) and 98.0% ±0.6% for bursts randomly placed in the ECLAIRs FOV (mean and standard deviation determined by repeating the 2nd run 4 times). These results are obtained for the GBM bursts in the ECLAIRs energy range without reduction factor (*F*=1), which are quite intense bursts, with the mean {and standard deviation} of their logarithmic flux distribution (log-mean flux hereafter) being $\mathrm{Log}_{10}(\phi\ [\mathrm{ph/cm^2/s}]) = 3.3\{2.1\}$. For weaker bursts (*F* = 8), their log-mean flux is 0.41{2.1} in the same energy range, 80.0 % detection efficiency is obtained on-axis, 57.4 % ± 1.3% when random in the FOV. No false detections have been recorded with our simple background model used, the *SNRimage*-threshold being set to 6.5σ in all our simulations.

PoS(SWIFT 10)059

Figure 2 shows the fraction of simulated GBM bursts detected by at least one trigger algorithm (*Count-Rate Trigger* or *Image Trigger*) as a function of their flux reduction factor *F*. As the reduction factor *F* increases, the detection efficiencies decrease and the relative difference increases between on-axis and random positions. For example with *F*=2 the difference is 2% ± 0.5%, whereas for *F*=8 it is 28% ± 2%. A previous study [7] of ECLAIRs trigger-performances was performed with the CXB background modulated by Earth transits in the FOV, with simulated BATSE bursts extrapolated into the ECLAIRs energy range, randomly placed in the part of the FOV non-obscured by the Earth. In the 4-120 keV energy range, the log-mean flux of BATSE bursts [12] is 1.37{2.75}. A 88.4% detection efficiency was reported. The mask ratio *m/d* was set to 1.2 in this study, and meanwhile updated to 2.6 to increase burst detections [6].

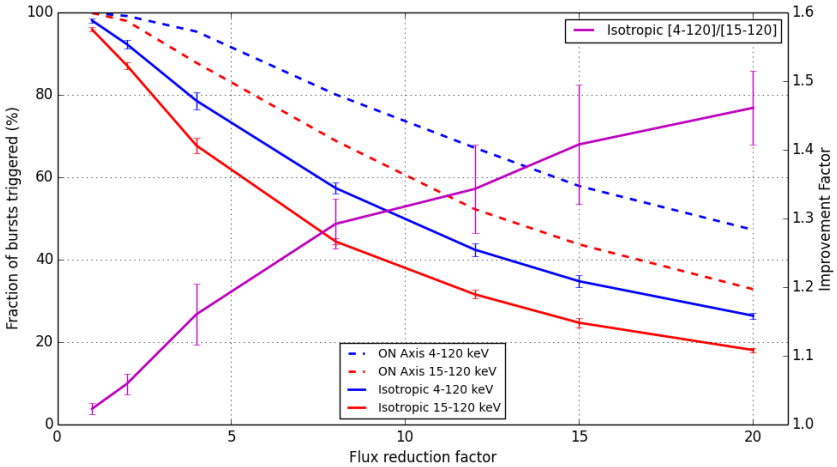


Figure 2. Detection performances, by at least one of both trigger algorithms using simulated GBM bursts in the standard or reduced energy band for on-axis and randomly distributed bursts, vs flux reduction F. The improvement factor using a 4 keV instead of 15 keV low-energy threshold is shown in the case of simulated GBM bursts randomly distributed in the ECLAIRs FOV.

3.3.2 Comparison between Count-Rate Trigger and Image Trigger

The detection efficiency is 90.8% ± 1.3% for the *Image Trigger* and 97.2% ± 0.90% for the *Count-Rate Trigger* on simulated GBM bursts (*F*=1) randomly placed in the ECLAIRs FOV and with standard CXB background without Earth transits, nor additional persistent sources. Most bursts are detected by both algorithms. Figure 3 shows the detection fraction of simulated GBM bursts as a function of the flux reduction factor *F* for the *Count-Rate Trigger* and the *Image Trigger*. For intense simulated bursts (*F*=1), the *Count-Rate Trigger* is more efficient than the *Image Trigger*. Indeed, the *Image Trigger* mostly does not detect short bursts with low fluence. For *F*=1, 66%±4.0% of short bursts are detected by the *Image Trigger*, compared to 96%±1.2% for the *Count-Rate Trigger*. However, the *Image Trigger* recovers bursts with low peak-flux, not detected by the *Count-Rate Trigger*. For example for *F*=8, the log-mean peak-flux of GRBs detected by the *Image Trigger* is 0.92 {2.8}, while it is 1.1 {2.6} for the *Count-Rate Trigger*.

3.3.3 Influence of the 4 keV low-energy threshold

We compare the detection performances of the trigger in the standard ECLAIRs energy range to the reduced 15-150 keV energy range (see Figure 2). We observe that standard GBM bursts (GRBs with high fluxes) are detected in both energy ranges. However, the threshold of 4 keV permits a net increase of 30% ± 5% of weak GRBs detections (*F*=8), despite the higher

PoS(SWIFT 10)059

CXB flux in the 4-15 energy range. The inscrease is observed both for the *Count-Rate* and the *Image Trigger*. For example for *F*=8, the log-mean flux of GBM bursts detected by both triggers in 4-120 keV is 0.52 {2.0}, whereas it is 0.55 {2.0} in 15-120 keV.

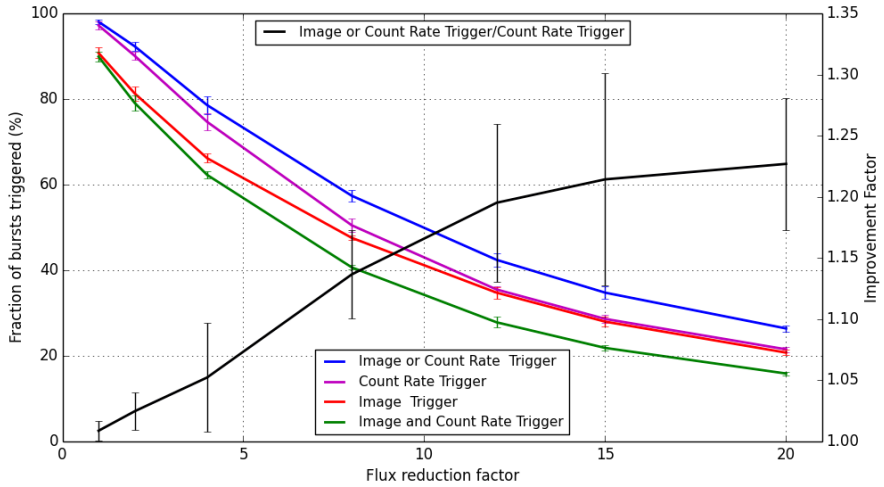


Figure 3. Comparison of the *Count-Rate* and *Image Trigger* detection performance in the 4-120 keV energy band for randomly distributed bursts, vs flux reduction *F*. The curves for bursts detected by the two algorithms are shown, as well as the improvement using both algorithms concurrently compared to the *Count-Rate Trigger* alone.

4. Conclusion

In this paper, we presented first results on the scientific-performance studies of the GRB detections with the ECLAIRs telescope onboard SVOM. Detection efficiencies have been evaluated using an ECLAIRs Monte-Carlo model and the two trigger algorithms (*Count-Rate Trigger* and *Image Trigger*). We built an imput data-base of 819 simulated GBM bursts with light-curves and spectra extrapolated into the ECLAIRs energy band (4-120 keV) overlaid with simple CXB background without Earth transits in the FOV. The results show that the trigger algorithms detects almost all simulated GBM bursts (98.0% ±0.6%) randomly placed in the FOV. Short GRBs are preferentially found by the *Count-Rate Trigger*. Weak GRBs are preferentially found by the *Image Trigger*. A low-energy threshold of 4 keV instead of 15 keV permits to detect weaker simulated GBM bursts.

References

[1] G.J. Fishman & C.A. Meegan, *Gamma-Ray Bursts*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **33** (1995) 415-458

[2] D.Götz et al., *INTEGRAL Results on Gamma-Ray Bursts,POS Integral*, **117** (2013)

[3] N.Gehrels & S.Razzaque, *Gamma-ray bursts in the Swift-Fermi era, Frontiers of Physics*, **8** (2013) 671-678

[4] P. Kumar, B. Zhang, *The physics of gamma-ray bursts & relativic jet*, *Physics Report* (2015)

[5] B. Cordier et al., *The Chinese-French SVOM Mission for gamma-ray burst study, Proc. Swift 10 years of discovery* (2015)

[6] S. Schanne et al., ECLAIRs: *The gamma-ray imager of the SVOM satellite*, *Proc. Swift 10 years of discovery* (2015)

[7] S. Schanne et al., *A Scientific Trigger Unit for Space-Base Real-Time Gamma Burst Detection, Proc. IEEE NSS* (2013)

PoS(SWIFT 10)059

[8] D. Gruber et al., *The Fermi GBM Gamma-Ray Burst Spectral Catalog : Four Years of Data , ApJs*, **211** (2009) 1

[9] A. von Kienlin et al., *The 2nd Fermi GBM Gamma-Ray Burst Catalogue : The First Four eras, ApJs*, **211** (2014) 13

[10] M. V. Zombek, *Space Astronomy and Astrophysics*, *Handbook of Space Astronomy* (2009)

[11] O. Godet et al., *Monte-Carlo simulations of the background of the coded-mask for X- and Gamma-raus on-board the Chinese-French GRB mission SVOM, NIMA*, **603** (2009) 265-371

[12] A.Goldstein et al., *The Batse 5B Gama-ray Burst Spectral Catalog, ApJs*, **208** (2013) 21

PoS(SWIFT 10)059

Mon. Not. R. Astron. Soc. **000**, 1–8 (2013) Printed 20 August 2014 (MN LaTeX style file v2.2)

GRB 140206A: the most distant polarized Gamma-Ray Burst

D. Götz[1⋆], P. Laurent[2], S. Antier[1], S. Covino[3], P. D'Avanzo[3], V. D'Elia[4,5], A. Melandri[3]

[1] *AIM (UMR 7158 CEA/DSM-CNRS-Université Paris Diderot) Irfu/Service d'Astrophysique, Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*
[2] *APC (UMR 7164 CEA/DSM/Irfu, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, Observatoire de Paris) 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France*
[3] *INAF – Osservatorio Astronomico di Brera, Via E. Bianchi 46, 23807 Merate (LC), Italy*
[4] *INAF-Osservatorio Astronomico di Roma, Via Frascati 33, I-00040 Monteporzio Catone, Italy*
[5] *ASI-Science Data Center, Via del Politecnico snc, I-00133 Rome, Italy*

arXiv:1408.4121v1 [astro-ph.HE] 18 Aug 2014

Accepted . Received ; in original form

ABSTRACT

The nature of the prompt γ-ray emission of Gamma-Ray Bursts (GRBs) is still far from being completely elucidated. The measure of linear polarization is a powerful tool that can be used to put further constraints on the content and magnetization of the GRB relativistic outflows, as well as on the radiation processes at work.

To date only a handful of polarization measurements are available for the prompt emission of GRBs. Here we present the analysis of the prompt emission of GRB 140206A, obtained with *INTEGRAL*/IBIS, *Swift*/BAT, and *Fermi*/GBM. Using *INTEGRAL*/IBIS as a Compton polarimeter we were able to constrain the linear polarization level of the second peak of this GRB as being larger than 28% at 90% c.l.

We also present the GRB afterglow optical spectroscopy obtained at the Telescopio Nazionale Galileo (TNG), which allowed us the measure the distance of this GRB, z=2.739. This distance value together with the polarization measure obtained with IBIS, allowed us to derive the deepest and most reliable limit to date ($\xi < 1\times10^{-16}$) on the possibility of Lorentz Invariance Violation, measured through the vacuum birefringence effect on a cosmological source.

Key words: gamma-rays burst: general – gamma-rays burst: individual: GRB 140206A – polarization – gravitation

1 INTRODUCTION

Gamma-Ray Bursts (GRBs) are transient sources whose duration spans from ms up to thousands of seconds in some cases. Most of their energy is emitted in the γ-ray band around a few hundreds of keV and they appear unpredictably at random directions on the whole sky, making their understanding challenging. In fact, despite the recent progresses in the GRB field, mainly obtained thanks to GRB-dedicated instrumentation, like the one on the *Swift* and *Fermi* satellites (see e.g. Gehrels et al. 2009; Zhang 2014), the nature of the prompt emission of GRBs is still not completely clear. On the other hand, much information could be obtained from the long-lived GRB afterglows in the X-ray, optical, and radio bands. GRBs have been proven to be of cosmological origin, with their redshifts, z, distributed in the range $[0.1, \sim 9]$, and several of them are now firmly associated with Supernovae of type Ib/c, and hence with the collapse of massive stars.

GRBs emit during a few seconds a huge amount of isotropic equivalent energy, $E_{\rm iso}$, that spans from 10^{50} to 10^{54} erg (e.g. Amati 2008), making them the most luminous events in the Universe, temporarily outshining all other sources. However, GRBs are likely collimated sources and the true emitted energy is then reduced to about 10^{51} erg (Frail et al. 2001; Bloom et al. 2003; Ghirlanda et al. 2012). Nonetheless, the exact geometry and content of this collimated jet, as well as its magnetization are not elucidated yet, and the details of the mechanism leading to the γ-ray emission are still not completely clear. Models include unmagnetized fireballs, where the observed emission could be produced by relativistic ($\Gamma \gtrsim 100$) electrons accelerated

⋆ E-mail: diego.gotz@cea.fr

in internal shocks propagating within the outflow (Rees & Mészáros 1994), and span to pure electromagnetic outflows where the radiated energy comes from magnetic dissipation (Lyutikov 2006). Intermediate cases with mildly magnetized outflows are also envisaged (e.g. Spruit et al. 2001).

Polarization measurements could add an additional constraint with respect to spectral and timing information, and indeed in the recent years, some measurements of polarization during the prompt emission of GRBs in the hundreds of keV energy range have been attempted using *INTEGRAL*/IBIS, *INTEGRAL*/SPI, and IKAROS/GAP (Kalemci et al. 2007; McGlynn et al. 2007, 2009; Götz et al. 2009, 2013; Yonetoku et al. 2011, 2012). Thanks to these measurements the open questions mentioned above could be tackled. In fact, even if globally incoherent, in the case where the magnetic field is mainly transverse and locally highly ordered, i.e. has a local coherence scale which is larger than the typical size $\sim R/\Gamma$ of the visible part of the emitting region, a synchrotron polarized signal can still be detected. This scenario has been favoured in the case of GRB 041219A (Götz et al. 2009), where a time resolved analysis could be performed, and the rapid polarization angle variations could be explained by the variation of the bulk Lorentz factors Γ of the emission regions. On the other hand, for GRBs for which just a time integrated measure is available, different scenari like the case of a random field or an ordered magnetic field parallel to the expansion velocity, for which the polarization of the detected signal should vanish, except for the peculiar condition of a jet observed slightly off-axis (e.g. Lazzati et al. 2004), cannot be completely excluded.

Further clues on the magnetic structure of GRB jets, but at later times with respect to the prompt emission, came recently thanks to the results presented by Mundell et al. (2013). They report the detection of a high level of linear polarization (28±4%) in the early optical afterglow of GRB 120308A, indicating the presence of large scale magnetic field surviving long after the initial explosion. In that case the emission has been modelled as due mainly to the reverse shock taking place when the relativistic ejecta interact with the GRB ambient medium. Indeed the GRB early afterglow emission is produced by a combination of the radiation of the forward and reverse shock, and the reverse shock tests the magnetic structure of the inner part of the jet, just like prompt emission, but at slightly later times, when the prompt emission produced internally to the jet is over.

Finally we note that polarization measures in cosmological sources are also a valuable tool for fundamental physics experiments: Lorentz Invariance Violation (LIV) arising from the phenomenon of vacuum birefringence can be constrained as recently shown by Fan et al. (2007), Laurent et al. (2011a), Stecker (2011), Toma et al. (2012), and Götz et al. (2013).

Here we present the prompt emission analysis of GRB 140206A obtained with *INTEGRAL*, *Swift*, and *Fermi*/GBM, as well as its polarization measurements obtained with *INTEGRAL* (section 2). We also present the spectroscopy of the GRB afterglow obtained with the Telescopio Nazionale Galileo (TNG) (section 3) and discuss our results, including the LIV limits (section 4) we can obtain from this GRB, in section 5.

2 DATA ANALYSIS AND RESULTS

GRB 140206A has been detected by the *INTEGRAL* Burst Alert System (IBAS; Mereghetti et al. 2003) on February 2nd 2014, and localized to R.A. = $09^h41^m13.03^s$ Dec.= $+66°45'54.7''$, with an 90% c.l. uncertainty of $0.8'$ (Götz et al. 2014). The burst has been also been detected and localized by *Swift* (Lien et al. 2014) and the GBM on board *Fermi* (von Kienlin et al. 2014). A bright optical afterglow at a position consistent with the prompt one, peaking at about the 15th magnitude was reported by several telescopes (Oksanen et al. 2014; Oates et al. 2014; Yurkov et al. 2014; Xu et al. 2014; Volnova et al. 2014; Sonbas et al. 2014; D'Avanzo et al. 2014; Masi et al. 2014; Saito et al. 2014; Kopac et al. 2014; Quadri et al. 2014; Toy et al. 2014). The brightness of the optical counterpart allowed to measure the redshift of the GRB ($z \sim 2.7$) independently by two groups (Malesani et al. 2014; D'Elia et al. 2014). In the following sections we present the analysis of the prompt γ-ray emission of GRB 140206A and of its optical afterglow.

2.1 IBIS/ISGRI

IBIS (Ubertini et al. 2003) is a coded mask telescope on board the *INTEGRAL* satellite (Winkler et al. 2003). It is made by two superposed pixellated detector layers, ISGRI (Lebrun et al. 2003) working in the 15 keV–1 MeV energy range, and PICsIT (Di Cocco et al. 2003), working in the 200 keV – 10 MeV energy range. Here we restrict our analysis to the ISGRI detector plane. Indeed, due to satellite telemetry limitations, PICsIT spectral–imaging data are temporally binned over the entire duration of an *INTEGRAL* pointing (typically 30-45 minutes) and hence they are not suited for studies of GRBs, while for PICsIT spectral–timing data no proper response matrix is available yet.

GRB 140206A has been detected by IBIS/ISGRI at the very beginning of the *INTEGRAL* orbit, while still close to the radiation belts. So, due to the high count rate induced by the residual particle flux, not all the data could be transmitted to the ground, especially while the GRB was at its peak. This is why we decided to include in this paper also the *Swift* and *Fermi*/GBM data analysis in order to have a complete picture of the GRB. Otherwise e.g. the GRB peak flux and fluence would have been underestimated.

Using the *INTEGRAL* Off-line Scientific Analysis (OSA) software v. 10.0 we extracted the ISGRI light curve of GRB 140206A in 3 s time bins, which is the shortest time bin for which sufficient data are available. As can be seen from Fig. 1, most of the time bins are empty due to the telemetry loss. Nevertheless due to the high flux of the GRB the time bins for which an analysis is possible have rather high statistics reaching up to 2500 counts/bin. This allowed us to extract two spectra, corresponding to the two main peaks of the GRB, namely from 07:17:20.0 to 07:17:50.0 U.T. for the first peak and from 07:18:10.0 to 07:18:40 U.T. for the second peak. These spectra have been used for the common spectral fit with the other instruments, see below.

We note that telemetry bandwidth limitations do not affect the polarimetric results (see below), since Compton events packets are prioritized in the IBIS telemetry transmission.

2.2 Swift/BAT

The *Swift*/BAT (Gehrels et al. 2004; Barthelmy et al. 2005) data have been downloaded through the *Swift* public archive[1], and analysed with the tools provided by HEASARC v. 6.15.1, and the latest version of CALDB. BAT standard products, including the light curve shown in Fig. 1, have been extracted using `batgrbproduct`. Previously, the mask weightening which produces background-subtracted lights curves and spectrum has been validated using `fkeyprint`. The detector quality map of the two peaks has been computed taking into account the same time intervals as for ISGRI, with the help of `batgbin` which creates a detector plane image, and `batdetmask`, retrieving the appropriate detector quality map from CALDB. The two spectra of the two main peaks, have been derived using `batbinevt` and several corrections needed to fit the two spectrum with `xspec` (see Section 2.4) have been applied using `batupdatephakw` and `batphasyserr`. The appropriate response matrices have been derived using `batdrmgen`. The BAT data have been used to measure the GRB T_{90} duration resulting to be 93.2±13.5 s in the 15–300 keV energy band.

2.3 GBM

Fermi/GBM (Meegan et al. 2009) data have been obtained through the *Fermi* SSC[2], and analysed using the RMFIT v. 432 package[3]. Using the quick look data, we chose the NaI and BGO detectors for which the GRB signal is stronger. This corresponds to the NaI detectors number 8 and 11, and to the BGO number 1. The light curves of the three detectors have been computed by subtracting the background fitted using a fourth degree polynomial function over time intervals before and after the GRB, excluding the GRB itself.

As can be seen from Fig. 1, only the second peak of the GRB has been detected in the GBM data, because of the occultation of the source by the Earth during the first peak. A spectrum of the second peak has been extracted for the three detectors mentioned above, using again the same time interval as for ISGRI. The spectra have been exported to PHA format, and the latest available response matrices have been obtained through the CALDB database.

2.4 Joint Spectral Analysis

BAT provides the most complete data set for GRB 140206A. That is why we used these data to derive the GRB peak flux and fluence. The GRB peak flux in the 15–350 keV energy band measured over 1 s is 20.7±1.0 ph cm^{-2}. The GRB fluence measured over the entire burst duration is about 2×10^{-5} erg cm^{-2}. The average BAT spectrum is well fitted (χ^2/d.o.f.=64.7/72) by a power law with an exponential high-energy cut-off, with a photon index Γ=1.1±0.15 and a cut-off energy $E_c=114^{+47}_{-26}$ keV. The errors are reported at 90% c.l.

The spectra of the two peaks derived for the different instruments (see above), have been fitted simultaneously using

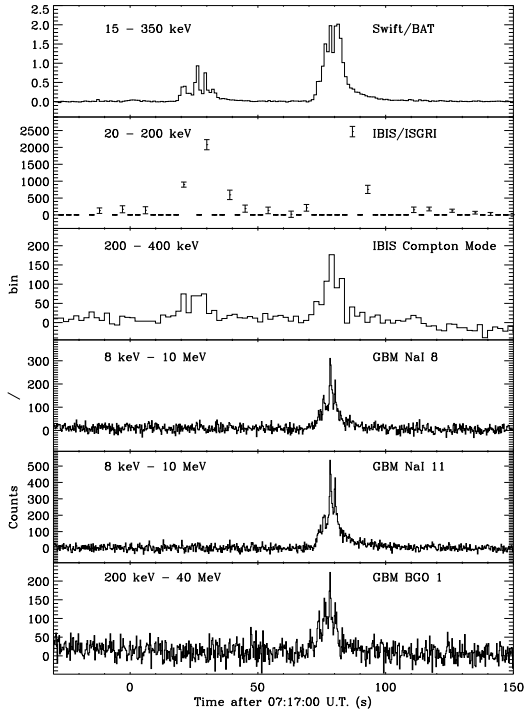


Figure 1. Light curves of GRB 140206A as seen by different detectors. The detector name and energy range are reported in each panel. Note that except for BAT for which the counts are reported per detector pixel, the global count rate for each instrument is shown. The time bin is 1 s for BAT, 3 s for IBIS/ISGRI, 2 s for IBIS Compton Mode and 0.25 s for the GBM detectors. The first peak of the GRB is missing in the GRB data due to Earth occultation.

`xspec` v. 12.7.0 (Arnaud 1996). For the first peak only ISGRI and BAT spectra have been used. A constant multiplicative factor has added in order to account for cross-calibration uncertainties and ISGRI data loss. For the joint fit of the first peak, see Fig. 2, a simple power law could be excluded (χ^2/d.o.f.=133.3/109), and a cut-off power law represented a better model for the data (χ^2/d.o.f.=112/108). A fit using a Band function (Band et al. 1993) did not increase further the quality of the fit (χ^2/d.o.f.=112/107).

For the second peak we used BAT, ISGRI, and GBM BGO data. GBM NaI data have been excluded due to their lower statistical quality with respect to ISGRI and BAT. In this case, thanks to the BGO data extending the spectral coverage to higher energies, the best fit model is represented by a Band model (χ^2/d.o.f.=148/121), since the fits using a single power law (χ^2/d.o.f.=465/123) or a cut-off power law (χ^2/d.o.f.=162/122) turn out to be less adapted to the data. The spectral fitting results for both peaks are reported in Table 1. One can see that the GRB peak energy, E_p, decreases with time, and that both values are on the soft end of the peak energy distribution of the GRBs observed with *INTEGRAL*, *Fermi*/GBM or BATSE (Bošnjak et al. 2014).

