



HAL
open science

Les systèmes binaires compacts comme sources de multimessagers : taux, distribution, émissions

Karelle Siellez

► **To cite this version:**

Karelle Siellez. Les systèmes binaires compacts comme sources de multimessagers : taux, distribution, émissions. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Nice Sophia Antipolis, 2015. Français. NNT : 2015NICE4055 . tel-03202817

HAL Id: tel-03202817

<https://theses.hal.science/tel-03202817>

Submitted on 20 Apr 2021

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.

UNIVERSITÉ NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR Sciences
ECOLE DOCTORALE SCIENCES FONDAMENTALES APPLIQUÉES

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'UNIVERSITÉ Nice-Sophia Antipolis

Spécialité Sciences de la Planète et de l'Univers

présentée et soutenue le 7 septembre 2015 à l'Observatoire de la Côte d'Azur par

Karelle Siellez

Les systèmes binaires compacts comme sources de multimessagers : taux, distribution, émissions

Thèse dirigée par **Michel Boër**

Jury

| | | |
|---------------------|--------------------------------------|---------------------------|
| Michel Boër | Directeur de Recherche au CNRS, Nice | Directeur de thèse |
| Valerie Connaughton | Chercheur Principal, Huntsville | Rapporteur |
| Natalie Webb | Astronome Adjoint, Toulouse | Rapporteur |
| Laura Cadonati | Professeur, Atlanta | Examineur |
| Bruce Gendre | Professeur Assistant, Îles Vierges | Examineur |
| Mariane Faurobert | Professeur, Nice | Examineur |
| Tania Regimbau | Chargé de recherche au CNRS, Nice | Examineur |
| Fulvio Ricci | Professeur, Rome | Examineur |

*A ma mère,
et à toutes ces femmes qui souvent restent dans l'ombre et que l'histoire oublie.*

Quand je désespère du monde et que,
dans la crainte de ce que pourrait être ma vie et celle de mes enfants,
Je m'éveille la nuit au moindre bruit,
Je sors et vais m'allonger là où le canard carolin
Repose sur l'eau dans toute sa beauté
Et où le héron argenté vient manger.
Alors, je retrouve la paix des créatures sauvages,
qui ne rendent pas la vie plus pesante
en anticipant le chagrin à venir.
Je retrouve la présence de l'eau immobile
Et sens au-dessus de moi les étoiles, aveugles diurnes,
Qui attendent, avec leur lumière.
Je repose un moment dans la grâce du monde
Et je suis libre.

Wendell Berry, *The Peace of Wild Things*



Remerciements

Cette thèse est l'aboutissement de 3 ans de travail auprès de mon directeur Michel Boër. Je tiens sincèrement à le remercier pour la confiance qu'il m'a accordé et le soutien qu'il m'a apporté. Aux côtés de Michel, il y a mes deux guides : Tania Regimbau et Bruce Gendre qui m'ont soutenu tout au long de ces trois années. Tania est patiente et pleine de ressources, j'admire ses idées scientifiques qui semblent pleuvoir et je la remercie pour ses longues discussions sur le passé, le présent et l'avenir. Bruce est le maître incontesté du XSPEC et je salue ses explications qui m'ont éclairé par temps sombres. J'espère de tout coeur pouvoir à l'avenir continuer à collaborer avec cette équipe.

Mon jury de thèse a répondu présent et je l'en remercie : Valérie Connaughton pour ses discussions scientifiques passionnantes et ses commentaires motivants, et Natalie Webb. Mariane Faurobert, pour le temps accordé à réviser ce manuscrit et pour avoir accepté d'être la présidente, Fulvio Ricci pour ses conseils avisés et enfin Laura Cadonati, ma future directrice de recherche postdoctorale qui m'a accordé sa confiance et avec qui j'ai hâte de travailler. Je remercie aussi les directeurs de l'OCA et d'ARTEMIS : Farrokh Vakili et Nary Man, pour tous ces bons moments partagés ensemble. Enfin je remercie mes collègues de bureau : Onelda, Husne, Duncan et Guillaume et des bureaux alentours pour les cafés passés à discuter ensemble!