[1] http://swift.gsfc.nasa.gov
[2] http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/
[3] http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/rmfit/

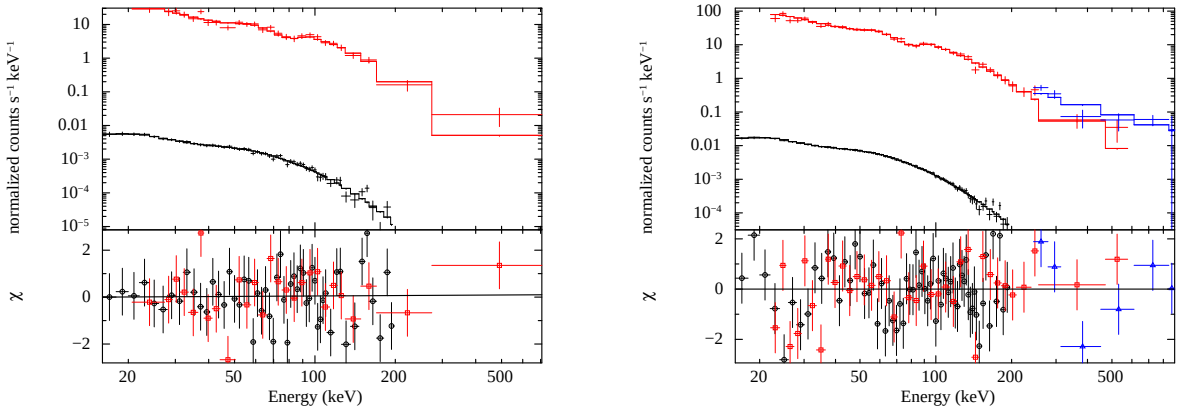


Figure 2. Left: Joint Swift/BAT (black) and IBIS/ISGRI (red) spectrum of the first peak of GRB 140206A. The upper panel shows the recorded counts and the best fit model, while the lower panel shows the residuals with respect to the model using circles for BAT and squares for ISGRI. Right: Joint Swift/BAT (black), IBIS/ISGRI (red), GBM/BGO (blue) spectrum of the second peak of GRB 140206A. The upper panel shows the recorded counts and the best fit model, while the lower panel shows the residuals with respect to the model using circles for BAT, squares for ISGRI, and triangles for the BGO.

Table 1. Spectral fitting results for GRB 140206A. Errors are given at 90% c.l.

First Peak			
Photon Index Γ	Cut-off energy E_c	–	E_p
1.13±0.16	150^{+92}_{-44} keV	–	130^{+80}_{-38} keV
Second Peak			
α	E_0	β	E_p
0.94±0.08	92±16 keV	$2.0^{+0.2}_{-0.3}$	98±17 keV

2.5 Polarization

The two superposed pixellated detector layers permit to IBIS to be used as a Compton telescope by measuring the properties of the photons (time, energy and position) interacting in both planes. Thanks to the polarization dependency of the differential cross section for Compton scattering, linearly polarized photons scatter preferentially perpendicularly to the incident polarization vector. Hence a Compton telescope can be used also as a polarimeter, and IBIS allowed us to date to detect polarization in five different bright objects, the Crab nebula (Forot et al. 2008), the black hole binary Cyg X–1 (Laurent et al. 2011b), GRB 041219A (Götz et al. 2009), GRB 061122 (Götz et al. 2013), and GRB 120711A (Martin-Carrillo et al., in prep.). In this work we adopt the same analysis technique as described in these references.

Due to the nature of Compton scattering, one can expect an azimuthal distribution of the scattered photons on the telescope lower plane of the form

$$N(\phi) = S[1 + a_0 \cos 2(\phi - \phi_0)], \quad (1)$$

where S is the average source flux, a_0 is the flux amplitude modulation, ϕ the azimuthal scattering angle, $P.A. = \phi_0 - \pi/2 + n\pi$ is the polarization angle (where 0° corresponds to the North and 90° to the East). The polarization fraction is defined as $\Pi = a_0/a_{100}$, where a_{100} is the amplitude expected for a 100% polarized source derived by Monte Carlo simulations of the instrument (see e.g. Forot et al. 2008).

In Fig. 1 we report the IBIS background-subtracted light curve of GRB 140206A, derived using the Compton mode events in the 200–400 keV energy range. Due to the softness of the event, no signal has been detected above those energies.

We performed the polarization analysis over different time intervals of the GRB. The best signal-to-noise ratio is obtained over the 07:18:10.0–07:18:30.0 U.T. time interval (corresponding to the second peak, Compton image SNR=13.5). As can be seen from Fig. 1, the GRB first peak has not enough statistics to perform a sensitive analysis. In order to compute a_{100}, we used the spectral analysis described above. Using these spectral parameters, a_{100} has been computed through Monte Carlo simulations, and turns out to be 0.29±0.03 (68% c.l.).

Following the method reported in Götz et al. (2013) we first built the source polarigram (i.e. source flux as a function of ϕ) in the 200–400 keV energy band, see Fig. 3. We then divided the selected time interval in smaller energy intervals (200–250 keV; 250–300 keV; 300–400 keV), but only the first energy interval provides a sufficiently high detection level in order to constrain polarization (SNR=10.6). We fitted the polarigrams with Eq. 1 using a least squares technique (χ^2/d.o.f.=2.31/2) to derive a_0 and ϕ_0, see Fig. 3. Confidence intervals on a_0 and ϕ_0 were, on the other hand, not derived from the fit, since the two variables are not independent. They were derived from the probability density distribution of measuring a and ϕ from N independent data points over a π period, based on Gaussian distributions for the orthogonal Stokes components (see Eq. 2 in Forot et al. 2008).

Over the selected time interval we measure a high polarization level in the 200–400 keV energy band, deriving a 68% c.l. lower limit to the polarization fraction (Π) of 48%

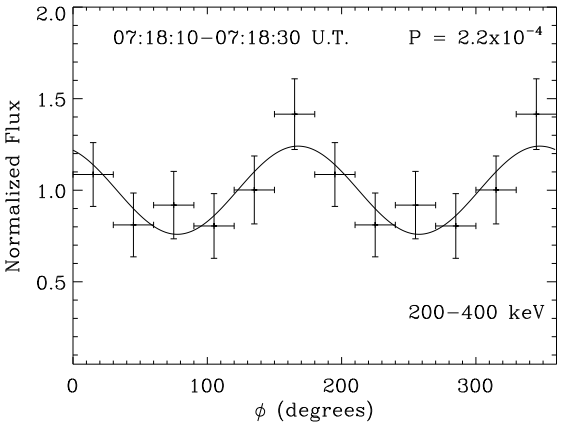


Figure 3. Polarigram of GRB 140206A in the 200–400 keV energy band. The crosses represent the data points (replicated once for clarity) and the continuous line the fit done on the first 6 points using Eq. 1. The chance probability P of a non-polarized (<1%) signal is also reported. The normalized flux corresponds to $N(\phi)/S$

.

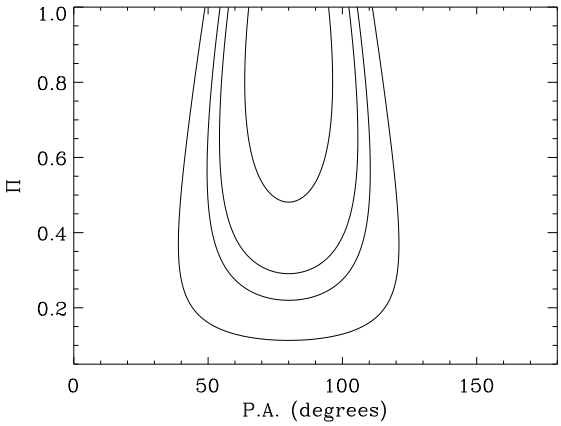


Figure 4. The 68%, 90%, 95%, and 99% (top to bottom) confidence contours for the Π and *P.A.* parameters.

Table 2. Polarization measurements of GRB 140206A.

Energy band (keV)	Π (%) (68% c.l.)	P.A. (°) (68% c.l.)	Π (%) (90% c.l.)	P.A. (°) (90% c.l.)
200–400	>48	80±15	>28	80±25

and the corresponding polarization angle (*P.A.*) is 80±15°, see Table 2. The 68%, 90%, 95%, and 99% confidence regions for the two parameters are shown in Fig. 4, where one can see that the 95% c.l. lower limit to Π is 25%. For each polarigram we also computed the probability, P, the source we measure corresponds to an un-polarized (Π <1%) source. This value is reported in Fig. 3. As stated above, the same analysis has been performed in different energy bands, but only the 200–250 keV energy band shows an un-polarized probability of 3×10^{-4}, while the two others do not show a statistically significant detection. The derived parameters for the 200–250 keV energy band are statistically consistent with the ones of the 200–400 keV energy band.

3 TNG

The spectroscopy of GRB 140206A was carried out at the Telescopio Nazionale Galileo (TNG) using the DOLORES camera in slit mode, with the LR-B grism (D'Elia et al. 2014). This configuration covers the spectral range 3000 − 8430Å with a resolution of $\lambda/\Delta\lambda = 585$ for a slit width of 1" at the central wavelength 5850Å. The observation started at 2014-02-06T19:53:07, i.e., ∼ 12.6 hrs after the GRB, with a total exposure of 1800 s. The slit position angle was set to the parallatic value.

The spectra were extracted using standard procedures (bias and background subtraction, flat fielding, wavelength and flux calibration) under the packages ESO-MIDAS[4] and IRAF[5]. Ne-Hg and Helium lamps were used for wavelength calibration. A spectrophotometric star could not be acquired the same night of the target, so we used the normalized spectrum for our analysis.

The TNG spectrum shows several absorption lines that can be interpret as due to Ly-β, Ly-α, NV $\lambda\lambda$1238,1242, SiII λ1260, OI λ1302, SiII λ1304, CII λ1334, SiIV $\lambda\lambda$1393,1402, SiII λ1526, CIV $\lambda\lambda$1548,1550, FeII $\lambda\lambda$1608,1611, AlII λ1670, AlIII $\lambda\lambda$1854,1862 at a common redshift of $z = 2.739 \pm 0.001$, corresponding to a luminosity distance of 23 Gpc[6], and implying an $E_{\rm iso}$ of $(2.4\pm0.2)\times10^{54}$ erg. In addition, we also detect at the same redshift faint fine structure lines from excited levels of SiII* λ1533 and FeII* $\lambda\lambda$1618,1621. These levels are produced by the GRB light which photoexcites the intervening gas at distances in the range 0.1–2 kpc (see, e.g. Prochaska et al. 2006; Vreeswijk et al. 2007; D'Elia et al. 2009). Thus, the excited gas resides in the GRB host, confirming that the GRB is at redshift z=2.739±0.001.

Our redshift determination is in perfect agreement with the reported value by Malesani et al. (2014).

Finally, we also detect a strong intervening Ly-alpha absorber at $z = 2.32$. The TNG spectrum with all the absorption features is shown in Fig. 5.

4 LIV LIMITS

The possible unification at the Planck energy scale of the theory of General Relativity and the quantum theory in the form of the Standard Model requires to quantize gravity, which can lead to fundamental difficulties: one of these is to

[4] http://www.eso.org/projects/esomidas/
[5] http://iraf.noao.edu/
[6] Assuming H_0=71 km/s/Mpc, Ω_M=0.27, Ω_λ=0.73

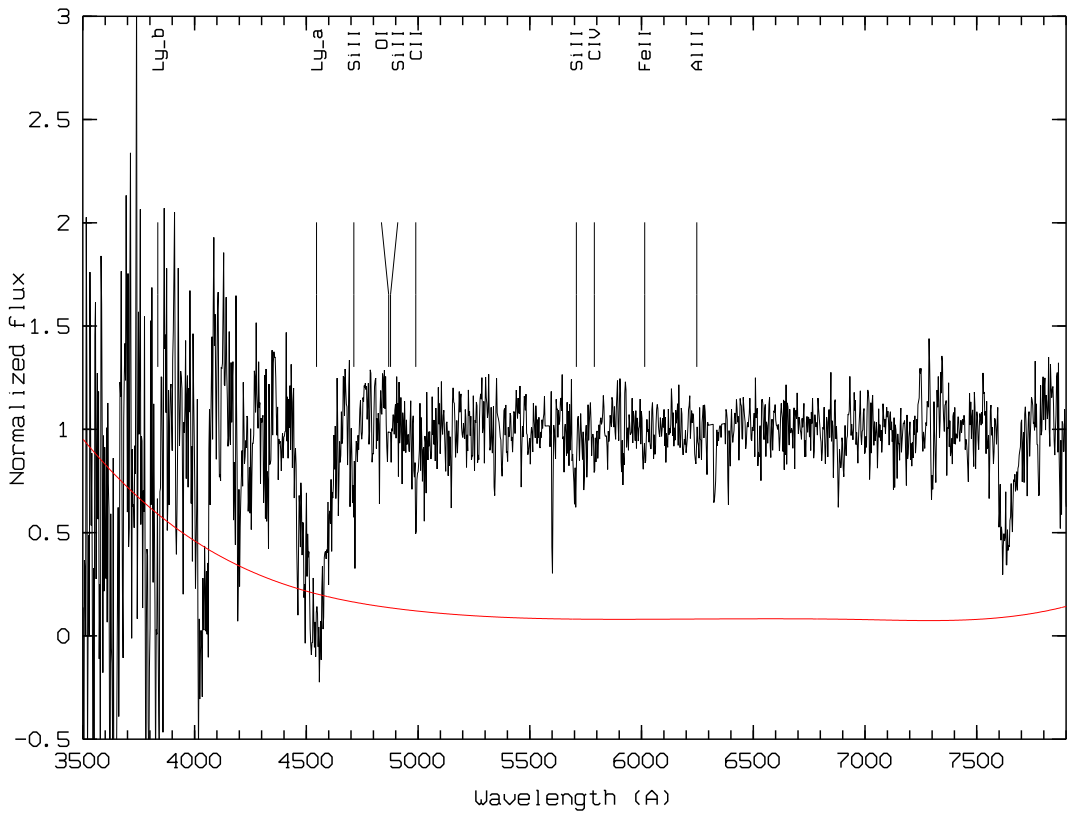


Figure 5. The TNG spectrum (black) and its error spectrum (red). Vertical lines mark the strongest absorption features. The Ly-α intervening absorber at z=2.32 is the wide feature at $\sim$ 4000 Å.

admit the Lorentz Invariance Violation (LIV) (e.g. Jacobson et al. 2006; Liberati & Maccione 2009; Mattingly 2005)

A possible experimental test for such violation is to measure the helicity dependence of the propagation velocity of photons (see e.g. Laurent et al. 2011a, and references therein). The light dispersion relation is given in this case by

$$\omega^2 = k^2 \pm \frac{2\xi k^3}{M_{Pl}} \equiv \omega_\pm^2 \tag{2}$$

where $E = \hbar\omega$, $p = \hbar k$, M_{Pl} is the Planck Mass, and the sign of the cubic term is determined by the chirality (or circular polarization) of the photons, which leads to a rotation of the polarization during the propagation of linearly polarized photons. This effect is known as vacuum birefringence.

Equation 2 can be approximated as follows

$$\omega_\pm = |k|\sqrt{1 \pm \frac{2\xi k}{M_{Pl}}} \approx |k|(1 \pm \frac{\xi k}{M_{Pl}}) \tag{3}$$

where ξ gives the order of magnitude of the effect. In practice some quantum-gravity theories (e.g. Myers & Pospelov 2003) predict that the polarization plane of the electromagnetic waves emitted by a distant source rotates by a quantity $\Delta\theta$ while the latter propagates through space, and this as a function of the energy of the photons, see Eq. 4, where d is the distance of the source:

$$\Delta\theta(p) = \frac{\omega_+(k) - \omega_-(k)}{2}\ d \approx \xi \frac{k^2 d}{2M_{Pl}} \tag{4}$$

As a consequence the signal produced by a linearly polarized source, observed in a given energy band could vanish, if the distance is large enough, since the differential rotation acting on the polarization angle as a function of energy would in the end add opposite oriented polarization vectors, and hence in a net un-polarized signal. But being this effect very tiny, since it is inversely proportional to the Planck Mass (M_{Pl} $\sim$2.4$\times$10^{18} GeV), the observed source needs to be at cosmological distances. The simple fact to detect the polarization signal from a distant source, can put a limit to such a possible violation. This experiment has been performed recently by Laurent et al. (2011a), Toma et al. (2012), and Götz et al. (2013) making use of the prompt emission of GRBs. Indeed, since GRBs are at the same time at cosmological distances, and emitting at high energies, their polarization measurements are highly suited to measure and improve upon these limits.

By taking the distance of GRB 140206A we derived

above, i.e. 23 Gpc, and if we set $\Delta\theta(k) = 90^\circ$ (the fact that we measure the polarization in a given energy band means that the differential rotation should not be grater than this value), we obtain

$$\xi < \frac{2M_{Pl}\Delta\theta(k)}{(k_2^2 - k_1^2)\ d} \approx 1 \times 10^{-16}, \quad (5)$$

improving the previous limit (Götz et al. 2013) by a factor three.

5 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

We measured the timing and spectral properties of the prompt γ-ray emission of GRB 140206A, using *Swift*/BAT, *Fermi*/GBM, and *INTEGRAL*/IBIS. Using IBIS in Compton mode we were able to measure the linear polarization in the γ-ray energy band (200–400 keV) during the second and brightest peak of the prompt emission of GRB 140206A, putting a lower limit on the polarization level of 28% (90% c.l.). This measure, follows some recent reports of detections of high (and variable) polarization levels in the prompt emission of a few other GRBs: 041219A by Götz et al. (2009); McGlynn et al. (2007), 061122 by Götz et al. (2013); McGlynn et al. (2009), 100826A, 110301A and 110721A by Yonetoku et al. (2011, 2012), see Table 3. Although all these measures, taken individually, have not a very high significance ($\gtrsim$3 σ), they indicate that GRBs are indeed good candidates for highly γ-ray polarized sources, and that they are prime targets for future polarimetry experiments. On the other hand, as can be seen from Table 3 the currently available GRB sample does not show extreme spectral characteristics, like e.g. in terms of peak energy, but they are on the upper end of the GRB fluence distribution. This means that, on one hand, this sample may be well representative of the whole GRB population. On the other hand the fluence bias is clearly an instrumental selection effect due to the high photon statistics needed to perform the polarization measurements in IBIS and GAP.

As discussed in Götz et al. (2009, 2013) these polarization features can be explained by synchrotron radiation in an ordered magnetic field (Granot 2003; Granot & Königl 2003; Nakar et al. 2003), by the jet structure (Lazzati & Begelman 2009), or , independently from the magnetic field structure or the emission processes, by the observer's viewing angle with respect to the jet (Lazzati et al. 2004), even in the case of thermal radiation from the jet photosphere (Lundman et al. 2014). In addition the level of magnetization of the jet can also play role (Spruit et al. 2001; Lyutikov 2006). For instance the ICMART model (Zhang & Huirong 2011), which implies a magnetically dominated wind launched by the central engine, predicts a decrease of the polarization level during GRB individual pulses, but this hypothesis cannot be tested with the current data. Indeed, as pointed out by Toma et al. (2009), the different models are hardly distinguishable relaying only on γ-ray data, and a result can be achieved only on statistical grounds, i.e. having a sample of several tens of measures at high energies.

On the other hand, the recent detection of a high level (Π=28±4%) of linear optical polarization in the early afterglow of GRB 120308A, allowed Mundell et al. (2013) to point out the presence of a magnetized reverse shock with an ordered magnetic field, confirming the presence of high magnetic fields in the GRB ejecta, and indicating that the multi-wavelength approach could be more fruitful while waiting for a dedicated GRB polarimetry mission, like e.g. POLAR (Bao et al. 2012) or POET (McConnell et al. 2009).

Thanks to our TNG spectrum of the GRB afterglow, we were able to precisely measure the distance of our source, $z = 2.739$, making of GRB 140206A the most distant GRB for which IBIS was able to measure a polarized signal. Our distance measurement together with the polarization measure obtained with IBIS, allowed us to derive the deepest and most reliable limit (ξ <1×10^{-16}) to date on the possibility of Lorentz Invariance Violation, measured through the vacuum birefringence effect on a cosmological source. GRB 140206A is namely the first and only GRB for which a polarization measurement of the prompt emission and spectroscopically determined distance are available at once.

ACKNOWLEDGEMENTS

Based on observations with INTEGRAL, an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA, and on observations made with the TNG under programme ID A26 TAC_63. ISGRI has been realized and maintained in flight by CEA-Saclay/Irfu with the support of CNES. This research has made use of data, software and/or web tools obtained from NASA's High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC), a service of Goddard Space Flight Center and the Smithsonian Astrophysical Observatory. We acknowledge the financial support of the UnivEarthS Labex program at Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02), of ASI grant I/004/11/0 and of PRIN-MIUR 2009 grants.

REFERENCES

Amati L., Guidorzi C., Frontera F., Della Valle M., Finelli F., Landi R., Montanari E., 2008, MNRAS, 391, 577
Arnaud K. A., 1996, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 101, 17
Band D. et al., 1993, ApJ, 413, 281
Bao T.W. et al., 2012, SPIE, 8443
Barthelmy S. et al., 2005, Space Sci. Rev., 120, 143
Bloom J. S., Frail D. A., Kulkarni S. R., 2003, ApJ, 594, 674
Bošnjak, Ž., Götz D., Bouchet L., Schanne S., Cordier B., et al., 2014, A&A, 561, A25
McConnell, M.L. et al., 2009, AIPC, 1133, 64
D'Avanzo, P., Covino S., Melandri A., di Fabrizio L., 2014, GCN, 15799
D'Elia V. et al., 2009, ApJ, 694, 332
D'Elia V., D'Avanzo P., Covino S., Melandri A., Vergani S. D., di Fabrizio L., 2014, GCN, 15802
Di Cocco G. et al., 2003, A&A, 411, L189
Fan Y.-Z., Wei D.-M., Xu D., 2007, MNRAS, 376, 1857
Forot M., Laurent P., Grenier I.A., Gouiffès C., Lebrun F., 2008, ApJ, 688, L29

Table 3. Summary of recent GRB polarization measurement by IBIS and GAP.

GRB	Π (68% c.l.)	Peak energy (keV)	Fluence and Energy Range (erg cm^{-2})	z	Instrument
041291A	65±26%	201^{+80}_{-41}	2.5×10^{-4} in 20–200 keV	$0.31^{+0.54}_{-0.26}$	IBIS
06122	>60%	188±17	2.0×10^{-5} in 20–200 keV	$1.33^{+0.77}_{-0.76}$	IBIS
100826A	25±15%	606^{+134}_{-109}	3.0×10^{-4} in 20 keV–10 MeV	0.71–6.84[1]	GAP
110301A	70±22%	107±2	3.6×10^{-5} in 10 keV–1 MeV	0.21–1.09[1]	GAP
110721	84^{+16}_{-28}%	393^{+199}_{-104}	3.5×10^{-4} in 10 keV–1 MeV	0.45–3.12[1]	GAP
140206A	>48%	98±17	2.0×10^{-5} in 15–350 keV	2.739±0.001	IBIS

[1] redshift based on empirical prompt emission correlations, not on afterglow observations.

Frail D. A. et al., 2001, ApJ, 562, L55
Gehrels N. et al., 2004, ApJ, 611, 1005
Gehrels N., Ramirez-Ruiz E., Fox D. B., 2009, ARA&A, 47, 567
Ghirlanda G., Nava L., Ghisellini G., Celotti A., Burlon D., Covino S., Melandri A., 2012, MNRAS, 420, 483
Götz D., Laurent P., Lebrun F., Daigne F., Bošnjak Ž., 2009, ApJ, 695, L208
Götz D., Covino S., Fernández-Soto A., Laurent P., Bošnjak, Ž., 2013, MNRAS, 431, 3550
Götz D., Mereghetti S., Bozzo E., Ferrigno C., Tuerler M., Borkowski J., 2014, GCN, 15785
Granot J., 2003, ApJ, 596, L17
Granot J., Königl A., 2003, ApJ, 594, L83
Jacobson T., Liberati S., Mattingly D., 2006, Annals of Physics, 321, 150
Kalemci E., Boggs S. E., Kouveliotou C., Finger M., Baring M. G., 2007, ApJS, 169, 75
von Kienlin A., Bhat P.N., 2014, GCN, 15796
Kopac D., Gomboc A., Guidorzi C., Melandri A., Steele I.A., Mundell C., 2014, GCN 15806
Laurent P., Götz D., Binétruy P., Covino S., Fernandez-Soto A., 2011a, Phys. Rev. D, 83, 12, 121301
Laurent P., Rodriguez J., Wilms J., Cadolle Bel M., Pottschmidt K., Grinberg V., 2011b, Science, 332, 438
Lazzati D., Rossi E., Ghisellini G., Rees M.J., 2004, MNRAS, 347, L1
Lazzati D., Begelman M.C., 2009, ApJ, 700, L141
Lebrun F. et al., 2003, A&A, 411, L141
Liberati S., Maccione L., 2009, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 59, 245
Lien A.Y. et al., 2014, GCN 15784
Lundman C., Pe'er A., Ryde F., 2014, MNRAS, 440, 3292
Lyutikov M., 2006, New Journal of Physics, 8, 199
Masi G., Nocentini, F., 2014, GCN 15801
Mattingly D., 2005, Living Reviews in Relativity, 8, 5
McGlynn S. et al., 2007, A&A, 466, 895
McGlynn S. et al., 2009, A&A, 499, 465
Meegan C. et al., 2009, ApJ, 702, 791
Mereghetti S., Götz D., Borkowski J., Walter R., Pedersen H., 2003, A&A, 411, L291
Malesani D. et al., 2014, GCN 15800
Mundell C.G. et al., 2013, Nature, 504, 119
Myers R.C., Pospelov M., 2003, Phys. Rev. Lett., 90, 211601
Nakar E., Piran T., Waxman E., 2003, JCAP, 10, 005
Oates, S. R., Lien A. Y., 2014, GCN, 15787
Oksanen A., Kehusmaa P., Harlingten C., 2014, GCN, 15786
Prochaska J. X., Chen H.-W., Bloom J. S., 2006, ApJ, 648, 95
Quadri U., Strabla L., Girelli, R., 2014, GCN, 15813
Rees M.J., Mészáros P., 1994, ApJ, 430, L93
Saito Y. et al., 2014, GCN 15803
Sonbas E., Guver T., Temiz U., Gogus E., Kocak M., Erece O., Eker Z., 2014, GCN, 15797
Spruit H.C., Daigne F., Drenkhahn G., 2001, A&A, 369, 694
Stecker F.W., 2011, Astroparticle Physics, 35, 95
Toma K. et al., 2009, ApJ, 698, 1042
Toma K. et al., 2012, Phys. Rev. D, 109, 24, 241104
Toy, V., Cenko S. B., Kutyrev A., Capone J., Troja E., Cucchiara A., Veilleux S., Gezari S., 2014, GCN, 15835
Ubertini P. et al., 2003, A&A, 411, L131
Volnova A., Stepura A., Matkin A., Molotov I., Pozanenko A., 2014, GCN, 15792
Vreeswijk P. M. et al. 2007, A&A, 468, 83
Winkler C. et al., 2003, A&A, 411, L1
Xu D., Feng G.-J., Xu J., Esamdin A., 2014, GCN, 15789
Yonetoku D. et al., 2011, ApJ, 743, L30
Yonetoku D. et al., 2012, ApJ, 758, L1
Yurkov V. et al., 2014, GCN, 15788
Zhang B. , 2014, IJMPD, 23, 30002
Zhang B., Huirong Y. al., 2011, ApJ, 726, 90

Hard X-ray polarimetry with Caliste, a high performance CdTe based imaging spectrometer

S. Antier[1] - P. Ferrando[1] - O. Limousin[1] - E. Caroli[2] - R. M. Curado da Silva[3] - C. Blondel[1] - R. Chipaux[5] - V. Honkimaki[6] - B. Horeau[1] - P. Laurent[1] - J.M. Maia[4] - A. Meuris[1] - S. Del Sordo[7] - J.B. Stephen[2].

Abstract Since the initial exploration of the X- and soft γ-ray sky in the 60's, high-energy celestial sources have been mainly characterized through imaging, spectroscopy and timing analysis. Despite tremendous progress in the field, the radiation mechanisms at work in sources such as neutrons stars, black holes, and Active Galactic Nuclei are still unclear. The polarization state of the radiation is an observational parameter which brings key additional information about the physical processes in these high energy sources, allowing the discrimination between competing models which may otherwise all be consistent with other types of measurement. This is why most of the projects for the next generation of space missions covering the few tens of keV to the MeV region require a polarization measurement capability. A key element enabling this capability, in this energy range, is a detector system allowing the identification and characterization of Compton interactions as they are the main process at play. The compact hard X-ray imaging spectrometer module, developed in CEA with the generic name of "Caliste" module, is such a detector.

In this paper, we present experimental results for two types of Caliste-256 modules, one based on a CdTe crystal, the other one on a CdZnTe crystal, which have been exposed to linearly polarized beams at the European Synchrotron Radiation Facility (ESRF). These results, obtained at 200 and 300 keV, demonstrate the capability of these modules to detect Compton events and to give an accurate determination of the polarization parameters (polarization angle and fraction) of the incoming beam. For example, applying an optimized selection to our data set, equivalent to select 90 degrees Compton scattered interactions in the detector plane, we find a modulation factor Q of 0.78 ± 0.06 in the 200 – 300 keV range. The polarization angle and fraction are derived with accuracies of approximately 1° and 5 % respectively for both CdZnTe and CdTe crystals. The modulation factor remains larger than 0.4 when essentially no selection is made at all on the data.

We also present in this paper a simple analytical model of the interactions for the detector geometry. We show that the experimental data compare very well with the simulation, and that simple geometrical effects explain some of the observed deviations between the data and the simulation.

All of these results, both experimental and from simulations, prove that the Caliste-256 modules have performances allowing them to be excellent candidates as detectors with polarimetric capabilities, in particular for future space missions.

Keywords Scattering Compton · Polarimetry · Schottky CdTe · CZT · Pixel detectors · Spectroscopy · Hard X-ray Astrophysics.

---

[1] S. Antier , C. Blondel , P. Ferrando, B. Horeau, P. Laurent, O. Limousin and A. Meuris
CEA Saclay, DSM/Irfu/Service d'Astrophysique
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
e-mail: sarah.antier@cea.fr

[2] E. Caroli and J.B. Stephen
INAF/IASF-Bologna
Via Gobetti 101
I-40129 Bologna, Italy

[3] R. M. Curado da Silva
LIP-Coimbra, Departamento de Física, Universidade de Coimbra
PT-3004-516 Coimbra, Portugal

[4] J.M. Maia
Physics Department, University of Beira-Interior
6201-001 Covilhã, Portugal and LIP-Coimbra, Physics Department
University of Coimbra 3004-516 Coimbra, Portugal

[5] R. Chipaux
CEA Saclay, DSM/Irfu/Service d'Électronique, des Détecteurs et d'Informatique
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

[6] V. Honkimaki
ESRF
6 Rue J. Horowitz, BP 220
F-38043 Grenoble Cedex 9, France

[7] S. del Sordo
INAF/IASF-Palermo
Via Ugo La Malfa 153
I-90146 Palermo, Italy

1 Introduction

Astrophysical studies of the γ- and X-ray universe are currently mainly based on imaging, spectral and timing analysis of high energy sources. Even though progress has been remarkable in these domains, thanks in particular to large dedicated space telescopes (such as Chandra, XMM, RXTE, INTEGRAL, SWIFT and Fermi); there still remain unsolved questions concerning high energy sources' physical processes. Source radiation emission polarization state (i.e. angle and degree of linear polarization) provide additional key information which can be used to address these questions and to distinguish between different models which are otherwise consistent when considering other source characteristics. In particular, polarimetric measurements provide information on the emission mechanisms at play, the emission region geometry, and the structure of the magnetic field in a wide variety of hard X- and γ-ray sources such as pulsars, solar flares, active galactic nuclei, galactic black holes or γ-ray bursts (Lei et al. 1997, Weisskopf et al. 2009).

Several theoretical models for these types of high energy sources predict the emission of fluxes with different levels of linear polarization, ranging from a few percent for AGN to several tens of percent for pulsars (Harding 2010, Matt 2010, Krawczynski et al. 2011). The complexity of making polarization measurements, coupled with the limited number of photons in the hard X- and γ-ray range have been the limiting factors that have kept this field practically unexplored in space astrophysics. The only missions with dedicated polarimeters ever flown are OSO-8 in the soft X-rays domain, with a successful measurement of the Crab nebula polarization (Weisskopf et al. 1976, 1978), and IKAROS, the small solar power sail demonstrator launched in 2010, in the gamma ray domain which carries the Gamma-Ray Burst Polarimeter (Yonetoku et al. 2011). Finally, in the gamma-ray domain, complex data analysis of the imaging spectrometers SPI and IBIS onboard INTEGRAL, have allowed to obtain pioneering on the Crab pulsar and Cygnus X-1 (Dean et al. 2008, Forot et al. 2008, Laurent et al. 2011, Chauvin et al. 2013), as well as on different GRBs (Coburn and Boggs 2003, Rutledge and Fox 2004, Kalemci et al. 2007, Götz et al. 2009, 2014) The interest in this field has generated a large number of proposals, advanced design projects, or even built but never flown instruments dedicated to polarimetry, and using non focusing optics. The will not be reviewed here as this is beyond the scope of this paper, but the interested reader is referred to Sofitta et al. 2013.

Still in the context of the instrumental work presented here, another path is now also being followed based on the progress made in focusing optics in the hard X- and soft γ-rays domain. This allows designing missions with an increase of several orders of magnitude in sensitivity and angular resolution with respect to non-focusing telescopes. The NuSTAR mission (Harrison, 2010) is the first flying mission of this type, and other missions with enhanced performances or different energy domains have been proposed e.g COSPIX (Ferrando et al. 2010), PheniX (Roques et al. 2012), GRI (Knödlseder et al. 2009), and DUAL (von Ballmoos et al. 2012). In these focusing telescopes, the focal plane has a small size, and the detectors need to have a very good spatial resolution to ensure that the imaging performance satisfies the requirements on angular resolution, and a very good spectral resolution to deal with requirements rising from astrophysical questions for which a clear identification of lines is required. Devices fulfilling these requirements are imaging spectrometers based on segmented and pixelated detectors. Provided that proper coincidence logic is used to read out the pixelated sensor, then the sensitive volume can also be used as a scattering polarimeter, taking advantage of the Compton interaction properties. This detector configuration allows optimizing the trade-off between the scientific return and the instrument design complexity thanks to the development of a single focal plane array playing all the roles. This is with the main prospect of such a telescope configuration for a space mission that we are presenting the results on the Caliste-256 modules in this paper.

In the hard X-ray / soft gamma-ray domain, the use of high Z material is mandatory, and in order to optimize a focal plane instrument for the different missions envisioned, CdZnTe polarimeters prototypes have already been tested in a series of experiments (Curado da Silva et al. 2004, 2008, 2012), which allowed the evaluation of their polarimetric performance and the study of possible sources of errors and factors limiting the achievable performance.

As a further step for improving the performance of this type of scattering polarimeter, we have decided to study the use of the fine pitch (580 µm), high energy resolution (~1 keV FWHM at 60 keV) and good time resolution imaging spectrometer developed at CEA, the Caliste-256 module (Limousin et al. 2011). In this paper, we quantitatively investigate such prototype detector performance, both from measurements performed under a linearly polarized beam at the European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) in Grenoble (France), and from simulations dedicated to this detector configuration.

This paper is organized as follows. We first recall the measurement principle and describe the experimental setup configuration at the ESRF. We then detail the analytical model which has been specifically developed in this context, and which is used to generate simulation data in the same detector configuration as for the ESRF

experiment. The next section presents the spectral analysis of the experimental data, including corrections for charge splitting and escapes lines. This is then followed by the description of the polarization analysis procedure, common to both experimental and simulation data, and to the study of systematics effects. In the last section, before the conclusion, are presented all the experimental results obtained in this experiment, and its comparison with simulation data.

2 Scattering polarimetry principle

The possibility to measure polarization with spectro-imaging detectors such as that we are developing relies on the fundamental physics underlying the Compton scattering process for linearly polarized photons. This process presents a dependence on polarization direction given by the Klein-Nishina (1929) differential cross-section for Compton scattering per unit of elementary solid angle $d\Omega$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{{r_0}^2}{2}\left(\frac{E'}{E}\right)^2\left[\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - 2\,sin^2\theta\,cos^2\varphi\right]$$

(Eq. 1a),

where r_0 is the classical electron radius and E, E' are the energies of the incoming and scattered photons respectively. The scattered photon is deviated from its original direction by θ.

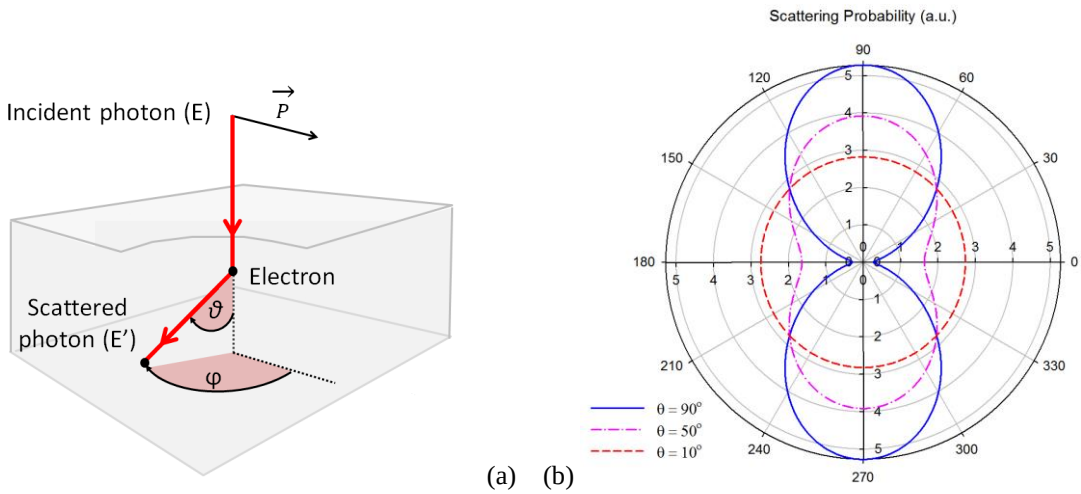
E, E' and θ are related by the following equation:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2}\,(1 - \cos\theta)}$$

(Eq. 1b),

with $m_e c^2$ being the electron rest energy.

The azimuthal deviation angle φ corresponds to the angle formed by the scattering plane (defined by the initial direction and the scattered direction, see Figure 1a) and the incoming photon polarization plane (defined by the photon direction and its polarization vector, i.e. the photon electric field component).
Considering linearly polarized photons, Eq. (1a) provides the azimuthal (φ) dependency for the Compton scattered photons. The Compton scattering of polarized photons generates non-uniformity in its azimuthal angular distribution (Figure 1b). From the equation, fixing all parameters except the azimuthal angle φ, the probability of interaction reaches its minimum and maximum for orthogonal directions, $\varphi = 0°$ and $\varphi = 90°$ respectively.



(a) (b)

Figure 1. (a) Scheme of Compton scattering of a polarized photon; (b) Azimuthal angle (φ) probability distribution for a given Compton scattering angle (θ) of linearly polarized photons at $E = 200$ keV. The direction of the polarization is parallel to the horizontal axis of the polar plot.

The polar plot in Fig. 1b shows the probability distribution against the azimuthal angle φ for linearly polarized photons at 200 keV, after Compton scatterings at θ angles of 10, 50 and 90°. It is clearly apparent that the asymmetry of this distribution increases with the scattering angle. Note that the asymmetry is almost invisible at $\theta = 10°$, while for $\theta = \theta_M = 90°$, the probability of a photon to scatter perpendicularly to the polarization

plane is roughly 5 times larger than that to scatter along the polarization plane, with the probability distribution looking like a bowtie (cf. Figure 1 and Figure 5).

The measurement of polarization consists in measuring, and characterizing the shape of this distribution. To do this, one has to identify both the location of the Compton interaction (the center of the bowtie distribution), and the direction of the scattered photon. This latter information can be obtained if the scattered photon interacts and this interaction location is measured. In the range of energies we are testing, this second interaction is usually a photoelectric absorption. A polarimetric measurement thus necessitates the measurement of two simultaneous events, one at the location of the Compton interaction, with an energy deposit in the pixel E_d, and one at the location of the photoelectric absorption with an energy deposit $E_p = E'$, with $E_d + E' = E$.

In practice, with a single thin detector, pixelated, the best configuration is for a perpendicular illumination of the detector, in the center of one of its central pixels. Photons scattered around θ = 90°, for which the polarization information is maximum, can then be stopped in the same detector, in one of the peripheral pixels, thanks to the large amount of matter provided in this configuration. By analyzing the spatial distribution of this second interaction position, for double events, which has the imprint of the bowtie shape, one can derive the degree of polarization and the polarization direction of the incident radiation.

At this point, it is possible to define the widely used figure of merit for a polarimeter: the polarimetric modulation factor Q. For a pixelated detector, Q is written as:

$$Q = \frac{1}{P}\frac{Nmax-Nmin}{Nmax+Nmin} \qquad \text{(Eq 2.)},$$

where N_{max} and N_{min}, are the maximum and minimum of the angular azimuthal distribution of the scattered photons defined over the detector plane and P is the degree of polarization. Because of the nature of the scattering process, N_{max} and N_{min} are counted along two orthogonal directions.

3 Experimental Setup

As explained in the previous section, the fraction and the angle of polarization of the incoming radiation are determined by measuring the azimuthal angular distribution of the scattered photons after the impinging photons Compton scatter into a position sensitive spectrometer detector: double-hit positions, arrival time and energy deposits are measured simultaneously and independently. The polarization of the source is derived from the data after a sufficient accumulation of events.
In May 2011, with the aim of evaluating the performance of CZT/CdTe based room temperature solid state pixel spectrometers as hard X ray scattering polarimeters, our collaboration set up an experiment at European Synchrotron Radiation Facility (ESRF Grenoble, France) using the ID15A high energy beam line: POLCaliste, i.e POLarisation with Caliste-256.

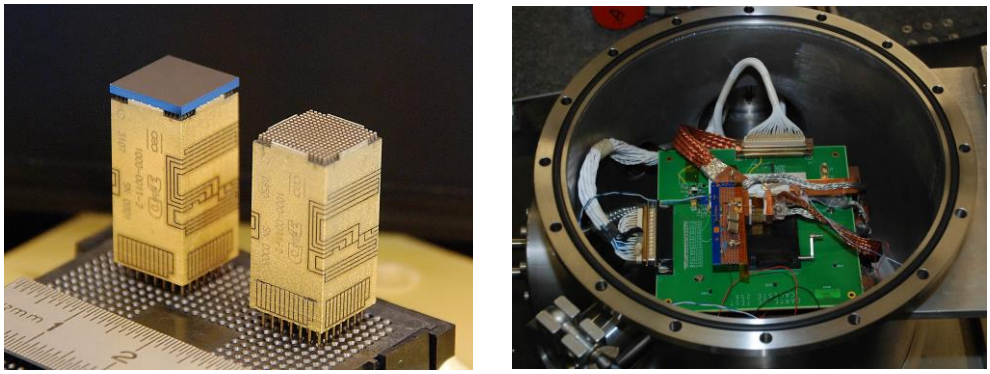


Figure 2. (a) The 1 mm thick Schottky CdTe Caliste-256 module with 580 µm pixel pitch; (b) The Caliste module mounted on its electrical and mechanical interface inside the vacuum container (T ≈ -10°C).

3.1 The Caliste-256 detection module

In order to measure the two interactions, one corresponding to a Compton scatter, the other to the absorption of the scattered photon, a fine pixel and high spectral resolution detector, named Caliste-256 was employed (Limousin et al 2011). Caliste-256 is a hybrid camera that integrates a 1 mm thick CdTe Schottky (or a 2 mm thick CZT) monolithic crystal pixelated detector mounted on top of a 3D module supporting the front-end electronics based on 8 full custom ASICs IDeF-X (Gevin et al. 2006) developed at CEA (Figure 2). This

detector module is able to detect photons between 2 keV and 280 keV. With a 580 µm pitch, arranged in a 16 × 16 pixels array, and 1 keV (FWHM) energy resolution at 60 keV, the Caliste-256 version has been specially developed for space missions taking into account environmental space constraints (Ferrando et al. 2005). Its characteristics enable a straightforward selection of Compton events, and a good determination of the geometry of the photon interactions.

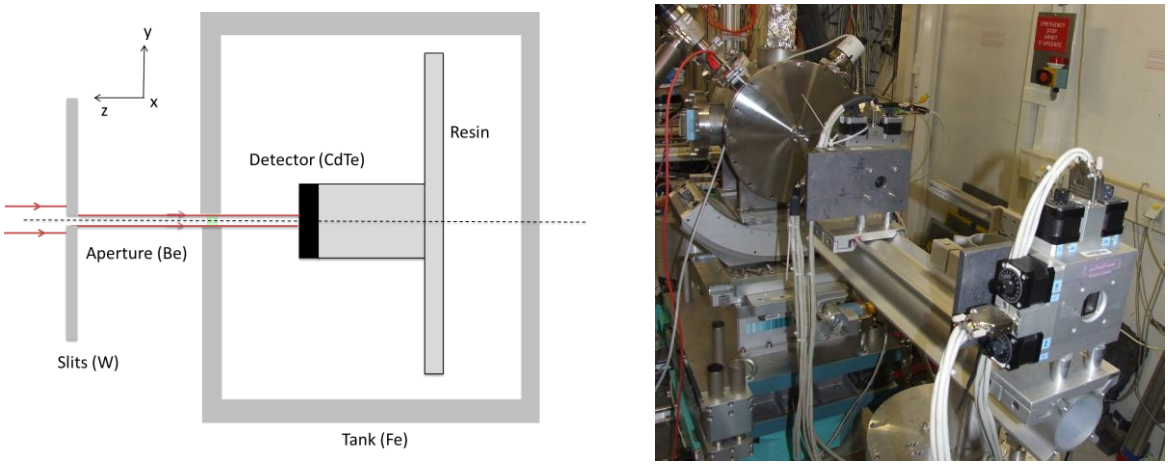


Figure 3. Schematics (a) and picture (b) of the PolCaliste experiment set-up at experimental hutch of the ESRF ID 15A beam line in Grenoble (France).

3.2 The ESRF experiment setup

The ID15 beam line at ESRF (Grenoble, France) provides high-energy and mono-energetic X-ray photon fluxes with a user selectable energy between 30 – 750 keV and a linearly polarized fraction up to about 100%. As can be seen in Figure 3a, the mono-energetic X-ray beam was directed onto the top surface of the Caliste-256 module, confined in a vacuum chamber, through a collimation system with adjustable tungsten slits. This collimator allowed the beam size to be set to 100 µm × 100 µm, significantly smaller than the 500 µm pixel size. We scanned the detector surface with beams of different energies in the dynamic range of Caliste-256 in order to perform a fine energy calibration of each individual pixel. We checked the detector response uniformity and evaluated the overall system performance prior to performing dedicated Compton runs for which we centered the beam spot onto one of the four central pixels.
Figure 3b shows, in the foreground, the X-ray beam collimation system, and in the background the flange of the vacuum vessel which has at its center a beryllium entrance window placed in front of the cathode side of the Caliste-256 module. The vacuum vessel hosts the Caliste-256 mounted on its test board, used to supply the voltages and data link and is cooled down to -10°C. The whole setup is installed on a movable system. The micrometric precision translation and rotation stages allow the accurate positioning of the detector in the plane (X, Y), perpendicular to the beam axis Z, and its rotation around the direction of the beam itself.

Type of detector	CdTe	CZT
Thickness (mm)	1	2
Incident beam Energy (keV)	200-300	
Degree of polarisation (%)	80-85-88-89-90-98	
Angle of polarisation (degrees)	0-5-10-20-30	
Model analysis	Yes	

Table 1 – Parameters tested with Caliste-256

Table 1 summarizes the set of measurements, which have been performed for both Caliste-256 samples (1 mm CdTe and 2 mm CZT) under different conditions: beam energies, degree and angle of polarization. Approximately 1 million events were recorded for each run defined by a unique experimental configuration. The data are time tagged photon-photon lists of events, which were then analyzed off-line: energy calibration, double event selection, spectra build up.