Je tiens aussi à remercier mes mentors qui ont su me guider vers l'accomplissement de cette thèse. Mon maître de stage en Licence 3 et Master 1 : Sébastien Bongard qui malgré une demande incessante de lettres de recommandation à toujours répondu présent. Il a su me parler sincèrement du futur dans la cosmologie avec les SNeIA mais aussi du présent en général. Les cafés ont une autre saveur quand on parle d'astrophysique avec lui, et j'espère moi même être aussi pédagogue, patiente et bienveillante lorsque je serais chercheuse. Ma deuxième mentor est ma professeur de Physique de collègue et surtout fondatrice du club d'astronomie Les Pléiades : Mme Denise Wachoux. J'ai fait une dérogation pour rejoindre son collègue parce qu'il y avait l'existence de ce club et j'ai demandé à y participer dès la 6ème (malgrès le fait que je n'avais pas suivi de cours de physique). Ce fut 7 années de bonheur que nous avons passé ensemble au collège/lycée. Denise m'a appris les bases de l'astronomie, de l'astrophotographie, de l'animation en grand public avec le planétarium que j'animais dès 14 ans. J'admire sa bienveillance et sa soif de transmettre, tout autant que sa curiosité et son intarissable envie de se lever au milieu de la nuit pour une séance d'observation. Elle m'a toujours poussé à donner le meilleur de moi même, et à accomplir mes rêves. Je la remercie du fond du coeur car je n'aurais jamais osé rêver être astrophysicienne si elle n'avait pas fondé ce club et accepté la gamine que j'étais. Et puis, il y a Jacqueline Leconte : ma professeur de piano. Sans elle, je n'aurais pas les mêmes facilités à pouvoir m'exprimer à travers la musique : le piano (puis en autodidacte la guitare et le chant). Alors merci d'avoir toujours su me soutenir pour que j'apprenne ce magnifique instrument. Enfin il y a ceux qui ne sont plus : mon grand père et ma mère. Mon grand père a toujours accepté de répondre à mes questions sur tout : la nature, la peinture, la mécanique... ce qui allait à l'encontre de sa vision du monde puisqu'il me

rappelait que j'étais "une fille". Je suis heureuse d'avoir su ébranler sa conception de la vie comme il a impacté la mienne. Et ma mère qui a toujours cru en moi, et a essayé de me donner les outils dont j'avais besoin pour me défendre dans ce monde. Alors merci à eux deux pour avoir fait de leur mieux pour combattre leurs propres peurs en me laissant voler de mes propres ailes.

Je remercie tous ceux qui m'ont soutenu ces 3 années et continuent à me soutenir. Bien sûr, ma famille qui bien que je sois très différente d'eux ne m'ont pas blâmé dans mon envie de découvrir le monde. Alors merci Mamie (Merci pour avoir pris l'avion pour la première fois pour soutenir ta petite fille), Papa et Claudia (merci pour le soutien pendant ces 3 années difficile), Eddy et Céline (et pour être venue me voir à Nice!), et mes cousines Laëtitia (merci pour être venue me voir en Italie!) et Aurélia (merci pour les nombreux textos échangés)!

Que serais-je si loin de tout sans ma famille de coeur : mes amis, sans qui je n'aurais jamais aussi bien vécu cette thèse. Ainsi à Nice, nombreux sont les moments que je garde en mémoire à jamais : que nous ayons partagés des rires, des larmes, de la sueur (merci les filles du rugby : Clémence, Marie, Marion, Roxanne et ... Aurelien notre coach!), de la musique, en jouant (au MusOCA ou avec mes acolytes Michel : le bluesy Mathias, le jazzy Jean-Phi, le phénoménal Eric et l'enflammé Guillaume! ET puis je remercie tous mes élèves au Piano du MusOCA en particulier Isabelle qui ne doit pas lâcher!), en écoutant, en dansant (Popo on sait danser sur les tables), de l'art (Clemence, ces instants restent précieux), des bières (merci au Patron du Ketje : Titi qui est devenu très cher à mon coeur, et Mathias encore une fois), des repas (Bertram I miss your pizzas man!), la Méditerranée, des discussions philosophiques (merci Marie, Laure, Mathias, Clémence, Jean-Phi, Marion et Roxanne, vous avez été présents à différents instants et degrés, devenant des soutiens inestimables durant ces 3 années!). A vous tous : vous faites partie de moi et je ne vous remercierais jamais assez pour votre amitié... on se revoit bientôt pour beaucoup d'entre vous qui resteront à jamais mes acolytes!

J'ai bien évidemment une pensée pour mon ch'nord et surtout mes amies du Nord : Sabrina et Dimitri qui sont toujours là pour m'accueillir quand je remonte, on a le dessin et la physique en commun, votre soutien m'aide beaucoup, trop hâte qu'on se revoit pour passer du temps ensemble (vive la piscine!)! Catherine, mon amie d'enfance : ensemble depuis nos 2 ans et en compétition pour être la première ... je suis tellement heureuse qu'on ait gardé cette amitié intacte, bien que l'on suive chacune des routes différentes. Enfin Mathilde... qui aurait pu dire que le centre aéré aurait cet impact positif : nous faire nous rencontrer! Vive l'art, vive les sessions dessin et vive la chasse aux photos lors de l'heure bleue bien sûr!

Et puis Paris : mes professeurs de licence et de master qui m'ont donné cette chance de réaliser mon rêve d'enfant et ont cru en moi, et les amis qui ne me quitteront jamais. Merci à Marie, qui n'a pas hésité à me soutenir dans les heures les plus noires de mon doctorat, quitte à me faire sauter dans un train pour m'échapper ... et à Edoué, on est liés pour toujours, You have my back and I've got yours man! Thomas, c'est tellement une joie de te voir à chaque retour à Paris, j'adore ta vision du monde et découvrir Paris à tes côtés, surtout sur les voies de trains (attention aux yaourts). Et bien sûr Mathieu et Lester, avec qui on ne peut que rigoler en jouant au billard, et ça je ne m'en lasse pas. Merci aussi à tous ceux du Master qui ont su être présents lors de mes retours à l'arrache à Paris : Raph, Charlène, Lucien! A votre santé!