3.3 The Caliste-256 triggering logic for the ESRF experiment

Caliste-256 is an imaging spectrometer with fine timing resolution. Each of the 256 pixels is independent from the others. Each channel has its own preamplifier, pulse shaper, adjustable discriminator, and its own peak detector system. Note that Caliste-256 has no pile-up rejection system. Caliste-256 has no sample and hold

circuitry but a peak detector (the peak detector records the maximum of the amplitude at each shaper output). The detailed architecture is described in Limousin et al 2011. Each of the eight IDeF-X ASICs inside Caliste-256 shares for all its 32 channels a common hit pixel register, an analogue memory, a multiplexing analogue output system, a slow control digital link and a triggering system. All discriminator outputs are routed to an OR logic system to deliver a unique trigger signal for one ASIC. Inside Caliste-256, the eight ASIC trigger outputs are routed again to a cabled OR logic. Thus Caliste-256 has a unique global trigger for the whole camera.
When a photon hits the CZT sensor and deposits an energy above the discrimination threshold, a trigger signal is generated and the address of the hit pixel is stored into the hit pixel register of the associated ASIC. The Caliste-256 global trigger signal rises when at least one channel of the camera has been hit. The Caliste-256 global trigger signal is sent to the FPGA controller to enable the readout sequence. The trigger is time tagged with a resolution of 20 ns. Note that the trigger resolution is not the sensor resolution, which is in the range of one microsecond. After a 10 µs latency time, the delay required to develop the pulse shape up to its maximum, Caliste-256 is locked. The latency time is set to 10 µs, which corresponds to the shaper peaking time value, enabling accurate pulse height measurement, free of ballistic deficit. During the latency time, pile-up may occur when the count rate is high. All peak detector outputs are held and the corresponding amplitudes are stored into each channel analog memory. Any new upcoming photon hit will be ignored. Once locked, Caliste-256 is ready to communicate with its FPGA controller to release the memorized data. At first, the FPGA reads the hit register of each ASIC to determine the addresses of the hit channels. It computes and starts the multiplexing sequence to present the analogue data of the corresponding channels to the system ADCs. The data packet is created as a list of events. The latter contains the global trigger date, hit pixel addresses and amplitude binary codes. The data packet is transmitted to the Data Acquisition System via a Space-Wire link. Because the channels are read in serial mode, the readout dead time is dependent on the number of hit channels. The typical value is 17 µs plus 1 extra µs per channel to be read. When the readout sequence is completed, Caliste-256 is reset and the acquisition resumes.

For a Compton event, two hits arise into two distinct channels. In this case, one or two ASICs trigger exactly at the same moment but a single global trigger is set up, as depicted above. This event generates, for a unique time tag corresponding to the global trigger, a set of two addresses and two corresponding energies. The data packet has a list of two events having precisely the same date. Similarly, a photon hit accompanied with a photon escape in a neighboring pixel generates a similar kind of event in the list. Conversely, when two independent events hit the sensor in the duration of the latency time, the first of the two raises the trigger. Consequently, there is a chance that the second event energy is not recorded properly as its pulse height might not reach its maximum before being read out. The probability of such an event is related to the detector count rate and the 10 µs duration of the latency time, which can be seen as a coincidence window. At ESRF, where the beam was targeted onto a single pixel at a time, this probability was very low apart in the targeted pixel itself. Compton scattered energy in surrounding pixels is very likely to be measured accurately as shown in further.

Thanks to the architecture of the Caliste-256 electronics, it is possible to measure simultaneously the energy deposits in different pixels from the same impinging photon after it has Compton scattered. Consequently, the selection of Compton events in the photon list is straightforward, which facilitates an accurate construction of the bowtie figure.

The Caliste-256 trigger is very flexible. Due to the low probability of recording a Compton double event in the detector volume (~5% of all events at 200 keV beam energy) we chose to set the trigger criterion so as to record only double and more hits in order not to saturate the telemetry with simply useless data. On the contrary, the rejection of the single events prevents us from measuring the Compton to photoelectric probability. The way to adjust the trigger system is as follows: The Caliste-256 global trigger works in current mode. In other words, the global trigger signal is the sum of the ASIC trigger signal currents. For instance, the trigger signal amplitude out of Caliste-256 when two chips are hit simultaneously, in at least one pixel each, is exactly twice the signal amplitude obtained with one single chip trigger. Discriminating on the trigger height forces the FPGA controller reaction only when at least two ASICs are touched. The drawback of this configuration is that there is no trigger generated for single interactions, in particular in the beam pixel and for Compton double hit when the two corresponding pixels are read by the same ASIC (two rows). The readout happens only when a second chip is hit. However, apart the central pixel information, no information is lost because the signal amplitude is kept in the chip memory until the next reset: all scattered photons interacting into the detector are accurately transferred (energy and position of interaction) to the acquisition system but the corresponding primary energy deposit into the central pixel is lost as it is almost immediately followed by a photon at the beam energy: due to the peak detector behavior which records the maximum signal in the latency time, the central pixel energy is almost always the beam energy. We checked that the bowtie figure is not

biased by the trigger configuration until all multiplicities are taken into account. The model described further away supports this conclusion.

4 Numerical simulation of the polarimetric performance

In order to support the interpretation of the experimental results, and to assess the reliability of the Caliste-256 module polarimetric performance, we have developed a 3D numerical tool to calculate the expected polarization performance in the energy range of interest here, from 50 to 300 keV. Based on tabulated photon-matter interaction probabilities, the model allows the theoretical azimuthal distribution of Compton scattered photons to be constructed. The input parameters of this model are, on the detector side, the crystal composition (CdTe and CZT) and its geometry (number of pixels, pixel pitch, inter-pixel gap and detector thickness), and, on the incident photon beam side, its energy, its position and angle of incidence with respect to the surface of the sensor, and its degree and angle of polarization.

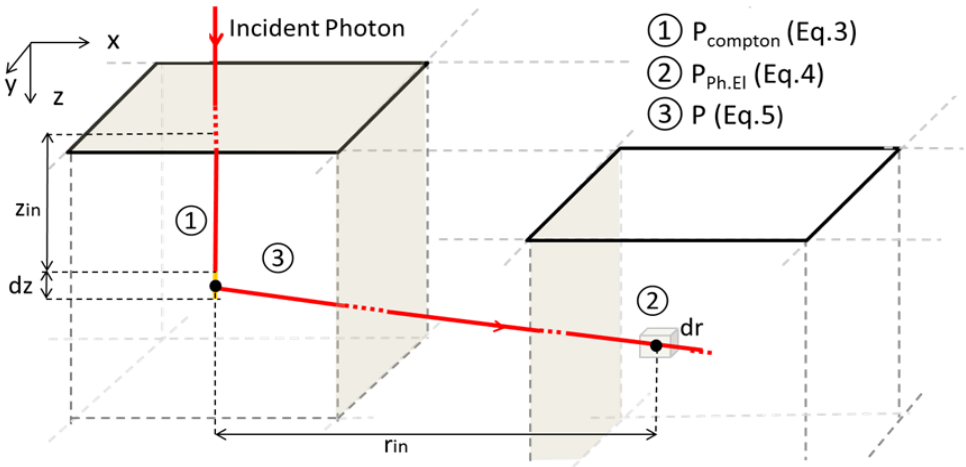


Figure 4. The elemental process implemented in the simulation tool, with proper integration on the detector thickness and pixel location and volume.

The model, implemented in IDL (Interactive Data Language), is based on the analytical expressions describing the following elemental process depicted in Figure 4: a Compton interaction at depth z_{in} in the central pixel, with the scattered photon emitted with angles θ and φ, followed by a photoelectric absorption of this scattered photon after travelling a distance r_{in} without any interaction. These are given by:

$$dP_{Compton}(z_{in},E) = e^{-\mu_T(E)\cdot\rho\cdot z_{in}} \cdot \mu_C(E)\cdot\rho\cdot dz \qquad \text{(Eq. 3)},$$

$$dP_{Ph.El.}(r_{in},E') = e^{-\mu_T(E')\cdot\rho\cdot r_{in}} \cdot \mu_{Ph.El.}(E')\cdot\rho\cdot dr \qquad \text{(Eq. 4)},$$

$$P(\theta,\varphi) = \frac{1}{\sigma_{tot}}\frac{d\sigma}{d\Omega} \qquad \text{(Eq. 5)}.$$

where μ_C , $\mu_{Ph.El.}$, and μ_T are respectively the Compton, photoelectric and total mass attenuation coefficients, ρ is the density of the detector material, E is the incident photon energy and E' that of the scattered photon, and $d\sigma/d\Omega$ is the Klein Nishina differential cross section given in Eq. (1) with σ_{tot} its integral over the entire solid angle.

These equations are integrated over the relevant parameters for detector thickness and pixel location and volume. For a given Compton interaction position (z_{in}) and scattering direction (θ and φ) the integration over r_{in} is performed analytically for each pixel. The integration over z_{in}, θ and φ can be performed only numerically, which is performed with sufficiently small steps with respect to the interaction length (z_{in}) or the characteristic variation scales (θ and φ).

This model does not take into account more complex phenomena, as e.g. the Doppler broadening of the Compton interaction, or the energy resolution of the detector, or processes which could give rise to higher multiplicity events (such as a second Compton interaction or an escape line). This would necessitate a full Monte-Carlo simulation. However, as will be seen in the following sections, this analytical model is more than accurate for our purposes. It describes our observations very well, and allows simple and fast investigations regarding the different beam and detector parameters.

Figure 5 shows the theoretical distribution of double events generated by this model, a Compton scattering in the central pixel followed by a photoelectric absorption of the scattered photon in a peripheral pixel. In Figure 5a, the distribution showing a bowtie shape is obtained by simulating a 100% linearly polarized beam at 200 keV, normal to the detector surface with an angle of polarization of 30°. In this case, the main scattering axis of distribution is perpendicular to the polarization vector. In Figure 5b, the same simulation is performed but the impinging flux polarization fraction is set to 0. In this case, no preferred direction is visible on the map.

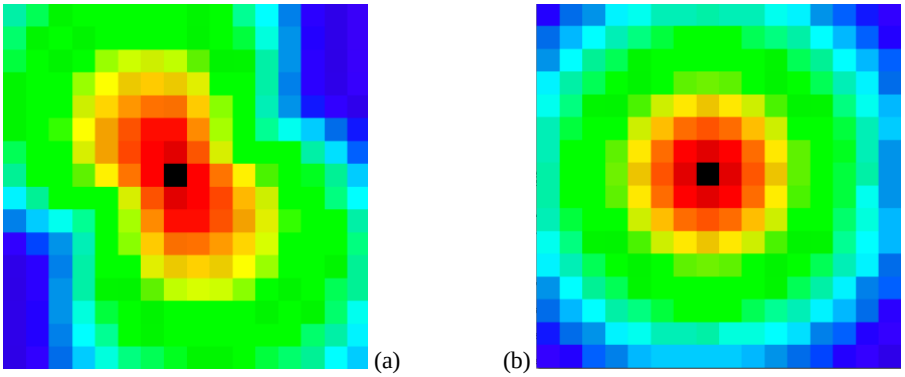


Figure 5. Compton scattered photons distribution for a 200 keV incident energy beam predicted by the numerical model. The color code corresponds to the probability: Red is high while blue is faint. (a) 100% linearly polarized beam with angle of polarization = 30°; (b) un-polarized photon beam.

5 Experimental data spectroscopic analysis

As the Compton scattered photon energy is related to its angle of deviation, a careful energy calibration and a detailed analysis of the observed spectral lines is mandatory before attempting to derive the Compton polarimeter performances. The typical spectra in the central pixel and the surroundings pixels are displayed in Figure 6. They show complex features, and in particular include two phenomena that can be corrected for: fluorescence escape lines and charge sharing between adjacent pixels. These spectral analysis and corrections are described below.

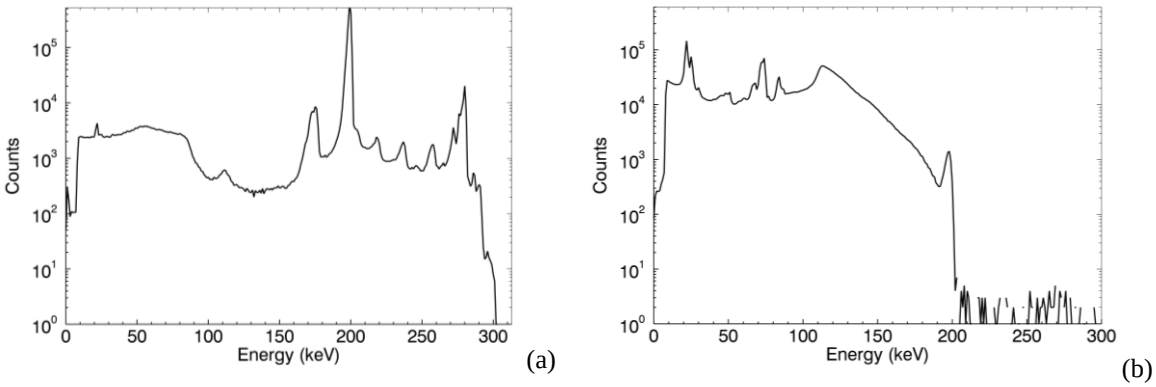


Figure 6. Energy spectra of CdTe Caliste-256 detector, irradiated by 200 keV photons, (30° angle of polarization and 98% degree of polarization) (a) spectrum of the central pixel (b) spectrum of the all pixels except for the 9 at the center.

We focus here on the analysis of spectra obtained at 200 keV with a 1 mm thick CdTe sample but an identical analysis has been performed at all beam energies and for both CdTe and CZT detectors. In order to achieve the full detector energy calibration, we scanned the surface with the beam, pixel by pixel. Figure 6a shows a spectrum from the target (central) pixel, after pulse-height calibration, while Figure 6b is the spectrum from the sum of all the pixels of the detector, except for the central pixel and the 8 adjacent ones (the “9 central pixels”).

In the central pixel (Fig. 6a), where the beam is aimed, apart from the photoelectric peak at precisely 200 keV we can identify the following expected structures:

- Fluorescence lines from matter surrounding the detector, mainly W ($K_\alpha \approx 59$ keV and $K_\beta \approx 67$ keV) and Pb ($K_\alpha \approx 75$ keV and $K_\beta \approx 85$ keV). W is present in the slits located at the front of the detector, which are used to fine shape the beam. Lead is massively present on the ID15A hutch walls, facing the detector and used

as shielding. Due to their position with respect to Caliste-256, the W and Pb fluorescence photons are rather uniformly distributed over the CdTe surface.

- The Compton edge at 87.8 keV.
- The backscatter peak at 112 keV, which is due to the interaction of photons with the electronic material behind the sensor.
- The Cd ($K_\alpha \approx 23$ keV) and Te ($K_\alpha \approx 27$ keV) fluorescence escape lines, respectively at 177 and 173 keV.
- Some combinations of piled-up events above 200 keV. Note that Caliste-256 has no pile-up rejection system and has no sample-and-hold circuitry but a peak detector. Thus, Caliste-256 is sensitive to pile-up when several photons interact into the same pixel during the latency time (time elapsed between the trigger and the internal hold signal commended 10 µs later by the FPGA sequencer).
- The saturation of the analogue front-end electronics for pulse heights approximately corresponds to 270 keV. The saturation is not sharp due to the readout chip design. The shape of the saturation is complex because the dynamic range of our readout electronics depends on the count rate. Usually, saturation appears as a peak ending the dynamic but it looks different in Caliste-256. One should consider that Caliste-256 response is no longer valid above 270 keV and events above must be ignored. However, such events are not discarded in our data set as they contribute to the dead time.

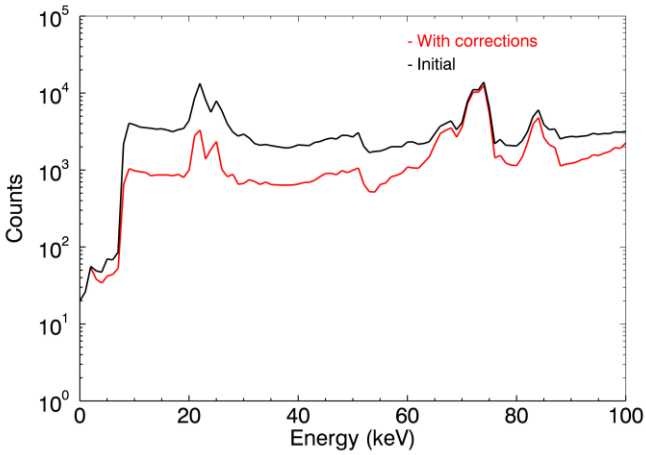


Figure 7. Initial and corrected energy spectrum of the pixels around the 9 central pixels of CdTe Caliste-256 detector, irradiated by 200 keV photons, (30° angle of polarization and 98% degree of polarization)

Regarding now the pixels around the central one (Fig. 6b), we identify the following expected structures:

- The Cd ($K_\alpha \approx 23$ keV) and Te ($K_\alpha \approx 27$ keV) fluorescence lines.
- The surrounding material fluorescence lines, mainly W ($K_\alpha \approx 59$ keV and $K_\beta \approx 67$ keV) and Pb ($K_\alpha \approx 75$ keV and $K_\beta \approx 85$ keV) as described previously.
- The Compton scattered photons from 112.2 keV up to the photo peak energy with a particular population of interest around 143.8 keV corresponding to the Compton scattered photons at exactly 90° with respect to the beam direction.
- The bump at 195 keV up to the photo peak energy of Compton photons scattering in front of the detector (probably with the beryllium window), corresponding a scattered angle between 0 and 20°.
- A continuous spectrum due to charge sharing between neighboring pixels. This type of event occurs when a photon hits the detector in between two pixels or when the charge spreads out a pixel and induces a fraction of the signal on a neighbor pixel.

Prior to build the modulation curve and to analyze the polarimetric performances of Caliste-256, we apply spectral corrections for split events (charge sharing) and CdTe X-ray fluorescence escapes. Such events are responsible for incorrect energy measurement in a pixel where a Compton scattered photon has interacted.
In case of Cd or Te X-ray fluorescence photon escape in neighbor pixels, the sum of the energies is reassigned to the primary pixel position.
Besides the fluorescence, 21% of the Compton scattered photons have theoretically a chance to interact in between two pixels generating a charge sharing (Iniewski 2007). In our case (CdTe, 1mm, 300V -10°C, 2 keV threshold) we measured a probability of 19.8% to record a split event. This effect is corrected as well, by summing neighboring double events. The computing process is very similar to the X-ray fluorescence apart the energy distribution is continuous. We chose to reassign the location of the event to the pixel position where the highest charge has been detected. Finer corrections can be engineered. In the energy band from 19 to 31 keV, combining fluorescence and charge sharing, up 76% of the photons are reassigned to a neighbor pixel.
This correction increases the Compton hump in the range from 112 up to 195 keV by more than 4%. The remaining ~24% uncorrected fluorescence and charge sharing events are essentially due to isolated events

located at the vicinity of the guard ring. The 200 µm guard ring that surrounds the pixel array is not connected to a spectroscopic channel. Thus, a photon escape or split event with the guard ring cannot be reassigned to any pixel. The effect of the correction is illustrated on figure 7.

6 Scattering maps, modulation curve construction and polarization parameters determination

We build the modulation curve searching for the azimuthal distribution of Compton scattered events in the Caliste-256 sensor plane. A crude analysis, taking into account all the photons detected in the pixels surrounding the central pixel (targeted by the X-ray beam), would result in a moderate modulation factor Q in the range of 0.4. Conversely, taking advantage of Caliste-256 fine resolution, spectral corrections as shown above and selection of events in narrow bands of energy are possible. We chose the energy bands to select Compton scattered photons strictly deviated by 90 degrees in the detector plane. This approach allows a maximization of the modulation factor Q, up to ~0,8, at the expense of a lower efficiency.

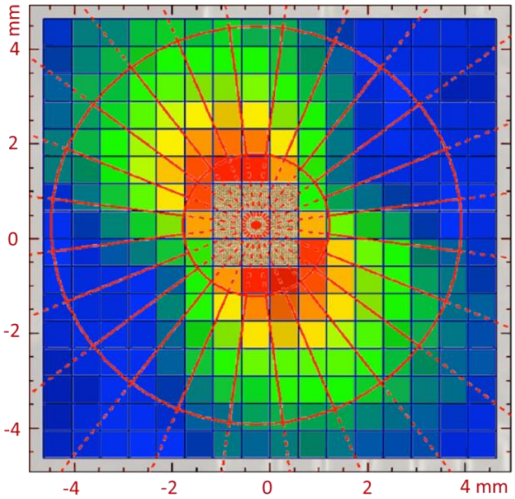


Figure 8. A false color map of the CdTe Caliste-256 counts distribution of events with scattered energies in the 139-148 keV band. These data are for a 200 keV photon beam, 98% linearly polarized and with 30° polarization angle. The 9 central pixels are off scale. On top of the data are shown the sectors, with their inner and outer radii, and their angular limits, which are used to count the events for building the azimuthal distribution curves.

In the following we chose to build the modulation curve by selecting the Compton scattered events corresponding to a scattering of the beam photons at the maximum modulation of around 90°. At 200 keV and 300 keV this corresponds to a scattered photon energy (which we will refer to as simply "energy" in the following) of 144 keV and 189 keV respectively. Accounting for Doppler broadening (Zoglauer and Kanbach 2003) and the detector energy resolution (1 keV FWHM), we decided to select events with energies in the 139 – 148 keV range for the 200 keV beam, and 181 – 197 keV range for the 300 keV beam. Note that in the case of an ideal detector and no Doppler broadening these energy ranges would theoretically correspond to a scattering at 90 ± 6°. This is the only selection, which is applied to the data. A map of the corresponding counts in these ranges reveals the expected bowtie shape (see Figure 8).

The final step of the data analysis is the extraction of the modulation curve. It consists of building the distribution of the Compton scattered photon count-rate with respect to the azimuthal angle. To do so, we superimpose a grid with 24 angular sectors, of 15° each, on the 2D Compton event distribution map as shown in Figure 8. The inner and outer radii of the grid are set to 1.5 and 4.2 mm respectively. The inner value is chosen to exclude the 9 central pixels, which give poor information on the angular direction of the scattered photons; the outer value is chosen so that the entire grid is included in the square shaped detector surface. The center of the grid coincides with the beam spot position on the central pixel.

The number of counts from a given pixel assigned to each sector is measured in the following way. If a pixel is fully included into the sector surface, the total number of counts of the pixel is added in the sector count. If only a part of the pixel is included in the sector, then the number of counts, fractional, assigned to that sector is given by the total number of counts of the pixel weighted by the fraction of the pixel surface, which intersects the sector. This first order correction of the pixel-size effect allows the construction of a smooth modulation curve as a function of angle, as shown on Figure 9.

The same method is applied to the data obtained from the simulation described in Section 4, which are organized as count maps, as for the experimental data. When compared to experimental data, the simulated data are normalized so that the total number of counts is the same for both sets. Figure 9 shows both experimental and simulated data for the case of a 300 keV, 98% polarized beam with a 0° polarization angle.

As expected, the first maximum is found at +90º. The modulation curve from the simulation is represented on Figure 9 in a sinusoidal full line. The model almost perfectly matches the data. The experimental Q factor is 0.73 ± 0.02.

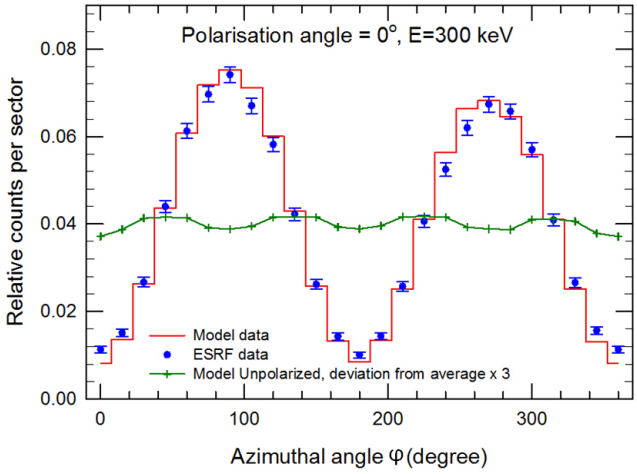


Figure 9. Modulation of scattered photons distribution for a 300 keV incident beam with a 98% linear polarization at an angle of 0°, for CdTe Caliste-256. A simulated modulation histogram is superimposed to the data taking into account the true incidence angle of the beam. The curve in green is the result of a simulation for a non-polarized irradiation: the fluctuations (with respect to average) are multiplied by 3.

Using the same simulation model, we have calculated the modulation curve for a non-polarized beam at the same energy, ie 300 keV. The corresponding modulation curve is pretty flat but not perfectly straight, as a perfect system would show. The response to a non-polarized beam is shown in Figure 9, intentionally magnified by a factor of 3 to help the reader to appreciate the shape of the parasitic modulation structure. This parasitic modulation is a systematic error due to the square shape of the pixels sampling the bowtie figure. The effect will be one of the limiting factors of our Minimum Detectable Polarization (MDP) (Weisskopf et al. 2009). Although the paper aims at studying of the polarimetric performances of Caliste-256 in laboratory conditions and the reader must be aware that others systematics errors may contribute to the loss of polarimetric sensitivity in a given telescope configuration. For example, the reconstruction of the modulation curve will be affected by the continuous spectrum of a gamma sources and the pretty uniform beam impinging over the detector surface. In this case, other strategies are employed to control the systematics such as discussed by Muleri and Campana (2012).

Finally, for fast fitting purposes of the experimental data, we have also used a simplified simulation of the modulation curve, in the 90° scattering conditions, based on the integration of Equation 1 over the azimuthal range corresponding to the sectors, with parameters being the polarization angle φ_{obs} and the fraction of polarization P_{obs}. In this simplified model, the finite dimension of the pixels is not taken into account. Using the "curvefit" function of IDL, on can find the best parameters describing the data. In the case of Figure 9, they are φ_{obs} = 0.09 ± 0.29° and P_{obs} = 90.4 ± 0.7. The results for all measurements are listed in the Table 2 of Section 7.

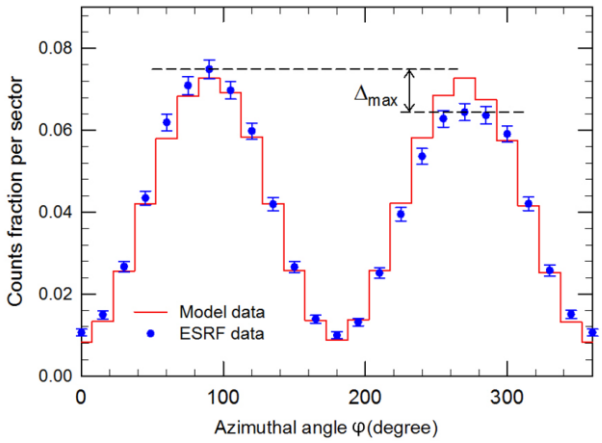
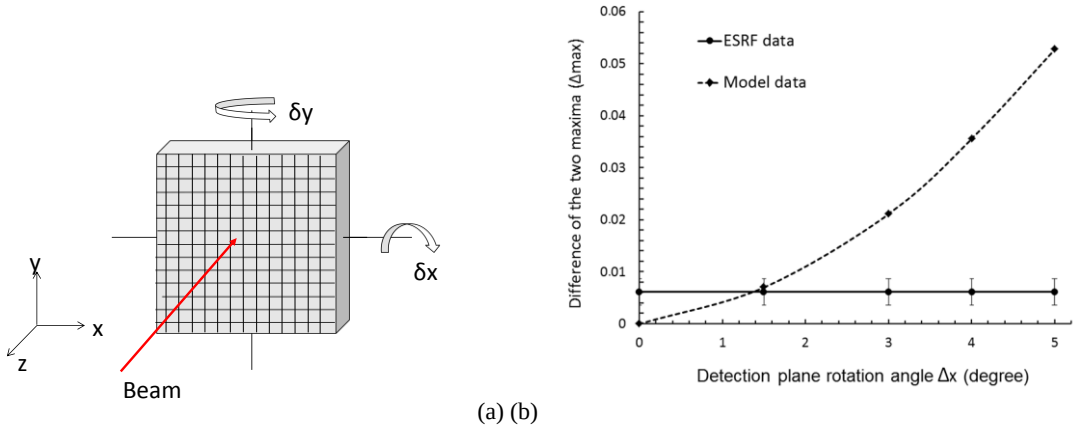


Figure 10. Modulation curve obtained from real data at 300 keV, 98% polarized beam, 0° polarization angle. Photons energy selection from 181 to 197 keV corresponds to 90 degree Compton scattered events only. A simulated modulation curve (histogram) is superimposed to the data and reveals an asymmetrical behavior when the beam is supposed to be strictly normal to the detector surface.

6.1 Effect due to the inclination of the detection plane

Looking at the modulation curve maxima on Figure 9, it is noticeable that the plot is asymmetric: the first peak is significantly higher than the second one. We call Δ_{max} the difference of the peak heights, as shown in Figure 10. The curve will only be fully symmetric, i.e. $\Delta_{max} = 0$, if the incident beam is perfectly perpendicular to the detector. Any tilt of the detector surface causes a non-uniformity in the Compton scattered photon range: selecting the energy of the Compton scattered photons corresponding to a 90° scatter changes the effective thickness of the detector in each azimuthal direction, because the scattered photon direction is no longer in the detector plane. Consequently, this impacts the modulation curve by shifting the relative heights of the maxima, i.e. $\Delta_{max} \neq 0$. The impact depends on the beam energy and the polarization angle. These results are consistent with the recent work published by Muleri et al. (2014), devoted to the analytical calculation of a Compton polarimeter response when incident photons are impinging on the detector plane off-axis.



(a) (b)

Figure 11. a) Representation of the two rotations angles δx and δy; b) Δ_{max} against detector tilt along the x-axis. Δ_{max} is the absolute difference of maxima in the modulation curve, expressed in counts fraction per sector, for 24 sectors. A perfectly perpendicular incidence of the beam with respect to the detector surface gives $\Delta_{max} = 0$. The plot is calculated for 300 keV, 0° polarization angle. The model is compared to the data.

On Figure 10, the modulation curve model superimposed to the data assumes a perfectly normal incidence for the beam and reveals a deviation to the data at the maxima positions. Δ_{max} is about 10% of the modulation amplitude. Simulations have demonstrated that by tilting the detector surface with respect to the beam direction, one can account for this effect, as shown on Figure 9 for the same data set.

In our experimental setup conditions, it is extremely difficult to precisely control the detector orientation. The detector is inevitably tilted with respect to (zOy) and/or (zOx) planes by δx and/or δy rotation angles respectively, as defined on Figure 11a. The modulation curve symmetry is very sensitive both to the incidence angle and the polarization angle, as is shown in Figure 11b. Simulating a 0° polarization angle at 300 keV, we see that a rotation angle δx along the x-axis in the range of ~1° will cause a maxima height separation by $\Delta_{max} \approx 0.006$ counts fraction/sector, i.e. ~ 10% of the modulation amplitude. The effect is non linear and increases with the tilt angle.

Fitting the angle δx is a measurement of the detector surface position with respect to the beam direction. From Figure 11b, we find the detector surface tilt to be $\delta x = 1.5°$. In this case, the fitting of the angle δy is not decisive because there are few counts recorded in the direction of polarization. The same analysis with 10/30°, 300 keV leads to a same fitting value of $\delta x = 1.5°$.

7 Full experimental results, and polarimetric response and sensitivity of Caliste-256

From the data treatment and analysis described above, we have characterized the response of the Caliste-256 as a polarization detector, depending on the beam energy, the degree and angle of polarization, and the type of crystal. For each run, after the spectral corrections described in Section 5, we have built the modulation curve using only an energy selection criterion, 139 – 148 keV at 200 keV and 181 – 197 keV at 300 keV. From this modulation curve, we have on the one hand measured the Q factor, which has been reached in this configuration, and on the other hand derived the best fit for the polarization parameters (angle, fraction), using the method explained in the previous section. Table 2 summarizes the results for all the runs in our database.

Incident Beam Parameters				Measurements					
Crystal kind	Energy (keV)	Polarization		*Q* factor		Angle of polarization		Degree of polarization	
		Angle (°)	Degree (%)	*Q*	Error	Angle (°)	Error (°)	Fraction (%)	Error (%)
CdTe	200	0	98	0.84	0.05	-1.18	0.65	91.2	1.56
			90	0.79	0.01	-0.08	0.30	79.5	0.68
			89	0.79	0.02	0	0.30	79.1	0.85
			88	0.77	0.02	0.09	0.33	76.6	0.74
			85	0.80	0.02	-0.34	0.30	76.1	0.81
			80	0.78	0.04	0.27	0.50	70.1	1.07
		5	98	0.80	0.02	4.84	0.22	88.0	0.5
		10	98	0.80	0.02	9.7	0.21	87.9	0.5
		20	98	0.79	0.02	19.62	0.21	86.7	0.5
		30	98	0.79	0.02	29.55	0.20	86.1	0.05
	300	0	98	0.74	0.02	0.09	0.29	90.4	0.75
		5	98	0.76	0.01	4.81	0.20	91.2	0.53
		10	98	0.76	0.01	9.79	0.21	91.3	0.54
		20	98	0.76	0.02	19.91	0.21	90.6	0.55
		30	98	0.76	0.01	29.74	0.20	91.1	0.51
CZT	200	0	98	0.79	0.01	-0.6	0.09	86.2	0.2
			90	0.77	0.02	-0.48	0.07	77.6	0.16
			89	0.78	0.02	-0.23	0.23	77.0	0.52
			88	0.75	0.01	-0.59	0.22	74.4	0.5
			85	0.75	0.02	-0.54	0.09	72.0	0.19
			80	0.75	0.03	-0.27	0.40	67.6	0.85
		5	98	0.78	0.02	4.62	0.20	85.6	0.49
		10	98	0.78	0.01	9.36	0.05	85.0	0.13
		20	98	0.77	0.01	19.37	0.18	84.3	0.43
		30	98	0.77	0.01	29.66	0.18	84.3	0.44
	300	0	98	0.73	0.03	-1.07	0.37	88.1	0.95
		5	98	0.73	0.01	4.65	0.15	88.2	0.53
		10	98	0.72	0.01	9.93	0.22	87.6	0.55
		20	98	0.72	0.01	19.73	0.21	87.3	0.53
		30	98	0.73	0.01	30.05	0.19	88.5	0.5

Table 2: Summary of the data configuration taken at ESRF ID15A for Caliste-256, corresponding to our data analysis results.

Figure 12a shows the modulation curves obtained at 200 keV and 300 keV. The modulation factor at both energies is remarkably similar as can be seen by superimposing them on the same plot. *Q* values of 0.79 ± 0.02 and 0.76 ± 0.01 are found respectively. In Figure 12b, we illustrate the effect of the angle of polarization on the modulation curve displacement at 200 keV. In this case the angles of polarization given by the fitting procedures are 4.84 ± 0.22 and 29.55 ± 0.20 for an expected value of 5° and 30° respectively. The corresponding *Q* factors are 0.80 ± 0.02 and 0.79 ± 0.02 respectively.

Comparing the 1 mm thick CdTe with the 2 mm CZT based Caliste-256 at 200 keV, with 98% polarization and 0° polarization angle, we find *Q* to be 0.84 ± 0.05 and 0.79 ± 0.01 respectively. Looking at the combined data in all conditions, we conclude that within the error bars, both CdTe and CZT behave the same whatever the energy. This is what we would expect due to the fact that we are selecting almost the same subset of Compton

scatters – those around 90°. Of course, the 2 mm thick CZT has the key advantage of a higher efficiency than the 1 mm thick CdTe, which increases the sensitivity but not the figure of merit.
Without any energy selection in our dataset, the modulation factor Q is found to be 0.47 ± 0.003 and 0.41 ± 0.003 for CdTe and CZT modules respectively. These results illustrate the advantage of the fine energy resolution of Caliste-256 to maximize the figure of merit, admitting the efficiency is affected. When compared with other CdTe-based single layer and planar polarimeters, we obtain a higher Q factor (Curado da Silva et al. 2008). This is explained by Caliste-256 prototypes fine pitch, which allows better modulation resolution (Lei et al. 1997, Caroli et al. 2005), and the excellent energy resolution, which allows an optimal angular selection of Compton double events.

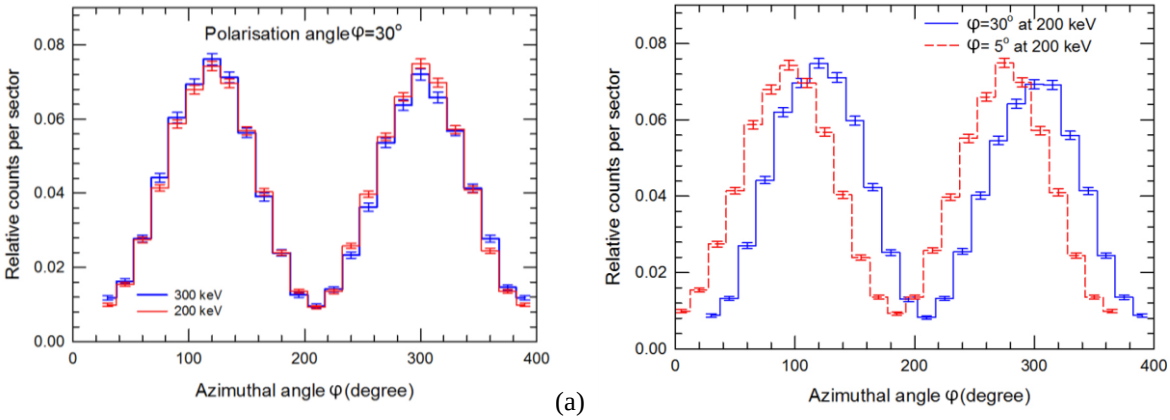


Figure 12. (a) Angular azimuthal distribution of Compton scattered photons (histograms) for a 200 and 300 keV incident beam, angle of polarization φ = 30°, 98% polarization degree. Scattering angles close to 90° are discriminated by selecting the Compton scattered photon energies from 139 to 148 keV and from 181 to 197 keV for a beam energy of 200 keV and 300 keV respectively; (b) Angular azimuthal distribution of Compton scattered photons (histograms) for two different angles of polarization with a 200 keV incident beam, 98% polarization degree. Scattering angles close to 90° are discriminated by selecting the Compton scattered photon energies from 139 to 148 keV.

In Table 2, one can see that the fitted angles of polarization differ by less than 1° from the nominal angle of polarization of the beam. Figure 13 shows the linear correlation ($\varphi_{obs} = a + b\ \varphi_{beam}$) between the incident beam polarization direction φ_{beam} and the measured polarization direction φ_{obs}. The offset a is less than 1° (-0.5 ± 0.5), which is fully consistent with the alignment uncertainty of the system. The slope b is equal to unity within the uncertainty, (1.00 ± 0.04), which shows that despite the square shape of the pixels, there is no bias in the determination of the beam polarization angle. At all incident energies, the angular results are close to $\varphi_{obs} = \varphi_{beam}$. The small differences can moreover be explained by a small deviation of the beam incidence direction from the perpendicular to the detector surface. The fitting angle of polarization of a simulated modulation curve (with 200 keV, 98% polarized, 0° of angle of polarization) where the detector surface is strictly orthogonal to the beam, is -0.08°, whereas with a δx = 1.5° detector surface tilt defined as Figure 11a, the fitted angle of polarization is -0.8°.

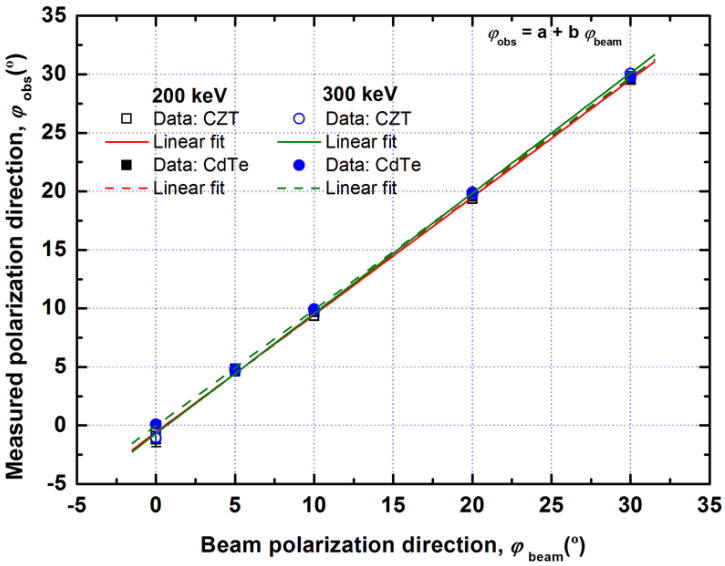


Figure 13. The observed polarization angle (φ_{obs}) as a function of the ESRF beam polarization angle (φ_{beam}) at 200 keV and 300 keV, for both CdTe and CZT Caliste modules.

Caliste's performance in resolving the degree of polarization of incoming radiation has been assessed by varying the polarization degree of the ID15A beam from its maximum value (98%) to 80% which is the lowest value achievable, due to beam flux reasons. Previous polarimetric analyses (simulations and measurements) have addressed the polarization degree (Curado da Silva et al. 2012) but in none of these was the instrument resolution to measure this parameter estimated. Figure 14 shows the linear correlation ($P_{obs} = a + b\,P$) between the actual degree of polarization of the beam (P) and that measured (P_{obs}). The slope b, being close to 1 (1.05 for CdTe and 1.15 for CZT), shows that both Caliste modules exhibit a good sensitivity over the full measured range. The Q factor and the associated error bars for polarization levels that differ only by 2% is practically indistinguishable, as the polarization region between 88% and 90% illustrates. Both detectors show an excellent potential to distinguish between polarization degrees different by less than 5%, which is an acceptable performance for studying the different physical processes that generate polarized emissions levels (e.g astrophysical synchrotron about 65% to 80%, magnetic photon splitting: about 20% to 30%, Bremsstrahlung radiation up to 80% (Gluckstern and Hull 1953, Baring et al. 1995, Skibo et al. 1994, Lei et al. 1997).

On the same figure 14 are shown the simulated values. They are fully matching for both Caliste modules, demonstrating that the sensitivity to polarization is not dependent on the thickness and absorption properties within the range tested here. The same conclusion can be drawn within errors from the experimental measurements. The difference between the experimental and simulated curves, which is relatively small, can be probably traced to several reasons. One is that the simulation does not take into account the detector energy resolution and the Doppler broadening, which if done would inevitably blur the polarization information. It might also be that despite this careful energy selection, there is still a small unidentified background component, homogeneous in azimuth, which contributes to lowering the apparent polarization fraction. Finally, as seen before, a modest surface tilt has an effect on the modulation curve, with an impact on the fitted parameters. Investigating these possibilities in more detail is beyond the scope of this paper.

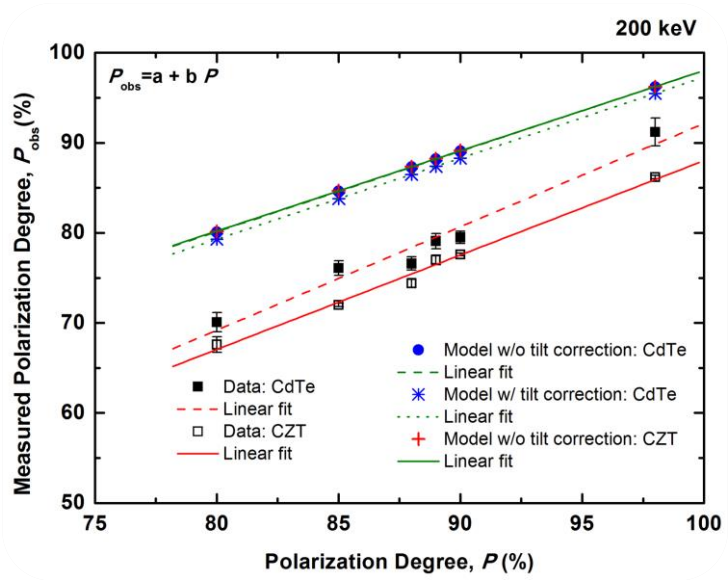


Figure 14. The observed fraction of polarization (P_{obs}) as a function of the ESRF beam fraction of polarization (P) at 200 keV for both CdTe and CZT Caliste module. Two corresponding simulations at 200 keV for CdTe and CZT where the incident is strictly orthogonal to the beam detector (without correction) and one simulation with the CdTe with the surface detector slightly tilted by 1.5 degree (with correction).

8 Conclusions

Through a set of experiments performed at the ESRF, two Caliste-256 prototypes (CdZnTe and CdTe) have been tested in a configuration for determining the system performance when used as a polarization detector at 200 keV and 300 keV. Taking advantage of the excellent energy resolution of these devices, it is possible to perform a simple energy selection to extract the Compton events scattering close to 90° into the detector plane, where the modulation is the highest. Combined with the small size of Caliste-256 pixels, with respect to the interaction lengths at these energies, we have been capable to measure Q factors up to ~ 0.8, much higher than those achieved with the previous types of Cd(Zn)Te detectors. We have also shown that the beam polarization parameters can be measured with an accuracy better than 1° for the polarization angle and better than 5% for the fraction of polarization. These results compare extremely well with a relatively simple analytical simulation model that we have developed, and which moreover, has enabled us to accounts for small geometrical setting effects seen in the data. Of course, a drastic selection in energy to extract the best events causes the efficiency

to get lower, which hopefully could be compensated by the use of focusing optics and/or long exposure times, in a science payload. Eventually, the polarization capability of Caliste-256 is used without any compromise in the same acquisition mode than standard time resolved imaging spectroscopy.

The work presented in this paper demonstrates the excellent potential of Caliste-256 modules for being used as a detector for future missions with spectrometric capabilities in the hard X-ray domain.

9 References

Baring, M. G. (1995): "Photon splitting limits to the hardness of emission in strongly magnetized soft gamma repeaters", Astrophys. J., vol 440, p. L69.

Caroli E., et. Al. (2005): "Polarisation performances of CdTe pixel detector for Laue hard X-ray focusing telescopes", Experimental Astronomy, vol 20, p353–364.

Chauvin, et al. (2013): "Polarimetry in the hard X-ray domain with INTEGRAL SPI", Astrophys. J., vol. 769, p. 137.

Coburn, W., & Boggs S.E., (2003), "Polarization of the prompt gamma-ray emission from the gamma-ray burst of December 2002", Nature, 423, 415

Curado da Silva, R.M., et al. (2004): "Hard X- and soft gamma-ray polarimetry with CdTe array prototypes", IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 51, p. 2478.

Curado da Silva, R.M., et al. (2008): "Polarimetric performance of a Laue lens gamma-ray", J. Appl. Phys., vol. 104, p. 084903.

Curado da Silva, R.M., et al. (2012): "Polarization degree and direction angle effects on a CdZnTe focal plane performance", IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 59, p. 1628.

Dean, A.J., et al. (2008): "Polarized gamma-ray emission from the Crab", Science, vol. 321, pp. 1183.

Ferrando, P., et al. (2005): "SIMBOL-X: a formation-flying mission for hard X-ray astrophysics", Proc. of the SPIE, vol. 5900, p. 195.

Ferrando, P., et al. (2010): "The COSPIX mission: focusing on the energetic and obscured Universe", 25th Texas symp. on relativistic astrophysics, December 06-10, 2010 Heidelberg (Germany) PoS(Texas 2010) p. 254.

Forot, M., et al. (2008): "Polarization of the Crab pulsar and nebula as observed by the Integral/IBIS telescope", Astrophys. J., vol. 688, p. 29.

Gevin, O., et al. (2009): "IDeF-X ECLAIRs: A CMOS ASIC for the readout of CdTe and CdZnTe detectors for high resolution spectroscopy", IEEE Trans. on Nucl. Sci, vol. 56, p. 2351.

Gluckstern, R. L., and Hull, M. H. (1953): "Polarization dependence of the integrated bremsstrahlung cross section", Phys. Rev. 90, p. 1030.

Götz D., et al. (2014):" GRB 140206A: the most distant polarized gamma-ray burst",MNRAS, vol. 444, p. 2776.

Götz D. et al.(2009):"Variable Polarization Measured in the Prompt Emission of GRB 041219A Using IBIS on Board INTEGRAL", Astrophys. J., vol. 695, p. L208.

Harding, A.K. (2010): "Polarization characteristics of rotation-powered pulsars", in "X-ray Polarimetry: A New Window in Astrophysics", eds. R. Bellazzini, E. Costa, G. Matt and G. Tagliaferri, Cambridge University Press.

Harrison F.A, et al. (2010) : "The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) ", Proc. SPIE , vol .7732,27

Iniewski, K., et al. (2007), "Modeling charge-sharing effects in pixelated CZT detectors", IEEE 2007 Nuclear Science Symp. Conf. Record, p. 4608.