Voilà, un chapitre se clot, une page se tourne, mais un chemin se dessine, timidement. Alors en route pour de nouvelles aventures outre Atlantique! Et ... bon voyage à vous!

Sommaire

| | |
|---|-----------|
| Résumé | 5 |
| Préface | 7 |
| 1 Introduction - les systèmes binaires compacts et leurs manifestations multimessagers | 9 |
| 1.1 Stades ultimes des étoiles massives | 9 |
| 1.1.1 Étoile à neutrons | 9 |
| 1.1.2 Trou noir | 10 |
| 1.1.3 Systèmes binaires | 11 |
| 1.2 Émission gravitationnelle | 14 |
| 1.2.1 Théorie de la Relativité Générale | 14 |
| 1.2.2 Détecteurs d'ondes gravitationnelles | 18 |
| 1.2.3 Détection des sources d'ondes gravitationnelles | 25 |
| 1.3 Les sursauts gamma | 27 |
| 1.3.1 Historique et définition des sursauts gamma | 27 |
| 1.3.2 Différents détecteurs | 32 |
| 1.3.3 Deux phases d'émissions | 39 |
| 1.3.4 Propriétés des sursauts gamma | 41 |
| 1.3.5 Progéniteurs et moteur central | 49 |
| 1.4 De l'importance de l'étude multi-messagers | 55 |
| 1.4.1 Différents multi-messagers | 55 |
| 1.4.2 Taux en coïncidence | 55 |
| 1.4.3 Pourquoi s'intéresser à l'émission coïncidente électromagnétique et gravitationnelle? | 56 |
| 2 Construction d'un échantillon de sursauts gamma courts et étude de ses propriétés globales | 57 |
| 2.1 Sélection de l'échantillon | 57 |
| 2.1.1 Choix du détecteur de référence | 57 |
| 2.1.2 Critères de sélection | 63 |
| 2.1.3 Echantillon Final | 65 |
| 2.2 Analyse des données de l'échantillon | 65 |
| 2.2.1 Emission rémanente en X | 65 |
| 2.2.2 Rapport de dureté | 65 |
| 2.2.3 Analyse spectrale | 68 |
| 2.2.4 Propriétés de la galaxie hôte | 70 |
| 2.2.5 Discussion de l'échantillon | 71 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3 | Etude des détections coincidentes ondes gravitationnelles/électromagnétiques à partir des sursauts gamma courts | 75 |
| 3.1 | Méthode basée sur l'observation des sursauts gamma courts | 75 |
| 3.2 | Taux de détection | 76 |
| 3.2.1 | Taux local de sursauts gamma courts | 76 |
| 3.2.2 | Taux de détections en coïncidence | 78 |
| 3.2.3 | Taux de détections en coïncidence pour d'autres satellites | 79 |
| 3.3 | Résultats et discussions | 79 |
| 3.3.1 | Validation Statistique | 79 |
| 3.3.2 | Stratégie d'observations en coïncidence | 82 |
| 3.3.3 | Comparaison avec le taux de détection d'ondes gravitationnelles attendu | 83 |
| 3.3.4 | Discussion | 84 |
| 4 | Etude de la population de systèmes binaires compacts par simulations de Monte-Carlo | 87 |
| 4.1 | Principe | 87 |
| 4.1.1 | Simulation de la population d'EN-EN ou EN-TN | 87 |
| 4.1.2 | Effets de sélection des ondes gravitationnelles | 90 |
| 4.1.3 | Effets de sélection des sursauts gamma courts | 91 |
| 4.2 | Efficacité de détections | 93 |
| 4.2.1 | Efficacité des détecteurs gravitationnelles | 93 |
| 4.2.2 | Efficacité en coïncidence dans le cas d'un détecteur électromagnétique parfait | 94 |
| 4.2.3 | Cas d'un détecteur de SG réaliste | 97 |
| 4.3 | Résultats et discussions | 99 |
| 4.3.1 | Taux en coïncidence | 99 |
| 4.3.2 | Contraintes sur l'angle du jet | 102 |
| 4.3.3 | Discussion | 104 |
| 5 | Découverte et étude d'une population de sursauts courts sous-lumineux à bas redshift | 107 |
| 5.1 | Simulations de notre échantillon | 107 |
| 5.1.1 | Déterminer la luminosité de pic | 107 |
| 5.1.2 | Simuler la population | 108 |
| 5.1.3 | Différents paramètres impliqués | 109 |
| 5.2 | Discussions des résultats | 112 |
| 5.2.1 | Discussion des valeurs obtenues pour L_{peak} | 112 |
| 5.2.2 | Implications de cette nouvelle population | 113 |
| 6 | Conclusion finale | 115 |
| 6.1 | Résultats et discussions | 115 |
| 6.1.1 | Taux en coïncidence | 115 |
| 6.1.2 | Implications et contraintes | 117 |
| 6.1.3 | Nouvelle population | 118 |
| 6.2 | Conclusion et perspectives | 119 |
| | Bibliographie | 121 |
| | Appendices | 133 |
| A | Analyses | 135 |
| A.1 | Courbes de lumière | 135 |

| | |
|---------------------------------|------------|
| A.2 Analyse spectrale | 141 |
| A.2.1 Spectres | 141 |
| A.2.2 Progamme | 145 |
| B Publications | 151 |
| Table des figures | 171 |
| Liste des tableaux | 179 |