Kalemci E, et al. (2007): „Search for Polarization from the Prompt Gamma-Ray Emission of GRB 041219a with SPI on INTEGRAL", Astronomical J supplement series., vol 159,P.75-82

Klein, O; Nishina, Y. (1929): "Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac", Z. Phys., vol. 52, p. 853.

Knödlseder, J, et al. (2009), "GRI: focusing on the evolving violent Universe", Experimental Astronomy, vol. 23, p. 121.

Krawczynski, H., et al. (2009): "HX-POL – A balloon-borne hard X-ray polarimeter". IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 56, p. 3607.

Krawczynski, H., et al.(2011): "Scientific prospects for hard X-ray polarimetry", Astroparticle Physics, vol. 34, p. 550.

Laurent, P., et al. (2011): Polarized gamma-ray emission from the galactic black hole Cygnus X-1. Science, vol. 332, p. 438.

Lei, F., Dean, A.J., and Hills, G.L. (1997): "Compton polarimetry in gamma-ray astronomy", Space Sci. Rev., vol. 82, p. 309.

Limousin, O., et al. (2011): Caliste-256: "A CdTe imaging spectrometer for space science with a 580 μm pixel pitch", Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 647, p. 46.

Matt, G. (2010): "X-ray polarimetry and radio-quiet AGN. In "X-ray polarimetry: A New Window in Astrophysics", eds. R. Bellazzini, E. Costa, G. Matt and G. Tagliaferri, Cambridge University Press.

Muleri, F., and Campana R. (2012): "Sensitivity of stacked imaging detectors to hard X-ray polarizarion", Astrophys. J., vol 751,p. 88.

Muleri, F., et al. (2014): "On the operation of X-ray polarimeters with a large field of view", Astrophys. J., vol 782,p. 28.

Roques, J.P., et al. (2012): "PheniX: a new vision for the hard X-ray sky", Experimental Astronomy, vol. 34, p. 489.

Rutledge, R. E., & Fox, D. B. (2004):"Re-analysis of polarization in the gamma-ray flux of GRN 021206", MNRAS, 350, 1288

Skibo, J. G., et al. (1994): "Is the high-energy emission from Centaurus a compton-scattered jet radiation?", Astrophys. J., vol 426,p. L23.

Soffitta P., et al., (2013): "XIPE: the X-ray Imaging Polarimetry Explorer", Experimental Astronomy, DOI: 10.1007/s10686-013-9344-3.

Von Ballmoos, et. al. (2012): "A DUAL mission for nuclear astrophysics", Experimental Astronomy, vol. 34, p. 583.

Weisskopf, M. C., et al. (1976): "Measurement of the X-ray polarization of the crab nebula", Astrophys. J. 208, L125

Weisskopf, M. C., et al. (1978): "A precision measurement of the X-ray polarization of the crab nebula without pulsar contamination", Astrophys. J. 220, L117

Weisskopf, M. C., et al. (2009): "X-Ray polarimetry and its potential use for understanding neutron stars", "Neutron stars and pulsars", Astrophysics Space Science Library, vol. 357, p. 589.

Yonetoku, D., et al. (2011): "Detection of gamma-ray polarisation in prompt emission of GRB 100826A", Astrophys. J. Lett., vol. 743, p. L30.

Zoglauer, A, and Kanbach, G. (2003): "Doppler broadening as a lower limit to the angular resolution of next-generation Compton telescopes" Proc. SPIE, vol. 4851,p. 1302.

Fine pitch CdTe-based Hard-X-ray polarimeter performance for space science in the 70-300 keV energy range

S. Antier[a1], O. Limousin[a], P. Ferrando[a]

[a]CEA-Irfu, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.
[1]Corresponding author e-mail: sarah.antier@cea.fr

Abstract X-rays astrophysical sources have been almost exclusively characterized through imaging, spectroscopy and timing analysis. Nevertheless, more observational parameters are needed because some radiation mechanisms present in neutrons stars, black holes or AGNs are still unclear. Polarization measurements will play a key role in discrimination between different X-ray emission models. Such a capability becomes a mandatory requirement for the next generation of high-energy space proposals. We have developed a CdTe-based fine-pitch imaging spectrometer, Caliste, able to respond to these new requirements. With a 580-micron pitch and 1 keV energy resolution at 60 keV, we are able to accurately reconstruct the polarization angle and polarization fraction of an impinging flux of photons which are scattered by 90° after Compton diffusion within the crystal. Thanks to its high performance in both imaging and spectrometry, Caliste turns out to be a powerful device for high-energy polarimetry. In this paper, we present the principles and the results obtained for this kind of measurements: on one hand, we describe the simulation tool we have developed to predict the polarization performances in the 50-300 keV energy range. On the other hand, we compare simulation results with experimental data taken at ESRF ID15A (European Synchrotron Radiation Facility) using a mono-energetic polarized beam tuned between 35 and 300 keV. We show that it is possible with this detector to determine with high precision the polarization parameters (direction and fraction) for different irradiation conditions. Applying a judicious energy selection to our data set, we reach a remarkable sensitivity level characterized by an optimum Quality Factor of 0.78 ± 0.06 in the 200-300 keV range. We also evaluate the sensitivity of our device at 70 keV, where hard X-ray mirrors are already available; the measured Q factor is 0.64 ± 0.04 at 70 keV.

Keywords Scattering Compton · Polarimetry · Schottky CdTe · CZT · Pixel detectors · Spectroscopy · Hard X-ray Astrophysics.

---

1. Introduction

Polarization measurement provides new information about magnetic field structure, emission process and geometry in several X-ray sources, like accreting black holes in stellar mass systems, AGNs, and neutron stars. At the moment, X-ray studies are still mainly based on imaging, spectral and timing analysis. Apart from GAP onboard the IKAROS satellite (Yonetoku 2011)[1], no dedicated polarimeters have been launched so far. The SPI and IBIS telescopes onboard INTEGRAL recently measured polarized emissions from the Crab pulsar, Cygn X-1(Laurent et al 2014)[2] and Gamma Ray Burst (Götz et al 2014)[3]. The growing of interest in polarimetry and the progress in focusing optics in the hard X-ray domain leads to new mission proposals such e.g. COSPIX (Ferrando et al. 2010)[4] or PheniX (Roques et al. 2012)[5]. Within the next decade, only two X-ray missions will be able to measure linear X-ray polarization (with Compton properties): NuSTAR (Lotti et al 2013)[6] and Astro-H (Tajima et al. 2010) [7]. On Astro-H, the SGD detector is sensitive to polarization in the range of 50 – 200 keV with a 30 cm^2 effective area whereas the NuSTAR detectors are sensitive in the 3-80 keV energy range with 80 cm^2. Within this scientific frame, we propose a Compton polarimeter based on the Caliste technology: a fine pitch, high energy and good time resolution imaging spectrometer developed at CEA (Limousin et al. 2011)[8]. In this paper, we quantitatively investigate the polarimetric performance that can be achieved with such a detector in the 70-300 keV energy range, both from measurements taken with a linearly polarized beam at the European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) in Grenoble (France), and from simulations dedicated to this detector configuration.

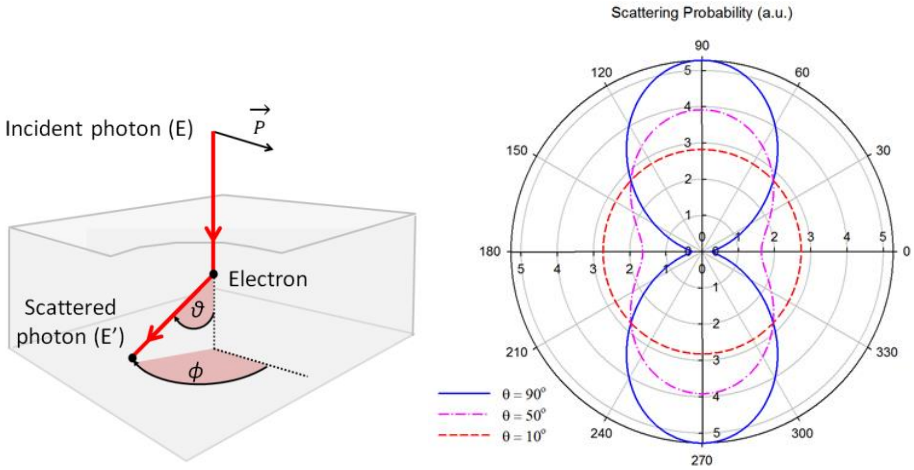


Figure 1 (a) Scheme of Compton scattering of a polarized photon; (b) Azimuthal angle (φ) probability distribution for a given Compton scattering angle (θ) of linearly polarized photons at E = 200 keV. The direction of the polarization is parallel to the horizontal axis of the polar plot.

2. Scattering Polarimetry principle

In the hard X-ray domain, linear polarization with spectro-imaging detectors is possibly performed using Compton properties by especially studying the anisotropic azimuthal distribution of the scattered photons as shown on Figure 1. In the detection plane and with a polarized beam, Klein-Nishina (1929)[9] describes the differential cross-section for Compton scattering per unit of elementary solid angle $d\Omega$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{E'}{E}\right)^2\left[\frac{E'}{E}+\frac{E}{E'}-2\sin^2\theta\cos^2\varphi\right] \tag{1}$$

where r_0 is the classical electron radius, E, E' are respectively energies of incoming and scattered photons and φ is the azimuthal deviation angle formed by the scattering plane and the incoming photon polarization plane. The secondary photon is scattered from its original direction by θ. E, E' and θ are linked by the following equation:

$$E' = \frac{E}{1+\frac{E}{m_e c^2}(1-\cos\theta)} \tag{2}$$

with $m_e c^2$ being the electron rest energy.

The asymmetry of the scattered photons distribution increases with the scattering angle θ and reaches its maximum at $\theta=90°$. Using a single detector, the best configuration to study spatially this distribution is to select only 90° scattered photons using the relation between energy and scattered angle (Equation 2). In this case, the spatial distribution of scattered photons is very asymmetric and looks like a bowtie. This kind of measurements implies a detector able to record multiple events (Compton), with an excellent energy resolution (mandatory for 90° scattered photons selection) and a very small pixel size (spatial distribution). The sensitivity of a polarimeter is expressed by the figure of merit and especially the polarimetric modulation factor Q. For a pixelated detector, Q is written as:

$$Q = \frac{Nmax-Nmin}{Nmax+Nmin} \tag{3}$$

where Nmax and Nmin, are the maximum and minimum of the angular azimuthal distribution of the scattered photons defined over the detector plane. Because of the nature of the scattering process, Nmax and Nmin are counted along two orthogonal directions.

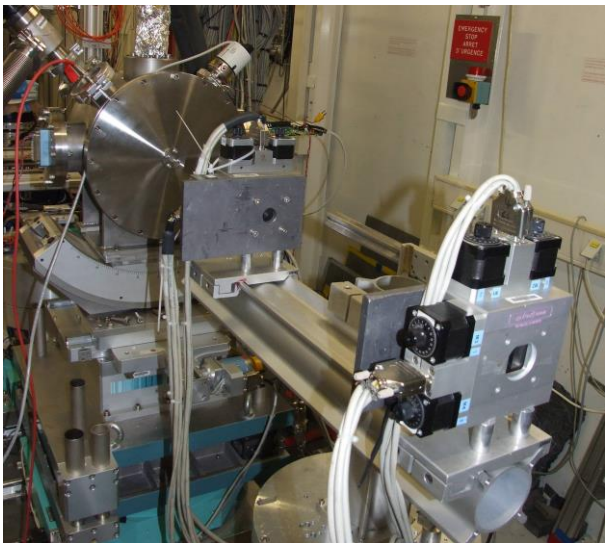


Figure 2. Picture of the PolCaliste experiment set-up at the experimental hutch of the ESRF ID 15A beam line in Grenoble (France).

3. Experimental Set-up

Caliste-256, a set of CdTe-based fine-pitch imaging spectrometers, responds to the requirements needed for good polarimetric performance. One Caliste device consists of a 1 cm^2 pixelated CdTe/CZT detector (1or 2 mm thick) mounted on top of a 4-side buttable hybrid module supporting dedicated low-noise front-end electronics. It is able to detect photons between 2 keV and 250 keV and to measure simultaneously energy deposits in different pixels. With a 580-micron pitch, a 16x16 pixels array and an achievable 1 keV energy resolution at 60 keV, Caliste-256 is specially designed for various hard X-ray and gamma-ray space missions. This small module turns out to be a powerful tool for high-energy polarimetry; it was designed to be able to accurately reconstruct the polarization angle and polarization fraction of an impinging flux of photons that have Compton scattered by 90° in the crystal.
The experimental polarimetric performances of Caliste-256 have been tested with the high-energy and mono-energetic ID15 beam line at ESRF (Grenoble, France). During the acquisition, the beam was directed onto the top surface of the detector - confined in a vacuum chamber - through a collimation system, as shown on Figure 2. The beam shape, set to 100 µm × 100 µm, is smaller than the 500 µm × 500 µm pixel size. A scan of the entire detector surface provides a fine energy calibration of each individual pixel. The detector response uniformity was also checked. For runs dedicated to polarization studies, the beam spot was centered onto one of the four central pixels and the detector plane was maintained perpendicular to the beam axis. Several measurements have been performed for both Caliste samples (1 mm CdTe and 2 mm CZT) for different operating conditions: with beam energies from 70 to 300 keV, degree of polarization from 80 to 98% and angle of polarization between 0 and 30°.

4. Simulation tool of the polarimetric performance

A 3D numerical simulation tool has been developed to predict Caliste-256 polarization performances in the 50-300 keV energy range. It takes into account Caliste design (crystal composition, thickness and geometry) and irradiation conditions (incident beam energy and position, inclination relative to the detector surface, angle and degree of polarization).
Based on matter interactions probabilities, the model demonstrates the possible study of polarization through the absorption and detection of a scattered photon in a pixel. It also reproduces the theoretical azimuthal distribution of scattered photons. This model does not take into account more complex phenomena for which a full Monte-Carlo simulation is required (as e.g. the Doppler broadening of the Compton interaction or the measured energy dispersion of the detector). However, its complexity level is sufficient to describe our observations very well.

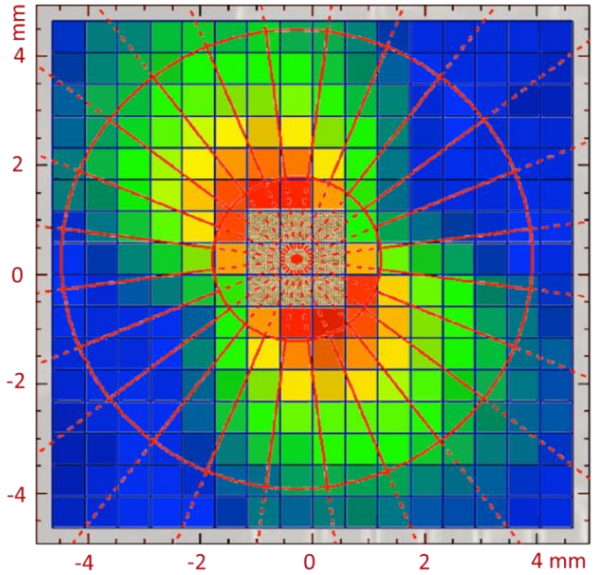


Figure 3. A false color map of the CdTe Caliste-256 counts distribution of events with scattered energies in the 139-148 keV band. These data are for a 200 keV photon beam, 98% linearly polarized and with 30° polarization angle. The 9 central pixels are off scale. On top of the data are shown the sectors, with their inner and outer radii, and their angular limits, which are used to count the events for building the azimuthal distribution curves.

5. Polarization measurement procedure

A judicious energy selection has been applied to our experimental dataset in order to select 90° scattered photons to maximize the modulation factor Q (compared to a lower efficiency). It takes also into account the Doppler broadening (Zoglauer and Kanbach 2003)[10] and the detector energy resolution (1 keV FWHM). Moreover, it limits the background noise resulting from charge sharing, fluorescence and backscattering of the photons scattered in the front-end electronics situated below the detector. It corresponds to an energy selection of 61 keV ± 2 keV at 69.5 keV incident beam energy, 144 keV ± 4 keV at 200 keV and 189 keV ± 8 keV at 300 keV. A 2D Compton event distribution map onto the detector surface shows the expected bowtie shape as shown on Figure 3, obtained with a 200 keV incident energy with a beam spot centered onto one of the central pixels.

Data recorded with a 69.5 keV incident energy correspond to the scan run. In this case, one difficulty is to reconstruct the bowtie as shown on Figure 3, as if the beam was centered to one of the central pixels. During the acquisition, the beam scans the total detection plane with a 4s stop in the center of each pixel. We isolate the 4s time range and we identify the pixel where the beam impinges by measuring the maximal number of interactions in a pixel. We superimpose each corresponding Compton event distribution map in order to agree the pixel of the beam spot, to one of the four central pixels. Some 4s acquisition relative to the border pixels, defining a corona of 4 pixels wide, are skipped because they bring poor polarization information at 70 keV incident energy. The 2D Compton event distribution reconstructed map with 69.5 keV incident beam energy, is shown on Figure 4.

The next step of the procedure consists in extracting the distribution of the Compton scattered photon count-rate with respect to the azimuthal angle. To do so, we superimpose a grid with 24 angular sectors (12 angular sectors for 70 keV data due to smaller scattering length relative to pixel size), of 15° each (30° for 70 keV), on the Compton event distribution map. The center of the grid coincides with the beam spot position on the central pixel. The inner and outer radii of the grid are set to 1.2 / 1.5 and 3.0 / 4.2 mm respectively for the 70/200-300 keV incident beam energy. The center of the grid coincides with the beam spot position on the central pixel. For each sector, the number of counts from a given pixel assigned to each sector is calculated by adding pixels which are fully included into the sector surface. If only a part of the pixel is included in the sector, then the number of counts, fractional, assigned to that sector is given by the total number of counts of the pixel weighted by the fraction of the pixel surface which intersects the sector. This procedure permits the construction of a smooth modulation curve as a function of angle, which gives access to polarization parameters. The same method is applied to the data obtained from the simulation and two comparable modulation curves are obtained.

Finally, for the determination of angle and fraction of polarization, we employed a fast fitting model with the “curvefit” function of IDL, applied to the modulation curve.

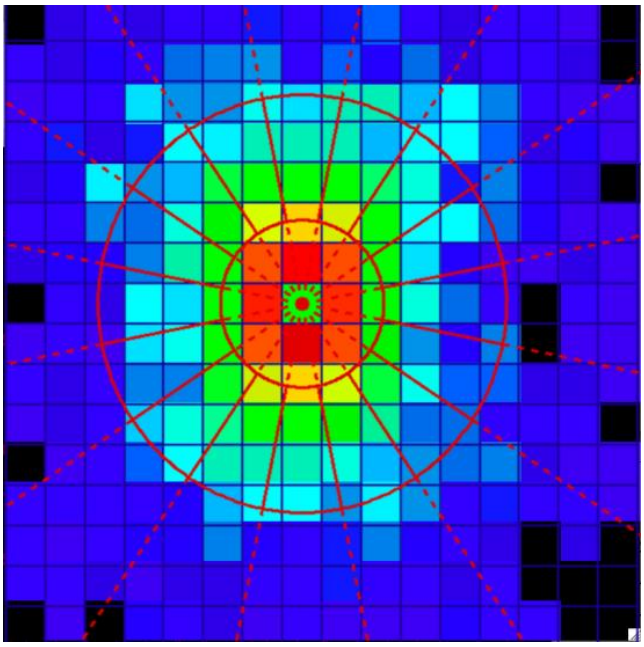


Figure 4. A false color map of the CdTe Caliste-256 counts distribution of events with scattered energies in the 60-62 keV band. These data are for a 69.5 keV photon beam, 98% linearly polarized and with 0° polarization angle.

6. Caliste Polarization Performance in 200-300 keV energy range

From each experimental acquisition and the corresponding simulation, modulation curves using an energy selection of 90°-scattered photons have been built in order to estimate the sensitivity of Caliste and the polarization parameters have been measured (see chapter 5). The Q factor obtained is found to be 0.75 ± 0.04, similar to simulation results at different energies [200/300 keV], with different crystal compositions and thicknesses [CdTe/CZT], with a different degree of polarization [80-98% beam polarized] and with different angles of polarization [0-30°] (Antier et al (2014)[11]. When compared with other CdTe-based planar polarimeters, we obtain a better polarization Q factor (Curado da Silva et al. 2008)[12]. This is explained by the small lateral pixel size of the Caliste prototypes, which allows better modulation resolution (Caroli et al. 2005)[13], and the excellent energy resolution which allows an optimal angular selection of Compton double events.

Thanks to the fit of the angle of polarization, very good linear correlation between the incident beam polarization direction φ_{beam} and the measured polarization direction φ_{obs} has been obtained : $\varphi_{obs} = -0.5\ (\pm 0.5) + 1.00\ (\pm 0.04) * \varphi_{beam}$. We reached similar results with Caliste degree accuracy at less than 5% for all our acquisition which is an acceptable performance for studying the different physical processes that generate polarized emissions levels. As an example, Figure 5 shows the experimental and simulated modulation curves for an expected angle of polarization of 0° and a fraction of polarization of 98%. The measured Q factor is 0.73 ± 0.02, the angle of polarization given by the fitting procedures is -0.6 ± 0.09 and the degree of polarization is 86% ± 0.2%. When compared to experimental data, the simulated data are normalized so that the total number of counts is the same for both sets. The model almost perfectly matches the data. In the simulation, we take into consideration the small inclination between the detector surface and the beam axis. Small differences between the measured angle and degree and beam angle and degree have been explained on one hand by this slightly inclination of the detector regarding the beam axis, and on the other hand the small background not identified in the experimental measurement, as well as the fact we did not take into account the Doppler broadening and energy resolution in the simulations.

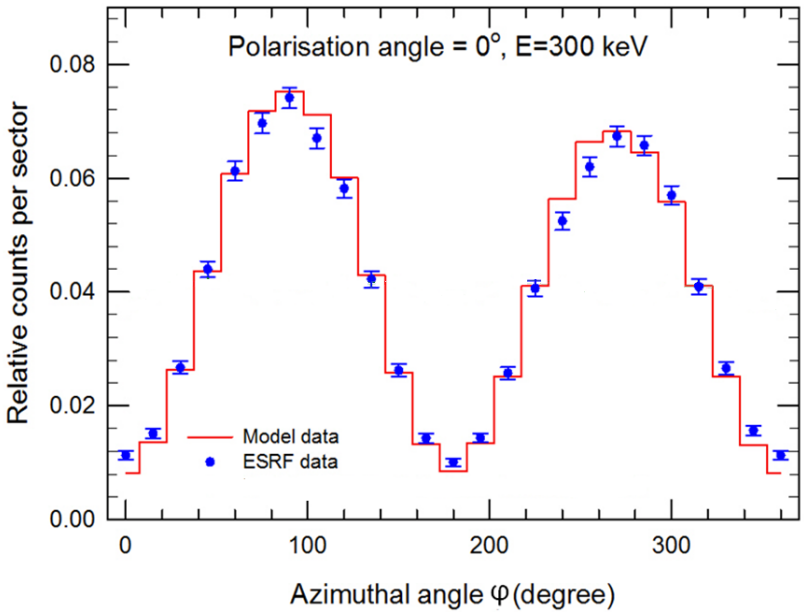


Figure 5. Angular azimuthal scattered photon distribution for two different angles of polarization, a 300 keV incident beam with a 98% linear polarization at an angle of 0°. A simulated modulation curve is superimposed to the data, taking into account the true incidence angle of the beam

7. Caliste Polarization Performance at 69.5 keV beam energy

High-energy performance results in terms of polarization have been obtained in experimental laboratory conditions. We expect poorer outcomes in space due to a higher background noise level. Nevertheless, not to devalue the polarimetry sensitivity, we need to collect a maximum number of photons, and especially photons which have been scattered with a 90° scattering angle. One issue is to use the Caliste as an elementary element of a detector plane. In this case, it would be better to employ the latest version of Caliste named Caliste HD, which has the advantage of having a power consumption 4 times lower compared to Caliste-256 and extends the dynamic range from 250 keV to 1 MeV with improved spectrometric performances (Meuris et al.)[14].

Another possibility would be to use Caliste disposed in the focal plane of X-ray focusing mirrors. Multilayers or coating-mirror technologies are currently in progress [15]. At the moment, multilayer optical mirrors are efficient up to 80 keV and are used for the NuSTAR mission, which has focal plane detectors similar to the Caliste technology (Rana et al.)[16]. Using the 69.5 keV-scan run of the Caliste detector acquired at ESRF, we reconstruct the 2D event map as if the beam was directed to one of the central pixels (with 0° angle and 98 % degree of polarization). Figure 6 represents the corresponding modulation curve in blue and the associated best fit in red. At 69.5 keV, the measured Q factor is 0.64 ± 0.04 and the best fitted polarization parameters attest an accuracy of 15 % regarding the degree of polarization and of 1° regarding the angle of polarization. These high polarization performances for such low energies demonstrate the possible study of polarization at energies below 80 keV, where hard X-ray mirrors are already available.

8. Summary

In this paper, we demonstrate the excellent potential of Caliste-256 (CZT and CdTe) for being used as an X-ray polarimeter in the 70-300 keV energy range. Thank to measurements taken with a linearly polarized beam at the European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) in Grenoble, we investigate the polarimetric performances of Caliste in terms of sensitivity (modulation Q factor) and polarization parameters measurements (degree and angle of polarization accuracy). We performed 3D analytical simulations to support the experimental results: they faithfully reproduce the experimental conditions and Caliste design. The high energy and good time resolution permits to select Compton events scattering close to 90° where polarization information reaches its maximum. The results obtained show that Caliste detectors have a high sensitivity for polarization measurements in the energy range where hard X-ray mirrors are still efficient: the optimum quality Q factor is 0.64 ± 0.04 at 70 keV (and 0.78 ± 0.02 in the 200-300 keV range). We have also been able to measure the beam polarization parameters with an accuracy better than 1° for the

polarization angle and better than 15% for the fraction of polarization at 70 keV beam energy (5% for 200-300 keV energy range). This demonstrates the capability with this Caliste detector to perform Compton-polarization measurements in a large energy range, of astrophysical bright sources in the context of space missions.

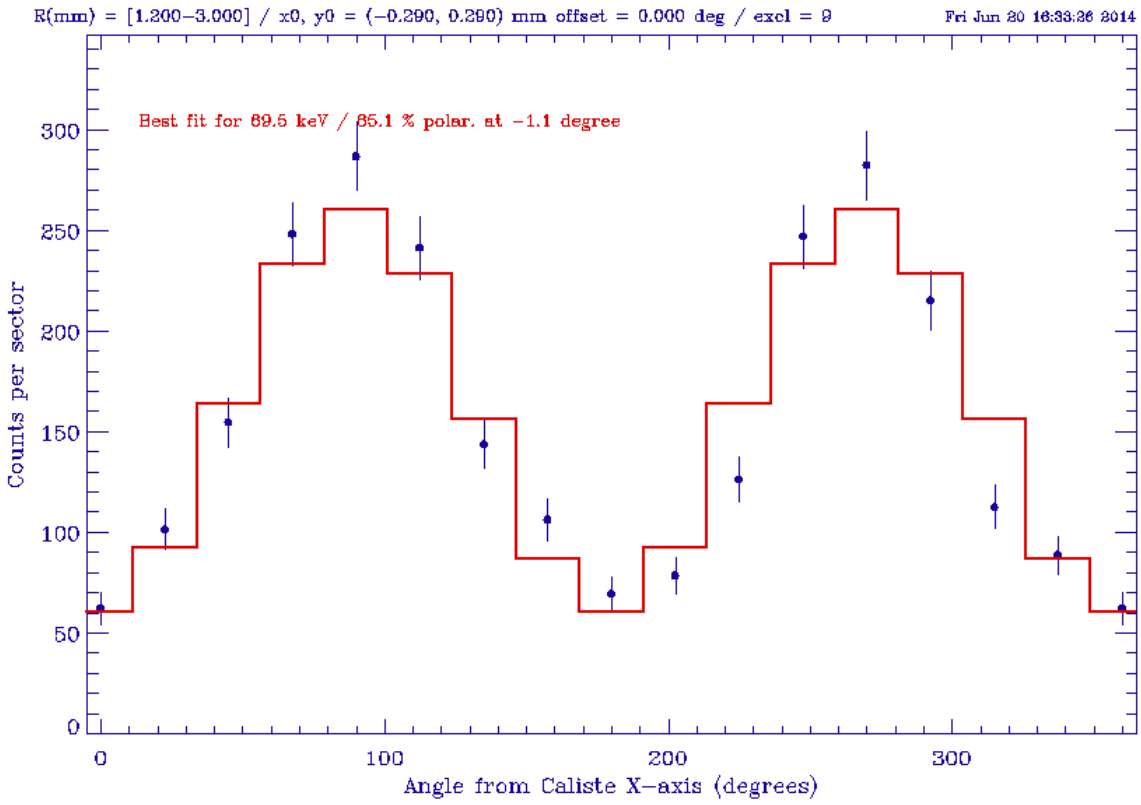


Figure 6. Angular azimuthal scattered photon distribution for a 69.5 keV incident beam with 98% linear polarization and an angle of 0°. Similar good fit in red with best fits of 85.8% polarization at -1.1° and 86.0 % at 28.6° respectively

Acknowledgment

The authors would like to thank E. Caroli, R.M. Curado da Silva, C. Blondel, R. Chipaux, V. Honkimaki, B. Horeau, P. Laurent, J.M. Maia, A. Meuris, S.Del Sordo and J.B. Stephen.

References

[1] D. Yonetoku, et al., Detection of gamma-ray polarisation in prompt emission of GRB 100826A,in: Astrophys. J. Lett., 2011, vol. 743, p. L30.
[2] P. Laurent, et al., Polarized gamma-ray emission from the galactic black hole Cygnus X-1, in: Science, 2011, vol. 332, p. 438.
[3] D. Götz, et al., GRB 140206A : the most distant polarized Gamma-Ray Burst, in: MNRAS,2014, vol 444, 2776-2782.
[4] P. Ferrando, et al., The COSPIX mission: focusing on the energetic and obscured Universe, in: 25th Texas symp. on relativistic astrophysics, December 06-10, 2010 Heidelberg (Germany) PoS(Texas 2010) p. 254.
[5] J.P. Roques, et al., PheniX: a new vision for the hard X-ray sky, in: Experimental Astronomy, 2012, vol. 34, p. 489.
[6] S. Lotti, et al., Polarization studies with NuSTAR, in: Proc. SPIE 8443, 2012
[7] H. Tajima, et al., Polarimetry with ASTRO-H soft gamma-ray detector, "X-ray Polarimetry: A New Window in Astrophysics", in: Cambridge University Press, 2010, p.275
[8] O. Limousin, et al., Caliste-256: "A CdTe imaging spectrometer for space science with a 580 µm pixel pitch", in: Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, 2011, vol. 647, p. 46.

[9] O. Klein; Y. Nishina, Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac, in: Z. Phys., 1929, vol. 52, p. 853
[10] A. Zoglauer, and G. Kanbach, Doppler broadening as a lower limit to the angular resolution of next-generation Compton telescopes,in: Proc. SPIE, vol. 4851,2003,p. 1302.
[11] S. Antier, et. al., “Hard X-ray polarimetry with Caliste, a high performance CdTe based imaging spectrometer”, Experimental Astronomy, 2015
[12] R.M. Curado da Silva, et al, Polarimetric performance of a Laue lens gamma-ray, in: J. Appl. Phys.,2008, vol. 104, p. 084903.
[13] E. Caroli, et al., Polarisation performances of CdTe pixel detector for Laue hard X-ray focusing telescopes”, in: Experimental Astronomy, 2005, vol 20, p353–364.
[14] A. Meuris, et al., Caliste HD: A new fine pitch Cd(Zn)Te imaging spectrometer from 2 keV up to 1MeV, in: Proc. IEEE Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf., Oct. 23–29, 2011, pp. 4485–4488
[15] J.A. Belloti, et. al., Depth-graded Co/C multilayers prepared by reactive sputtering in : SPIE 7437, 38, 2009.
[16] V. R. Rana, et al., Development of Focal Plane Detectors for the Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) Mission in: SPIE, 7435, 2, 2009

Table des figures

1.1 Photographie des satellites Vela 5a et 5b (à gauche). Courbe de lumière du premier sursaut gamma détecté par le satellite Vela 4a le 2 juillet 1967 (à droite). 15
1.2 Photographie du satellite *CGRO*, prise de la navette spatiale lors de son déploiement. 17
1.3 Histogramme des durées des sursauts détectés par BATSE montrant la distinction de deux classes de sursauts (Paciesas et al., 1999). 18
1.4 Distribution sur la voûte céleste des sursauts détectés par BATSE (Paciesas et al., 1999). 19
1.5 Première observation de la contrepartie X et optique du sursaut gamma 970228 détecté par *Beppo-SAX*. La contrepartie X (en haut) a été étudiée 8 heures après la détection (à gauche), (Costa et al., 1997), et 3 jours après (à droite). La contrepartie dans le visible (en bas) a été étudiée 28 h après la détection du sursaut en gamma (van Paradijs et al., 1997). 21
1.6 Première mesure d'un décalage vers le rouge d'un sursaut (GRB970508). Les raies du fer et du magnésium sont décalées du à l'expansion de l'Univers. 22
1.7 Le satellite *HETE-2* en phase de test. 23
1.8 Vue d'artiste du satellite Swift dédié à l'étude des sursauts gamma. 25
1.9 Photographie du satellite *Fermi* peu avant son envol. 26
1.10 Modèle de l'émission du sursaut gamma (prompte et rémanente). 29
1.11 Détection des ondes gravitationnelles GW140915 par l'interféromètre de Handford noté H1 (à gauche) et Livingston noté L1 (à droite). Figure tirée d'Abbott et al. (2016a). Le T_0 correspond au temps de déclenchement soit 09 : 50 : 45 UTC. Pour un effet plus visuel, les séries temporelles ont été filtrées avec un filtre passe-bande (35-350 Hz), ce qui permet de supprimer les fréquences liées au bruit instrumental. Sur le haut de la figure sont représentées la différence du chemin optique entre les deux bras pour chaque interféromètre H1 et L1. Sur la figure du milieu, on montre le même signal filtré et le signal théorique obtenu à partir de la théorie de la relativité générale (Einstein 1915, Mroué et al. 2013 et Cornish & Littenberg 2015). Sur le bas de la figure, est représentée la fréquence du signal en fonction du temps. On constate l'augmentation rapide de cette fréquence jusqu'à la coalescence qui a lieu au temps $T = 0.42s$. 34
1.12 La mission *SVOM* avec ses instruments grand-champ GRM, ECLAIRs, GWAC et ses instruments petit-champ MXT,VT et GFT. 40
1.13 Position des différents détecteurs GRDs formant le GRM. 41
1.14 Schéma représentant les différents éléments du télescope MXT. 41
1.15 À gauche : Schéma représentant les différents éléments du télescope spatial visible. À droite : Image du ciel sur laquelle on a placé l'erreur de localisation d'une source par le MXT (cercle vert) et la couverture du champ de vue du VT (carré blanc). 42
1.16 À gauche : Photographie du premier prototype du télescope GWAC. À droite : Représentation d'un prototype du télescope français F-GFT. 43
1.17 Représentation de quelques profils temporels des sursauts gamma détectés par BATSE, tirée du catalogue Paciesas et al. (1999). 44

2.1 Les différents composants de l'instrument ECLAIRs 48
2.2 À gauche : représentation du motif du masque constitué de 46 × 46 éléments. À droite : section du masque utilisée pour étudier les propriétés mécaniques de l'assemblage Ti-Ta-Ti. 49
2.3 À gauche : vue d'ensemble d'un module XRDPIX composé de 32 détecteurs. À droite : spectre mesuré en sortie d'un module XRDPIX, exposé à une source de ^{241}Am, et qui témoigne de la sensibilité des détecteurs à 4 keV mais aussi l'absence de bruit au delà de 4 keV. 50
2.4 Les cartes électroniques de bord avec l'ancienne version du processeur utilisées dans l'UGTS. À gauche : FPGA (Atmel ATF280). À droite : CPU (Atmel AT697F). La carte pour le nouveau processeur est en cours de développement. 51
2.5 Représentation du type d'interaction dominante (effet photoélectrique, Compton ou création de paires) en fonction de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique Z du matériau constituant le détecteur, Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley et Sons, 3rd edition, 2000. 57
2.6 Géométrie du modèle d'ECLAIRs modélisé sous Geant 4. 58
2.7 Simulation de la composante CXB du bruit de fond dans le modèle Geant 4 : distribution spectrale et spatiale des photons. Figure tirée de Sizun (2011). . . . 59
2.8 Simulation d'un sursaut gamma placé dans l'axe du champ de vue d'ECLAIRs : courbe de lumière $\bar{A} \times N_{12}(t_{\rm obs})$ à l'entrée de l'instrument (en noir) avec $\bar{A} = 1296\,{\rm cm}^2$, et en sortie $C_{12}(t_{\rm obs})$ calculée par le modèle Geant 4 (en bleu). 60
2.9 Simulation du même sursaut gamma que dans la figure 2.8 placé dans l'axe du champ de vue d'ECLAIRs : courbe de lumière en sortie de l'instrument calculé par le modèle complet (Geant 4, bleu), le modèle simplifié dynamique CxgSim (rouge) et le modèle simplifié statique (cyan). 61
2.10 À gauche : schémas portant sur la définition des coordonnées spatiales (θ, ϕ). À droite : Définition des angles θ_1 et θ_2 définissant les champs de vue totalement ou partiellement codés. 64
2.11 Procédé de sommation des différentes tranches temporelles pour construire des images de plus en plus longues 66
2.12 Description des différentes bandes d'énergies et zones utilisées dans le trigger taux de comptage. 67
2.13 Description du processus utilisé dans le trigger taux de comptage. 68
2.14 Motif du masque d'ECLAIRs $M_{\rm phys}$ (à gauche) et son redimensionnement pour la déconvolution M (à droite). 71
2.15 Schéma de l'ancienne architecture électrique d'ECLAIRs (jusqu'en 2014), employant 3 boîtiers distincts : l'UGD pour la gestion des détecteurs, le FCU pour le dialogue avec la partie chinoise et l'UTS pour le trigger et l'acquisition des données. Ce schéma détaille aussi l'architecture matérielle interne de l'UTS (Schanne & Le Provost, 2010). 73
2.16 Architecture électrique de l'UGTS d'ECLAIRs,(Schanne et al., 2016) 74

3.1 Spectre du bruit de fond diffus cosmique X mesuré et modélisé à partir des observations (Sizun, 2011). 78
3.2 Spectre du bruit de fond diffus cosmique X mesuré par ECLAIRs. En noir, la courbe attendue si la mesure de l'énergie des photons par l'instrument était parfaite et en rouge la courbe dégradée en prenant en compte les performances de l'instrument pour la résolution. Le temps d'exposition est de 45 min. Courbe tirée de Sizun (2011). 79
3.3 Nombre de coups enregistrés sur l'instrument GBM de *Fermi* en fonction du temps en heures dans différentes bandes d'énergie : 101-295 keV (bleue), 295-540 keV (vert) et 540-962 keV (rouge). 82

3.4 Nombre de coups enregistrés sur l'instrument BAT de la mission *Swift* (pas de temps 1 s) en fonction du temps (en heures) pour différentes bandes d'énergie (15-25, 25-50, 50-100 et 100-350 keV) et modélisation de la rigidité magnétique (en vert). On note qu'un sursaut est présent dans le champ de vue entre la 197ème et la 198ème heure. 83
3.5 Profil de l'anomalie sud-atlantique observé à partir des données de l'instrument BAT à bord de *Swift* (pas de temps utilisé 1 s). 83
3.6 À gauche : nombre de coups enregistrés sur l'instrument BAT de la mission *Swift* en fonction du temps (en secondes) dans la bande d'énergie 15-150 keV. Les taux très élevés correspondent au moment où le satellite est dans la zone SAA. À droite : histogramme du temps de montée du nombre de coups enregistrés sur le détecteur en entrée de SAA obtenu à partir des données de *Swift* lorsque le niveau du taux de comptage est multiplié par 3. 84
3.7 À gauche : taux de comptage du bruit de fond sur le détecteur d'ECLAIRs, obtenu avec la simulation CxgSim, qui prend en compte le CXB et le passage de la Terre dans le champ de vue. À droite : masquage d'une partie du champ de vue d'ECLAIRs par la Terre dans l'intervalle 500-560 secondes de la simulation précédente. La grille appliquée est une matrice de 200x200 pixels du ciel. 85
3.8 À gauche : matrice des coups enregistrés sur le plan détecteur lorsque la Terre masque une partie du champ de vue d'ECLAIRs dans l'intervalle 500-560 secondes de la simulation précédente (figure 3.7). À droite : matrice des coups après correction de l'effet Terre. L'étape suivante consistera à déconvoluer cette image avec le motif du masque pour obtenir l'image du ciel. 86
3.9 Les différentes composantes du bruit de fond et le bruit de fond total attendu dans l'instrument ECLAIRs suivant la position de la Terre par rapport au champ de vue (Zhao et al., 2012). 88

4.1 Ajustement du niveau du bruit de fond sur les données BATSE, sursaut 910425 Trigger 110. On peut remarquer que le pas de temps de la courbe de lumière est variable : avant le T_0, on a une résolution de 1.28 s alors qu'après on a une résolution meilleure de 64 ms. 96
4.2 Influence du seuil utilisé lors de la soustraction du modèle du bruit de fond sur le profil de la courbe de lumière du sursaut. 97
4.3 T_{90} calculé sur la durée de l'analyse temporelle des données BAT, soit 600 secondes et comparaison avec celui publié dans Sakamoto et al. (2011). 99
4.4 Courbes de lumière des deux sursauts dont le T_{90} calculé présente le plus d'écart avec celui publié dans Sakamoto et al. (2011). 100
4.5 Sursauts BAT simulés dans la bande d'énergie d'ECLAIRs à partir de deux représentations spectrales, l'une de *Swift*-Sakamoto (modèle PLAW) et l'autre de GBM-Heussaff (modèle COMP). À gauche : Nombre de coups total attendu dans la bande d'énergie d'ECLAIRs pour chaque sursaut issu des catalogues (S) et (S-FW). À droite : Exemple d'un sursaut BAT GRB061110B simulé suivant les deux représentations (pas de temps 500 ms). 108
4.6 Transformation de la courbe de lumière d'un sursaut *Fermi* (GRB090102122, $z_0 = 1.547$) à différents décalages vers le rouge dans la bande d'énergie [8-1000] keV. 109
4.7 Transformation du spectre d'un sursaut *Fermi* (GRB090102122, $z_0 = 1.547$) à différents décalages vers le rouge. Les pointillés correspondent à la partie qui a été extrapolée. 110
4.8 Distribution de la durée du sursaut T_{90} (s) pour les différents catalogues utilisés dans notre étude. 111

4.9 Distribution cumulative de l'indicateur de variabilité pour les différents catalogues utilisés dans notre étude. 113
4.10 Distribution (à gauche) et distribtion cumulative (à droite) de l'indice spectral à basse énergie pour les différents catalogues utilisés dans notre étude. 114
4.11 Distribution (à gauche) et distribution cumulative (à droite) du E_{peak} issu de l'ajustement du meilleur modèle spectral pour les différents catalogues utilisés dans notre étude. 115
4.12 Distribution (à gauche) et distribution cumulative (à droite) de la fluence issue de l'ajustement du meilleur modèle spectral dans la bande d'énergie des instruments de départ pour les différents catalogues utilisés dans notre étude. 116
4.13 Distribution (à gauche) et distribution cumulative (à droite) du *redshift* pour les différents catalogues utilisés dans notre étude. 117
4.14 Distribution normalisée de la luminosité bolométrique dans le référentiel de la source selon le modèle de population. 120
4.15 En haut : Comparaison entre la distribution intrinsèque de la durée du sursaut dans le modèle de population de Lien et al. (2014) (en bleu) et la distribution observée telle qu'obtenu avec le catalogue BAT. En vert la distribution intrinsèque, et en bleu celle du catalogue BAT. En bas : Distribution du E_{peak} selon le modèle de population et selon le catalogue BAT. 122
4.16 Distribution de la fluence du sursaut gamma selon le modèle de population et selon le catalogue BAT. 123
4.17 Diagramme Dureté-Durée des sursauts créés à partir de catalogues existants et du modèle de population (Lien et al., 2014). 123

5.1 Génération de données photons du spectre et de la courbe de lumière d'un sursaut. 130
5.2 Présentation des méthodes de simulations. 133
5.3 PSLE vs SNR et résultat de l'ajustement du modèle de l'équation 5.9 à partir des simulations de performance de localisation pour la première alerte (mauve) et pour l'alerte où le niveau de confiance est maximal (bleu) et en utilisant les catalogues de sursauts GBM et BATSE. 135

6.1 Distribution du rapport signal sur bruit (SNR dans l'image) du trigger taux de comptage (noté « Otsigm_ct », en pointillé) et trigger image (noté « Otsigm_img », en trait plein) au niveau de l'alerte qui maximise le rapport signal sur bruit pour la population BATSE (en bleu) et *Swift* (en rouge). 139
6.2 Distribution du rapport signal sur bruit (SNR dans l'image) du trigger taux de comptage et trigger image de trois sursauts BATSE dont la liste de photons a été générée 20 fois en changeant à chaque réalisation la loi de probabilité des énergies des photons (voir texte). 140
6.3 Exemple GRB000101_7929 : courbe de lumière dans la bande d'énergie d'ECLAIRs, obtenue avec un seuil à 3.5 σ puis à 0 σ pour la suppression du bruit de fond. . . 141
6.4 Distribution du rapport signal sur bruit (SNR) du trigger taux de comptage et image de deux sursauts BATSE dont la liste de photons a été générée 20 fois et dont on a extrait le profil de la courbe de lumière en supprimant le bruit de fond avec un seuil fixé à $0\,\sigma$ et $3.5\,\sigma$ (méthode dynamique). 142
6.5 Distribution du rapport signal sur bruit (SNR) de deux sursauts BATSE dont la liste de photons a été générée 20 fois avec les mêmes paramètres spectraux et le même profil temporel à une position donnée dans le champ de vue (méthode dynamique). 142

6.6 Efficacité de détection de trois sursauts gamma BATSE en fonction du nombre de tirages de leur position dans le champ de vue pour la méthode dynamique. Les lignes vertes correspondent à la valeur moyenne (trait plein) sur 1500 positions et son incertitude associée (trait pointillé, calculé par $\epsilon_{\mathrm{GRB,1500pos}}/\sqrt{1500}$). . . . 143
6.7 Comparaison de la probabilité de détection de chaque sursaut pour les différents catalogues en utilisant les résultats de la méthode statique et dynamique 146
6.8 Efficacité de détection des méthodes dynamiques suivant plusieurs catalogues en fonction du seuil en imagerie (on a pris le meilleur déclenchement entre le trigger image et taux de comptage) obtenue avec l'approche dynamique. 150
6.9 Efficacité de détection des méthodes dynamiques suivant plusieurs catalogues en fonction du seuil en imagerie (SNR) pour le trigger taux et comptage et le trigger image séparément (approche dynamique). 151
6.10 Efficacité de détection des algorithmes pour le modèle de population en fonction du seuil SNR image obtenu pour trigger taux de comptage, image ou pour le meilleur des deux (approche dynamique). 152
6.11 Efficacité de détection d'ECLAIRs en fonction du seuil bas en énergie (en keV) au niveau du seuil d'alerte fixé à 6.5 σ. Ce travail a été réalisé avec l'approche statique. 154
6.12 Histogramme des bandes d'énergies de la première alerte du trigger (Festrip) taux de comptage (à gauche) et pour celle où le niveau de confiance (Oestrip, à droite) est optimale pour les différents catalogues. La légende AMY représente le modèle de population. 155
6.13 Histogramme des différentes zones utilisées pour la première alerte (à gauche) envoyée par le trigger taux de comptage et pour celle où le niveau de confiance est optimale (à droite) suivant les différents catalogues. Sur l'axe des abscisses est indiqué le numéro de la zone considéré : les quatre premiers numéros correspondent au quarts de détecteur, les quatre suivantes aux moitiés et la dernière au détecteur total. 156
6.14 Histogramme des échelles de temps utilisées pour la première alerte (Fscale) du trigger taux de comptage et pour l'alerte dont le rapport signal sur bruit dans l'imagerie est optimal (noté Oscale) suivant les catalogues de sursauts *Fermi* et *Swift*. 157
6.15 Délai de détection entre le début du sursaut et la première alerte (trait plein, noté « Ftnow ») ou l'alerte optimale (pointillé, noté « Otnow ») après déclenchement du trigger taux de comptage suivant les catalogues sursauts BATSE (bleu) et *Swift* (rouge). À ce délai, il faut ajouter le temps de calcul mis pour localiser l'image, de 2.5 secondes. 158
6.16 Histogramme cumulatif de la fraction de sursauts de type *Fermi*, dont la précision de localisation est obtenue ; à partir de simulations dynamiques de performance : résultats du taux de comptage (rouge et bleu) ou du trigger image (mauve et verte).160
6.17 Schémas représentant l'erreur de localisation maximale des sursauts détectés par ECLAIRs par rapport au champ de vue carré du télescope embarqué VT de la mission *SVOM*. 161
6.18 Diagramme $\log N - \log P$: Distribution cumulative du nombre de sursauts BATSE en fonction de leur flux au pic pour différents échantillons : Goldstein et al. (2013) en rouge, Kommers et al. (2000) en bleu et Stern et al. (2002). À titre de comparaison, la courbe $\log N - \log P$ GBM obtenue à partir du catalogue Gruber et al. (2014) est représentée en vert. Au delà d'un flux au pic de $0.7\,\mathrm{ph/cm^2/s}$, les courbes de BATSE et *Fermi* sont confondues. 165