Résumé

La coalescence d'objets compacts (étoiles à neutrons entre elles ou étoile à neutrons avec un trou noir) est l'un des progéniteurs des ondes gravitationnelles. Ce système en rotation va entrer en coalescence avec l'émission d'un jet ultra-relativiste de rayonnements gamma, appelé sursaut gamma court. Avec l'arrivée des détecteurs d'ondes gravitationnelles Advanced LIGO (aLIGO), en septembre 2015 et Advanced Virgo (AdV) en 2016, on devrait atteindre la sensibilité nécessaire pour la détection de ce signal, qui est l'un des mieux modélisés. L'observation en coïncidence des ondes gravitationnelles émises par ce système et de l'émission électromagnétique seront une source d'informations considérable pour la compréhension de ces phénomènes, de leur progéniteur et du moteur central.

Pour cela, il était important de connaître le taux de détections en coïncidence attendus en fonction des différents instruments. Le satellite de référence utilisé au niveau électromagnétique est Swift qui a permis de sélectionner un échantillon de sursauts gamma courts, avec la meilleure statistique possible. En effet, grâce à une recherche approfondie du redshift, j'ai sélectionné un échantillon de 31 sursauts gamma courts possédant une mesure de distance. Après avoir étudié leurs propriétés spectrales, temporelles et celles de leur galaxie hôte, j'ai dérivé, grâce à leur distribution en distance, un taux local isotropique du nombre de sursauts gamma courts. Ce taux a été extrapolé pour déterminer le taux qui pourrait être détecté avec différents observatoires et appliqué aux détecteurs gravitationnels de référence : AdV et aLIGO. Ce taux de détections entre l'observation des émissions d'ondes gravitationnelles et de leur contrepartie électromagnétique, est appelé taux de coïncidence. Il est faible pour Swift, inférieur à un événement par an mais devrait permettre une détection simultanée de 1 à 10 événements par an avec des satellites ayant un plus grand champ-de-vue comme Fermi, ou le futur satellite dédié aux sursauts gamma SVOM qui sera lancé en 2022.

Afin de confirmer ces taux, j'ai ensuite réalisé par méthode Monte Carlo, la simulation de cette population de sursauts gamma courts. J'ai pris en compte à la fois les effets de sélections des ondes gravitationnelles et des sursauts gamma. Les taux en coïncidence montrent un faible nombre de triggers durant la durée de vie d'AdV et aLIGO, alors que ces détections deviendront commune avec le détecteur de troisième génération Einstein Telescope. La différence entre les taux dérivés des observations et celui venant des simulations est expliqué par la présence d'une sous-population à bas redshift qui était sous-estimée auparavant.

Pour mieux comprendre cette population, j'ai dérivé des propriétés spectrales la distribution de la luminosité intrinsèque de notre échantillon en fonction du redshift. Après avoir extrait les contraintes dues à la sensibilité de Swift, j'ai testé différents paramètres et distributions pour les simulations. Changer le délai, qui définit la durée entre la formation de la binaire et sa coalescence, ou le taux de formation stellaire utilisé nous a permis de montrer que ces sursauts gamma courts pouvaient être liés à la coalescence d'objets compacts qui se seraient formés de façon dynamique dans les amas globulaires.

A l'aube des détections d'ondes gravitationnelles, celles-ci sont devenues la clé attendue qui

devrait permettre la compréhension la plus complète des coalescences d'objets compacts grâce aux détections simultanées avec les sursauts gamma courts. Cette thèse montre la faisabilité d'une étude en coïncidence et les stratégies observationnelles à adopter. La compréhension de notre échantillon de sursauts gamma courts est cruciale dans la préparation de ces détections simultanées.

Abstract

The coalescence of compact binaries (two neutron stars or a neutron star and a black hole) emits gravitational waves, they are thought to be the progenitor of an ultra-relativistic jet of gamma-rays that produces a short Gamma-Ray Burst (sGRB). With the second generation of gravitational waves detector; Advanced LIGO (aLIGO), in the middle of september 2015 and Advanced Virgo (AdV) in 2016, we will expect the required sensitivity to detect these gravitational waves. The detection in coincidence of both electromagnetic and gravitational emission will open a new window in astrophysics; the multimessenger area. It will allow the understanding of this phenomena, their progenitor and central engine.

The goal of this thesis was to made an estimation of the coincident rate for different instruments, using Swift as the electromagnetic model satellite. To do so, I used two methods.

The first one was based on observations. We selected a sample of 31 sGRBs of known redshift based on specific criteria. After studying the spectral, temporal and host properties, I derived their distance distribution, the isotropic local rate corrected from all known biases. This result was then extrapolated to determine the coincident rate for different observatories and gravitational wave detectors. The coincident rate is low for Swift, less than one event per year, but using more sensitive instruments I show that the coincident rate for detection is between 1 and 10 by year with Fermi, currently working, or the satellite SVOM to be launched in 2022.

In order to confirm this rate, I used a second method : the Monte Carlo simulations. I took into account selection effects for both gravitational waves and gamma-ray bursts. The coincident rate shows a low number of triggers during the lifetime of AdV and aLIGO when the detections in coincidence will become usual in the third generation, thanks to the Einstein Telescope project. There is a difference between the derived rate using the observations and the one obtained with the simulations; I explained this discrepancy by a low-redshift population that can't be reproduce by the simulations, and was underestimated before.

To better understand this sub-population of sGRBs, I derived the peak Luminosity of the sample as a function of the redshift. After extracting the constraints due to the sensitivity of Swift, I tested different parameters and distributions for the simulations. Changing the delay, which is the time between the formation of the binary and its coalescence, or the star formation rate doesn't affect the results. This non reproducible population of faint sGRBs at low redshift might be due to the dynamical formation of the CBC in the globular clusters.

After 100 years of waiting to confirm the prediction of Einstein's theory, we are at dawn of the detection of the first gravitational waves. They are the key to allow the most complete understanding of the coalescence of binary compact objects thanks to the coincident detection with the short Gamma-Ray Bursts. This thesis shows the feasibility of a coincident detection and the observational strategy that should be adopted. The understanding of our sample of sGRB is crucial in the preparation of this coincident detection.

Préface

Il y a cent ans, Einstein révolutionnait la physique avec la théorie de la Relativité Générale (Einstein, 1916). Il prouva, grâce à elle, l'existence théorique des ondes gravitationnelles. Ces déformations de l'espace-temps sont produites par différentes sources astrophysiques dont la coalescence d'étoiles à neutrons entre elles, ou celle d'une étoile à neutrons avec un trou noir. Il fallut attendre les années 70 pour que l'existence des ondes gravitationnelles soit confirmée indirectement grâce à Hulse et Taylor (Hulse & Taylor, 1975). Leur détection du premier pulsar binaire PSR B1913+16 montra une décroissance de sa période orbitale ce qui indiquait que ce système perdait de l'énergie sous forme gravitationnelle. Avec l'arrivée des détecteurs de seconde génération Advanced VIRGO (Acernese et al., 2015) en Italie et Advanced LIGO (The LIGO Scientific Collaboration et al., 2015) aux Etats-Unis, on est à l'aube de pouvoir observer ces émissions gravitationnelles directement. Ces détections vont permettre une nouvelle ère en astrophysique. En effet, en émettant ces ondes, les objets compacts, formant le système binaire, se rapprochent jusqu'à fusionner (Goodman, 1986; Paczynski, 1986; Eichler et al., 1989; Narayan et al., 1992). Lors de cette coalescence, ils émettent un jet de plasma à des vitesses ultra-relativiste : un sursaut gamma court (Soderberg et al., 2006; Burrows et al., 2006). La détection en coïncidence réalisée par les détecteurs gravitationnelles et électromagnétiques vont pouvoir confirmer, dans un premier temps, le progéniteur commun de ces émissions, et dans un second temps, permettre de mieux comprendre la physique du moteur central et du progéniteur (Metzger & Berger, 2012; Nissanke et al., 2013).

L'entrée dans cette nouvelle ère multi-messagers, s'annonce riche en découvertes, tant sur le plan de la compréhension cosmologique de l'Univers, que de l'environnement des progéniteurs, mais aussi de la physique de la coalescence, à condition d'être préparé à réaliser les observations en coïncidence. Le but de ma thèse a été d'estimer le plus fidèlement possibles les taux en coïncidence attendus afin de mieux comprendre l'impact de leur découverte sur les connaissances que l'on a des sursauts gamma courts, de leur progéniteur et du moteur central.

Le premier chapitre résume de façon non exhaustive, toutes les connaissances basiques nécessaires à la compréhension de cette thèse : la formation des systèmes binaires compacts, leur émission gravitationnelles et électromagnétiques, et enfin l'intérêt de ces études multi-messagers. Dans le chapitre 2 j'ai sélectionné un échantillon de sursauts gamma courts selon des critères bien précis, pour présenter leurs propriétés. Les chapitres 3 et 4 permettent de réaliser une estimation, d'un côté basé sur les observations, de l'autre par simulations Monte-Carlo, des détections qui seront réalisables en coïncidence. Des déductions sont faites concernant d'une part les stratégies d'observations à adopter et d'autres parts sur les paramètres sur lesquels ces détections en coïncidence nous renseignent. Le chapitre 5 met en évidence une potentielle sous-population de sursauts gamma courts, que les simulations Monte Carlo ne peuvent reproduire. En conclusion finale, on discutera tous nos résultats et on conclura quant aux paramètres à considérer afin de favoriser l'obtention d'au moins une observation en coïncidences dans les années à venir.