6.19 Diagramme $\log N - \log P$: Distribution cumulative du nombre de sursauts BATSE en fonction de leur flux au pic en utilisant l'approche de Stern et al. (2002) en noir, et résultat de la normalisation pour ECLAIRs en cyan (dans la bande [50-300] keV) et magenta (dans la bande [4-120] keV) suivant le modèle statique. 173
6.20 Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* suivant leur durée mesurée par l'indicateur T_{90} en secondes. En haut : pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. . . . 174
6.21 Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* suivant leur durée mesurée par l'indicateur T_{90} en secondes. En haut : pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. . . . 175
6.22 Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* en fonction de l'indice spectral à basse énergie. En haut : pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 176
6.23 Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* en fonction de l'indice spectral à basse énergie. En haut : pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 177
6.24 Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* en fonction du pic du spectre E_{peak}. En haut : pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 178
6.25 Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* en fonction du pic du spectre E_{peak}. En haut : pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 179
6.26 Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* en fonction du flux au pic du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. En haut : pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 180
6.27 Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* en fonction du flux au pic du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. En haut : pondérées par l'efficacité de détection $\epsilon_{\rm GRB}$ (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 181

6.28 Distributions des sursauts détectés de type *Fermi* et *Swift* en fonction de la fluence du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 182
6.29 Distributions des sursauts détectés de type BATSE et *HETE-2* en fonction de la fluence du sursaut dans la bande d'énergie d'ECLAIRs. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 183
6.30 Distribution des sursauts détectés de type *Swift* en fonction du *redshift*. En haut : pondérées par l'efficacité de détection ϵ_{GRB} (en rouge), l'efficacité de détection du trigger taux de comptage (en vert) et l'efficacité du trigger image (magenta). En bas : écart entre la distribution initiale et celle détectée par le trigger taux de comptage et le trigger image. 184
6.31 En haut : échantillon total des sursauts des différentes bases de données (code couleur) en fonction d'une caractéristique temporelle (T_{90}) et spectrale (E_{peak}). En bas : Probabilité de détection des sursauts par l'instrument ECLAIRs (code couleur). 185

7.1 Exemple de l'analyse d'une série temporelle pour la recherche de points de ruptures. 189
7.2 Exemple d'un signal ayant des points de ruptures. La courbe noire représente le signal brut X_t, la courbe verte le bruit de fond b_t variable. En rouge, cela présente le résidu des variations du bruit de fond. 190
7.3 Estimation du niveau du bruit de fond suivant deux méthodes : ajustement d'un polynôme sur la durée du signal (3500 secondes) (rouge) et lissage exponentiel (bleu ciel). 192
7.4 Les différentes étapes de la méthode *WBS*. Lors des étapes 1 à 5, on détermine les points de rupture de manière itérative en calculant $|\tilde{X}^u_{s_m,e_m}|_{u\in[s_m,e_m]}$. Ici M=1. Si les valeurs dépassent le seuil ζ_T, alors les points de ruptures candidats sont conservés (en vert) tandis que les autres sont éliminés (en rouge). L'étape 4 montre l'ensemble des points de rupture détectés. À l'étape 5, on montre l'intervalle de temps le plus significatif et la valeur de S. 194
7.5 Caractéristiques (durée du sursaut, Epeak) des sursauts détectés de la base de donnée BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3, par les différents algorithmes : les méthodes standard, la méthode de segmentation binaire (notée WBS) pour un degré de probabilité de détection de $\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.5$ et pour un seuil de détection de $N_A = 8.5$. 197
7.6 Caractéristiques (flux et fluence dans la bande d'énergie d'ECLAIRs) des sursauts détectés de la base de donnée BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3, par les différents algorithmes : les méthodes standard, la méthode de segmentation binaire (notée WBS) pour un degré de probabilité de détection de $\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.5$ et pour un seuil de détection de $N_A = 8.5$. 198
7.7 Même figure que celle de 7.6 mais zoomer sur les faibles fluences et les faibles flux. 199
7.8 Courbes de lumière des données GBM (sept 2008) pour différents détecteurs obtenues par sommation des canaux en énergie de 0 à 5, pour une résolution de 256 ms. En rouge, est représentée l'évaluation de la tendance du bruit de fond à l'aide d'un polynôme d'ordre 2 (*polyfitting*) et en cyan, avec la méthode de médiane glissante (*smoothing median*). 201

7.9 Estimation du niveau du bruit de fond suivant deux méthodes : ajustement d'un polynôme d'ordre 3 (rouge) et lissage exponentiel (bleu ciel). À gauche, on a ajusté les paramètres du polynôme sur la durée du signal (3500 secondes) tandis qu'à droite, les paramètres sont ajustés toutes les 40 secondes. 202
7.10 Courbe de lumière des données GBM du détecteur n_3 dans un canal d'énergie de 1 à 5 et pour une résolution temporelle de 256 ms (en bleu). En rouge, il s'agit des points de rupture détectés. 203
7.11 Lissage du taux de comptage enregistré par GBM suivant différentes échelles de temps L afin de faire ressortir le signal. 204
7.12 Courbe de lumière des données GBM (sept 2008) du détecteur « n0 » obtenu par sommation des canaux en énergie de 1 à 5, pour une résolution temporelle de 256 ms. Un autre exemple du taux de comptage enregistré par GBM et suivant plusieurs canaux en énergie est montré sur la figure 3.3. 207
7.13 Les différentes étapes de la méthode *GRAD*. La première figure représente le signal X_t. Le signal à détecter est composé de trois pics et est situé entre 20 et 60 secondes. La deuxième figure représente le même signal X_t mais avec une résolution dégradée d'un facteur 2 (on a rassemblé les bins deux à deux et on a évalué la moyenne). La troisième et la quatrième figures montrent les gradients respectifs associés (dans la suite de la méthode, on considérera leur valeur absolue). La cinquième et la sixième figures représentent les régions d'intérêt temporelles sélectionnées (en vert) à partir du classement des valeurs du gradient selon la procédure de la section 7.3.2. Ce sont sur ces intervalles que l'on formera l'image. 214
7.14 Caractéristiques (durée du sursaut, Epeak) des sursauts détectés d'une population synthétique issue de BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3, par les différents algorithmes : les méthodes standard (nommées triggers), la méthode du gradient (*GRAD*) pour un degré de probabilité de détection de $\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.5$ et pour un seuil de détection de $N_A = 8.5$. 221
7.15 Caractéristiques (flux et fluence dans la bande d'énergie d'ECLAIRs) des sursauts détectés d'une population synthétique issue de BATSE, dont le flux de chaque sursaut a été réduit d'un facteur 3, par les différents algorithmes : les méthodes standard (nommées triggers), la méthode du gradient (*GRAD*) pour un degré de probabilité de détection de $\epsilon_{\mathrm{GRB}} = 0.5$ et pour un seuil de détection de $N_A = 8.5$. 222
7.16 Courbe de lumière d'une source transitoire détectée (GRB080906A) par la méthode *WBSB* le 6/09/2008 à 13 :29 :53. 224
7.17 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080901) détectée par la méthode *WBSB* le 1/09/2008 à 6 :57 :49. 225
7.18 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080918) détectée par la méthode *WBSB* le 18/09/2008 à 9 :57 :37. 226
7.19 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080929) détectée par la méthode *WBSB* le 29/09/2008 à 11 :37 :23. 227
7.20 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080905) détectée par la méthode *WBSB* le 05/09/2008 à 13 :51 :08. 228
7.21 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080916) détectée par la méthode *WBSB* le 16/09/2008 à 16 :23 :08. 229
7.22 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080919) détectée par la méthode *WBSB* le 19/09/2008 à 7 :41 :33. 230
7.23 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO080904) détectée par la méthode *WBSB* le 04/09/2008 à 10 :42 :11. 231
7.24 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO0300930) détectée par la méthode *WBSB* le 30/09/2008 à 19 :12 :16. 232

7.25 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO150914A) détectée par la méthode *WBSB* le 14/09/2015 à 6 :49 :46. 233
7.26 Courbe de lumière d'une source transitoire (BO150914B) détectée par la méthode *WBSB* le 14/09/2015 à 13 :43 :15. 234

Bibliographie

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

Abbott, B., et al. 2016a, Physical Review Letter, 116, 6

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016b, ApJL, 826, L13

Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2013, ApJS, 209, 11

Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2014, Science, 343, 42

Actis, M., Agnetta, G., Aharonian, F., et al. 2011, Experimental Astronomy, 32, 193

Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, A&A, 390, 81

Antier, S., Schanne, S., Cordier, B., et al. 2015, ArXiv e-prints, arXiv :1508.05505

Atteia, J.-L., Barat, C., Hurley, K., et al. 1987, ApJS, 64, 305

Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, ApJ, 697, 1071

Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, ApJ, 413, 281

Barthelmy, S. D., Cline, T. L., Gehrels, N., et al. 1994, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 307, Gamma-Ray Bursts, ed. G. J. Fishman, 643

Belczynski, K., Perna, R., Bulik, T., et al. 2006, ApJ, 648, 1110

Berger, E., Cenko, S. B., Fox, D. B., & Cucchiara, A. 2009, ApJ, 704, 877

Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, AJ, 123, 1111

Braun, R., Bourke, T., Green, J. A., Keane, E., & Wagg, J. 2015, Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14), 174

Cash, W. 1979, ApJ, 228, 939

Christensen, L., Hjorth, J., & Gorosabel, J. 2004, A&A, 425, 913

Churazov, E., Sazonov, S., Sunyaev, R., & Revnivtsev, M. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints, astro-ph/0608252

Collazzi, A. C., Schaefer, B. E., Goldstein, A., & Preece, R. D. 2012, ApJ, 747, 39

Connaughton, V., Burns, E., Goldstein, A., et al. 2016, ApJL, 826, L6

Cordier, B., Desclaux, F., Foliard, J., & Schanne, S. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1000, American Institute of Physics Conference Series, ed. M. Galassi, D. Palmer, & E. Fenimore, 585–588

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., Levan, A. J., Fox, D. B., et al. 2011, ApJ, 736, 7

Daigne, F. 2011, Some notes on the field of view on ECLAIRs, Tech. rep.

Daigne, F., Cordier, B., Antier, S., & Lachaud, C. 2016, SVOM in the multi-messenger area, Tech. rep.

Daigne, F., & Mochkovitch, R. 1998, MNRAS, 296, 275

Daigne, F., Rossi, E. M., & Mochkovitch, R. 2006, MNRAS, 372, 1034

D'Avanzo, P., Salvaterra, R., Bernardini, M. G., et al. 2014, MNRAS, 442, 2342

Einstein, A. 1915, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), Seite 844-847.

Fishman, G. J. 1995, Publications of the ASP, 107, 1145

Fox, D. W., Price, P. A., Soderberg, A. M., et al. 2003, ApJL, 586, L5

Fritz, A., Cucchiara, A., Levan, A. J., et al. 2011, Social Studies of Science

Fruchter, A. S., Levan, A. J., Strolger, L., et al. 2006, Nature, 441, 463

Fryzlewicz, P. 2014, ArXiv e-prints, arXiv :1411.0858

Galama, T. J., Groot, P. J., van Paradijs, J., et al. 1998, ApJL, 497, L13

Gehrels, N., & Cannizzo, J. K. 2015, Journal of High Energy Astrophysics, 7, 2

Gehrels, N., & Razzaque, S. 2013, Frontiers of Physics, 8, 661

Gehrels, N., Sarazin, C. L., O'Brien, P. T., et al. 2005, Nature, 437, 851

Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007, MNRAS, 381, 732

Giannios, D. 2008, A&A, 480, 305

Goldstein, A., Preece, R. D., & Briggs, M. S. 2010, ApJ, 721, 1329

Goldstein, A., Preece, R. D., Mallozzi, R. S., et al. 2013, ApJS, 208, 21

Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L223

Götz, D., Laurent, P., Antier, S., et al. 2014, MNRAS, 444, 2776

Granot, J., & Königl, A. 2003, ApJL, 594, L83

Gros, A. 2014, ECLAIRs : Geometry, Deconvolution and PSLE, Tech. rep.

Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle-Bel, M., et al. 2003, A&A, 411, L179

Gros, A., Lachaud, C., & Triou, H. 2016a, Etude des effets de non-alignements et déformations présents dans le système masque-détecteur d'ECLAIRs, Tech. rep.

Gros, A., et al. 2016b, ECLAIRs : efficiency vs sources in FOV, Tech. rep.

Gruber, D., Goldstein, A., Weller von Ahlefeld, V., et al. 2014, ApJS, 211, 12

Gruber, D. E., Matteson, J. L., Peterson, L. E., & Jung, G. V. 1999, ApJ, 520, 124

Hascoët, R., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2013, A&A, 551, A124

Heise, J., Zand, J. I., Kippen, R. M., & Woods, P. M. 2001, in Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era, ed. E. Costa, F. Frontera, & J. Hjorth, 16

Heussaff, V. 2015, Etude d'un probleme lie a l'utilisation des sursauts gamma comme sondes cosmologiques a grand redshift : la fiabilite des relations de standardisation

Hjorth, J., & Bloom, J. S. 2012, The Gamma-Ray Burst - Supernova Connection, 169–190

Hu, Y.-D., Liang, E.-W., Xi, S.-Q., et al. 2014, ApJ, 789, 145

Ivezic, Z., et al. 2014, arXiv

Jenke, P. A., Linares, M., Connaughton, V., et al. 2016, ArXiv e-prints, arXiv :1603.09697

Kaneko, Y., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2006, ApJS, 166, 298

Keek, L., & in't Zand, J. J. M. 2008, in Proceedings of the 7th INTEGRAL Workshop, 32

Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, ApJL, 182, L85

Kommers, J. M., Lewin, W. H. G., Kouveliotou, C., et al. 2000, ArXiv Astrophysics e-prints, astro-ph/0012519

Lachaud, C., Gros, A., & Schanne, S. 2011, On ECLAIRs mask pixel size and increase of number of slewed GRBs, Tech. rep.

Le Provost, H., Schanne, S., Flouzat, C., et al. 2014, ArXiv e-prints, arXiv :1412.0481

Li, L.-X., & Paczyński, B. 1998, ApJL, 507, L59

Lien, A., Sakamoto, T., Gehrels, N., et al. 2014, ApJ, 783, 24

Lien, A., Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., et al. 2016, ApJ, 829, 7

Lyubarsky, Y. E. 2005, MNRAS, 358, 113

Massaro, F., Grindlay, J. E., & Paggi, A. 2010, ApJL, 714, L299

Mazets, E. P. 1985, International Cosmic Ray Conference, 9

McLean, K. M., Fenimore, E. E., Palmer, D., et al. 2004, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 727, Gamma-Ray Bursts : 30 Years of Discovery, ed. E. Fenimore & M. Galassi, 667–670

Mereghetti, S., Götz, D., Borkowski, J., Walter, R., & Pedersen, H. 2003, A&A, 411, L291

Mészáros, P., & Rees, M. J. 1997, ApJ, 476, 232

Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., et al. 1997, Nature, 387, 878

Morand, V. e. a. 2016, Simulations de la mission SVOM via le logiciel SPARE, Tech. rep.

Moretti, A. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1126, American Institute of Physics Conference Series, ed. J. Rodriguez & P. Ferrando, 223–226

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

Nakar, E., & Piran, T. 2005, MNRAS, 360, L73

Narayana Bhat, P., Meegan, C. A., von Kienlin, A., et al. 2016, ApJS, 223, 28

Nasser, G. 2015, Characterizing the detection modules paving the ECLAIRs X/Gamma camera for the SVOM mission

Nasser, G., Godet, O., Atteia, J.-L., et al. 2014, in Proceedings SPIE, Vol. 9144, Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray, 91443X

Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, ApJ, 642, 389

Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, ApJS, 122, 465

Palmerio, J. 2018, Gamma-ray bursts as a tool for cosmology : population models and host galaxies

Parizot, E. 2014, Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 256, 197

Pélangeon, A., Atteia, J.-L., Nakagawa, Y. E., et al. 2008, A&A, 491, 157

Perna, R., & Belczynski, K. 2002, ApJ, 570, 252

Perrin, D., & Sidman, E. 2004, A classification algorithm for the glast burst monitor, Tech. rep.

Peyrard, P.-F., Beutier, T., Serres, O., et al. 2004, in ESA Special Publication, Vol. 536, ESA Special Publication, 639

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

Piran, T., Shemi, A., & Narayan, R. 1993, MNRAS, 263, 861

Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014, A&A, 571, A16

Ryde, F. 1999, Astrophysical Letters and Communications, 39, 281

Sakamoto, T., Lamb, D. Q., Graziani, C., et al. 2004, ApJ, 602, 875

Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2011, ApJS, 195, 2

Salvaterra, R., Campana, S., Covino, S., et al. 2013, ArXiv e-prints, arXiv :1309.2298

Sari, R. 1998, ApJL, 494, L49

Sauvageon, A. 2009, Count rates and spectra from simulation, Tech. rep.

Savaglio, S., Glazebrook, K., & Le Borgne, D. 2009, ApJ, 691, 182

Sazonov, S., Churazov, E., Sunyaev, R., & Revnivtsev, M. 2007, MNRAS, 377, 1726

Schanne, S., Cordier, B., Atteia, J.-L., et al. 2015, ArXiv e-prints, arXiv :1508.05851

Schanne, S., & Le Provost, H. 2010, ECLAIRs Technical Design Report : UTS design and justification, Tech. rep.

Schanne, S., Le Provost, H., Kestener, P., et al. 2014, ArXiv e-prints, arXiv :1411.7810

Schanne, S., et al. 2016, UGTS Application Layer architecture, Tech. rep.

Schneid, E. J., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E., et al. 1992, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 265, American Institute of Physics Conference Series, ed. W. S. Paciesas & G. J. Fishman, 38–42

Sizun, P. 2011, Synthesis of ECLAIRs Geant4 Simulations, Tech. rep.

Skinner, G. K. 2008, Applied Optics, 47, 2739

Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, A&A, 369, 694

Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M., et al. 2003, ApJL, 591, L17

Stern, B. E., Tikhomirova, Y., Kompaneets, D., & Svensson, R. 2002, in The Ninth Marcel Grossmann Meeting, ed. V. G. Gurzadyan, R. T. Jantzen, & R. Ruffini, 2440–2441

Taylor, J. H., & Weisberg, J. M. 1982, ApJ, 253, 908

Uhm, Z. L., & Beloborodov, A. M. 2007, ApJL, 665, L93

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

von Kienlin, A., Meegan, C. A., Paciesas, W. S., et al. 2014, ApJS, 211, 13

Wanderman, D., & Piran, T. 2010, MNRAS, 406, 1944

Watson, D., Hjorth, J., Levan, A., et al. 2004, ApJL, 605, L101

Wei, J., Cordier, B., Antier, S., et al. 2016, ArXiv e-prints, arXiv :1610.06892

Yonetoku, D., Murakami, T., Nakamura, T., et al. 2004, ApJ, 609, 935

Zhao, D., Cordier, B., Sizun, P., et al. 2012, Experimental Astronomy, 34, 705

Zhao, D.-H., Wu, B.-B., Song, L.-M., et al. 2013, Research in Astronomy and Astrophysics, 13, 1381

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

Titre : La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM

Mots clefs : astronomie gamma, sursauts gamma, instrumentation spatiale, détection en temps-réel

Résumé : Les sursauts gamma sont des événements fascinants de par leur origine longtemps restée mystérieuse, leur apparition imprévisible dans le ciel, et la formidable énergie qu'ils libèrent sous forme de bouffées de rayonnement gamma. Découverts fortuitement au début des années 1970, ils se traduisent par un intense flash de rayons gamma de brève durée (de quelques ms à quelques min), appelé émission prompte, suivi d'une émission longue, appelée rémanence, qui décroît rapidement, en émettant depuis les rayons X jusqu'au domaine radio. L'origine des sursauts gamma est encore largement discutée mais ces phénomènes extrêmes sont très vraisemblablement associés à la formation de nouveaux trous noirs stellaires. Mon sujet de thèse se situe au cœur de la mission sino-française SVOM dont le lancement du satellite est prévu en 2021, qui scrutera le ciel pour observer les sursauts avec une précision inégalée, associant observations spatiales et terrestres. Mon travail concerne l'instrument principal de la mission, le télescope spatial ECLAIRs. Il s'agit d'une caméra à masque codé sensible aux rayons X et gamma de basse énergie, en charge de la détection et de la localisation de l'émission prompte des sursauts. Durant mon travail de thèse, j'ai travaillé sur les performances scientifiques de l'instrument ECLAIRs et j'ai en particulier estimé le nombre de sursauts qui seront détectés et leurs caractéristiques. Pour cela, j'ai mis en place des simulations de performances utilisant les prototypes des algorithmes de détection embarqués combinés au modèle de l'instrument ECLAIRs. Les données en entrée des simulations comportent un bruit de fond simulé, et une population synthétique de sursauts gamma générée à partir de catalogues existants issus des observations des missions antérieures (CGRO, HETE-2, Swift et Fermi). Mon étude a permis d'estimer finement l'efficacité de détection d'ECLAIRs et prédit un taux de sursauts attendu par ECLAIRs entre 40 et 70 sursauts par an. Par ailleurs, mon travail a montré qu'ECLAIRs sera particulièrement sensible à une population de sursauts très riches en rayons X, population encore mal connue. Ma thèse présente plusieurs autres études complémentaires portant sur la performance de localisation, le taux de fausses alertes et les caractéristiques des déclenchements des algorithmes. Enfin, j'ai proposé deux nouvelles méthodes originales de détection de sursauts dont les résultats préliminaires présentés dans ma thèse sont très encourageants. Ils montrent que la sensibilité d'ECLAIRs aux sursauts courts (population d'intérêt particulier en raison de son lien attendu avec les ondes gravitationnelles) peut être encore améliorée.

Title : Detection of Gamma-Ray Bursts with the ECLAIRs instrument onboard the space mission SVOM

Keywords : gamma-ray astronomy, gamma-ray bursts, space instrumentation, real-time analysis

Abstract : Discovered in the early 1970s, gamma-ray bursts (GRBs) are amazing cosmic phenomena appearing randomly on the sky and releasing large amounts of energy mainly through gamma-ray emission. Although their origin is still under debate, they are believed to be produced by some of the most violent explosions in the Universe leading to the formation of stellar black-holes. GRBs are detected by their prompt emission, an intense short burst of gamma-rays (from a few millisecondes to few minutes), and are followed by a lived-afterglow emission observed on longer timescales from the X-ray to the radio domain. My thesis participates to the developement of the SVOM mission, which a Chinese-French mission to be launched in 2021, devoted to the study of GRBs and involving space and ground instruments. My work is focussed on the main instrument ECLAIRs, a hard X-ray coded mask imaging camera, in charge of the near real-time detection and localization of the prompt emission of GRBs. During my thesis, I studied the scientific performances of ECLAIRs and in particular the number of GRBs expected to be detected by ECLAIRs and their characteristics. For this purpose, I performed simulations using the prototypes of the embedded trigger algorithms combined with the model of the ECLAIRs instrument. The input data of the simulations include a background model and a synthetic population of gamma-ray bursts generated from existing catalogs (CGRO, HETE-2, Fermi and Swift). As a result, I estimated precisely the ECLAIRs detection efficiency of the algorithms and I predicted the number of GRBs to be detected by ECLAIRs : 40 to 70 GRBs per year. Moreover, the study highlighted that ECLAIRs will be particularly sensitive to the X-ray rich GRB population. My thesis provided additional studies about the localization performance, the rate of false alarm and the characteristics of the triggers of the algorithms. Finally, I also proposed two new methods for the detection of GRBs. The preliminary results were very promising and demonstrate that the sensitivity of ECLAIRs to the short GRBs (an interesting population due to the predicted association with gravitational waves) could be improved further.

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