Conventions et constantes

Le principe de nomenclature des sursauts gamma suit simplement la date d'observation. Un sursaut observé le 28/02/97 aura alors le nom GRB 970228 où GRB correspond à *Gamma-Ray Burst*. On ajoute 'A', 'B', 'C'... si plusieurs sursauts sont observés le même jour. Le A n'était pas précisé avant 2007, si une deuxième détection n'avait pas lieu le jour même. Il est devenu obligatoire depuis même sans seconde détection.

Par la suite, on utilise les unités du système international. Par convention on utilise la cosmologie standard qui définit une géométrie plane ($\Omega_k = 0$) de l'Univers. Il est composé à 70% d'énergie noire ($\Omega_\Lambda = 0.7$) et pour le reste de matière noire ($\Omega_M = 0.3$).

| | | |
|---------------------------------|--------------|---|
| Vitesse de la lumière : | $c =$ | $2.998 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ |
| Constante gravitationnelle : | $G =$ | $6.673 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ |
| Charge élémentaire : | $e =$ | $1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ |
| Constante de Planck : | $h =$ | $6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ |
| Masse du proton : | $m_p =$ | $1.673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ |
| Masse du nucléon : | $m_N =$ | $1.673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ |
| Constante de Boltzmann : | $k =$ | $1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$ |
| Constante de Stefan-Boltzmann : | $\sigma =$ | $5.671 \cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$ |
| Section efficace Thomson : | $\sigma_T =$ | $6.652 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$ |
| Masse du Soleil : | $M_\odot =$ | $1.99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ |
| Luminosité solaire : | $L_\odot =$ | $3.85 \cdot 10^{26} \text{ W}$ |
| Rayon solaire : | $R_\odot =$ | $6.96 \cdot 10^8 \text{ m}$ |
| Unité astronomique : | $UA =$ | $1.496 \cdot 10^{11} \text{ m}$ |
| Année lumière : | $al =$ | $9.461 \cdot 10^{15} \text{ m}$ |
| Parsec : | $pc =$ | $3.086 \cdot 10^{16} \text{ m}$ |
| Constante de Hubble | $H_0 =$ | $70 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$ |

Chapitre 1

Introduction - les systèmes binaires compacts et leurs manifestations multimessagers

1.1 Stades ultimes des étoiles massives

De tout temps, l'homme s'est intéressé aux étoiles. Il y a 17000 ans, les chasseurs-cueilleurs semblaient déjà peindre la première carte du ciel dans les grottes de Lascaux (Jègues-Wolkiewiez, 2015). Ces astres, perçus par nos lointains ancêtres comme éternels, sont, au contraire, pleins de vie. Et la mort des étoiles massives a joué un rôle primordial dans l'apparition de l'Univers tel que nous le connaissons aujourd'hui.

1.1.1 Étoile à neutrons

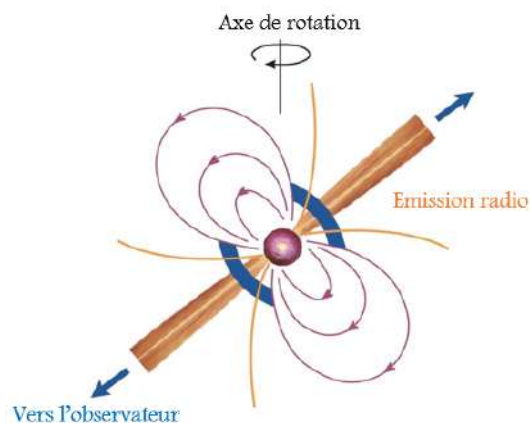


FIGURE 1.1 – Fonctionnement d'un pulsar

En 1968, Jocelyn Bell détecta le premier pulsar. Cette source radio émettait de brèves impulsions de quelques centièmes de seconde de façon régulière toutes les 1.337 secondes (Hewish et al., 1968). Dans l'incompréhension totale face à ce nouveau phénomène, la communauté pensa d'abord qu'il

Chapitre1. Introduction - les systèmes binaires compacts et leurs manifestations multimessagers

s'agissait de messages codés venant d'une civilisation extra-terrestre. Ainsi les 4 premiers pulsars furent d'abord baptisés LGM1,2,3 et 4 où LGM signifiait *little green men*. Puis, Pacini (1967) et Gold (1968) réussirent à expliquer ce phénomène grâce à un point source d'étoile en rotation où la période de l'étoile correspondait à la période des impulsions. Si on considère une source de masse M et de rayon R , avec une vitesse angulaire Ω on a alors, au niveau de l'équateur de cette source en surface : la force centrifuge $f_c = \Omega^2 R$. Celle-ci doit compenser la force gravitationnelle $f_g = GM/R^2$. Lorsque f_c arrache de la matière en surface, la vitesse de rotation maximum a été franchie et la source est détruite. Cela correspond à la vitesse maximale :

$$\Omega_{max} = \sqrt{\frac{GM}{R^3}} \quad (1.1)$$

En introduisant la masse volumique moyenne $\bar{\rho} = M/\frac{4\pi}{3}R^3$, on obtient la masse volumique minimale :

$$\bar{\rho} > \bar{\rho}_{min} = \frac{3\Omega^2}{4\pi G} \quad (1.2)$$

Cette masse volumique minimum est d'environ $8.10^{10} \text{ kg.m}^{-3}$ pour le premier pulsar observé et $10^{14} \text{ kg.m}^{-3}$ pour le second. Cet ordre de grandeur ne peut être atteint que par une source suffisamment dense : une étoile à neutrons (EN).

Cette étoile à neutrons, est en rotation très rapide par conservation du moment cinétique avec un champ magnétique très intense dû à la conservation du flux magnétique. Elle a un rayon de l'ordre de 10 km pour une masse minimale de $1.4 M_{\odot}$. En suivant l'approximation de l'équation de la matière ultra-dense, avec différentes équation d'état, sa masse maximale se situe entre $1.6M_{\odot}$ et $3M_{\odot}$. Sa densité est donc extrême avec une masse volumique moyenne de $2,6.10^{17} \text{ kg.m}^{-3}$. La phase de "pulsar" dure entre 20 et 100 Myr, durant laquelle sa période de rotation très rapide dure de quelques millisecondes à une dizaine de seconde permettant d'émettre des pulses. Son axe magnétique n'étant pas aligné avec son axe de rotation, on peut voir le pulsar comme un dipôle magnétique en rotation, schématisé en FIGURE 1.1. Au delà du cône de lumière, on a de grandes variations des champs électriques et magnétiques, ce qui génère des ondes électromagnétique. Elles se propagent vers l'extérieur en emportant une partie de l'énergie de rotation créant le freinage du pulsar. Quand la période de celui-ci atteint l'ordre de quelques secondes, il n'y a plus d'émission radio et le pulsar n'est plus observable. Ces pulsars ont des champs magnétiques énormes, en moyenne égal à 10^{12} G avec une grande dispersion. Mais il existe aussi une population de pulsars présentant un champ magnétique supérieure à 10^{15} G , on les appelle des magnétars.

1.1.2 Trou noir

Si la masse de l'étoile massive en effondrement est trop importante, l'étoile à neutrons produite aura une masse trop grande pour permettre un état d'équilibre. L'effondrement continuera alors, jusqu'à créer un trou noir (TN) stellaire. La masse minimale pour cela est fonction de détails l'évolution stellaire fixant la masse du cœur de fer. On pense qu'il existe un domaine de masses intermédiaires où l'effondrement se produit deux étapes :

- l'étoile à neutrons est créée avec une masse proche de la masse maximale.
- après l'accrétion de matière elle se transforme en trou noir.

La masse maximale du trou stellaire est mal connue mais sa masse typique est de $10M_{\odot}$.

Toute masse peut devenir un trou noir à partir du moment où son rayon $R \leq R_S$ avec R_S le rayon de Schwarzschild définit selon :

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \approx 2954 \frac{M}{M_{\odot}} \quad (1.3)$$

Il faut donc qu'elle soit suffisamment comprimée. Le paramètre de compacité est défini par l'EQUATION 1.4. On considère qu'un objet est compact dès lors que $\Xi > 10^{-4}$. Par convention, $\Xi = 1$ pour les trous noirs.

$$\Xi = \frac{GM}{Rc^2} \quad (1.4)$$

Dans notre espace-temps habituel, c'est-à-dire, lorsque $R > R_S$, il est impossible que le temps s'arrête, d'ailleurs le temps ne peut aller que dans un sens mais il est en revanche possible d'être immobile. Lorsque le rayon $R = R_S$, c'est le contraire qui se produit : le temps ne s'écoule plus, l'immobilité devient impossible, et r ne peut que décroître. Cette limite définit l'horizon des événements au delà de laquelle tout finit par tomber sur le trou noir. Lorsqu'un photon se rapproche de cette limite suivant $R \rightarrow R_S$, le temps devient infini : $t \rightarrow \infty$. Ce photon se rapprochera de l'horizon sans jamais l'atteindre.

D'autres scénarii de formation des trous noirs existent comme lors de la coalescence d'un système binaire de deux étoiles à neutrons. Les trous noirs isolés sont impossibles à détecter. C'est avec les systèmes binaires que l'on peut espérer les mettre en évidence, via le rayonnement produit par l'accrétion.

1.1.3 Systèmes binaires

Les étoiles sont pour 60% d'entre elles dans des systèmes multiples, qui pour la plupart sont des systèmes binaires. Il n'est donc pas surprenant que certains systèmes évoluent ensemble pour devenir des binaires d'objets compacts. Dans un système binaire serré, les forces de marées entraînent la synchronisation de la période de rotation du compagnon avec la période orbitale. Chaque source possède son lobe de Roche. Si au moins un objet compact est concerné, il existe alors deux cas pour la géométrie des lobes de Roche.

- Soit le système est détaché, c'est-à-dire que chaque étoile est à l'intérieur de son lobe comme dans les binaires éloignés -ou même stellaires- et certaines binaires X de forte masse.
- Ou alors le système semi-détaché lorsque le compagnon est le seul à remplir son lobe de Roche. Il s'agit de la plupart des binaires X à faible masse et une partie de celles à forte masse.

Ces modes de transfert au point de Lagrange L1, de la FIGURE 1.2, sont donc soit stables avec les systèmes semi-détachés et liés à la perte du moment cinétique ou instables dans les systèmes détachés avec le débordement du lobe de Roche. Dans tous les cas, une fois dans le lobe de Roche de l'objet compact, il est impossible que la matière piégée puisse ressortir. Les particules orbitent alors sous l'effet de la dissipation de l'énergie associée aux collisions pour former un tore de matière près du rayon de circularisation. Avec la viscosité, le moment cinétique peut, lui-aussi, se dissiper. Cela permet aux particules de migrer de façon radiale vers l'objet compact entraînant leur accrétion.

Cette accrétion entraîne une extraction d'énergie. En effet, si une particule de masse M est accrétée depuis $R = \infty$ jusqu'à la surface de l'objet R_{obj} , elle acquiert de l'énergie sous forme cinétique telle que $\Delta E_c = \Xi mc^2$. Dans le cas d'une étoile à neutron, cette accrétion permet d'extraire $\Xi \approx 20\%$ de l'énergie de masse de matière accrétée. Dans le cas des trous noirs en rotation rapide, on atteint 42%. Ces efficacités sont colossales, comparées par exemple à l'efficacité de la fusion nucléaire qui est inférieure au pourcent (0.7% pour la fusion de l'hydrogène en hélium).

La luminosité d'accrétion est une luminosité théorique pour les objets compacts accrétant. Il s'agit de la puissance qui pourrait être rayonnée si toute l'énergie cinétique acquise par la matière

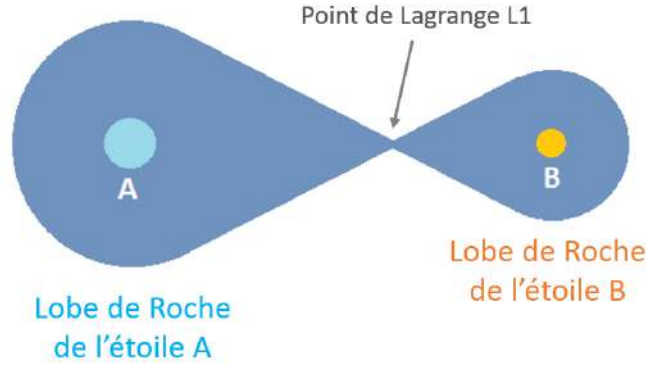


FIGURE 1.2 – Schéma d'un système binaire dont les lobes de Roche se touchent au point de Lagrange L1.

rayonnait. Elle est définie par $L_{acc} = \Xi \dot{m} c^2$ avec \dot{m} le flux de masses. Typiquement pour les étoiles à neutrons et les trous noirs stellaires on a :

$$\frac{L_{acc}}{L_{\odot}} \approx 320 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{R}{10km} \right)^{-1} \left(\frac{\dot{m}}{10^{-10}(M_{\odot}/an)} \right) \quad (1.5)$$

La luminosité d'Eddington détermine la limite maximale que l'on peut accréter sans que l'accrétion ne soit empêchée par la pression de rayonnement. Elle est définie par

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_t} \approx 3.4 \cdot 10^4 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) L_{\odot} \quad (1.6)$$

Pour avoir une estimation approximative du domaine spectral de rayonnement dans lequel l'énergie libérée par accrétion va rayonner, on va prendre en compte deux cas.

- Si l'on suppose que toute l'énergie a été transférée à la région optiquement épaisse, elle va rayonner suivant le modèle du corps noirs tel que

$$T_{\text{épais}} \approx \left(\frac{L_{acc}}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4} \quad (1.7)$$

Le domaine spectral est alors défini par :

$$\langle h\mu \rangle \sim kT_{\text{épais}} \approx 0.6keV \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{10km} \right)^{-3/4} \left(\frac{\dot{m}}{10^{-10}(M_{\odot}/an)} \right)^{1/4} \quad (1.8)$$

- Au contraire, si on considère que toute l'énergie est transformée directement en énergie cinétique de la matière accrétée, et que celle-ci rayonne sans avoir interagité avec le milieu, on est dans le cas optiquement mince. La température sera alors défini par :

$$T_{\text{mince}} \approx \frac{1}{k} \frac{2}{3} \Xi \mu m_p c^2 \quad (1.9)$$

On pose $\mu = 0.5$, ce qui correspond à une matière accrétée composée uniquement d'hydrogène ionisé. Alors le domaine spectral est :

$$\langle h\mu \rangle \sim kT_{\text{épais}} \approx 60MeV \left(\frac{\Xi}{0.2} \right) \left(\frac{\mu}{0.5} \right) \quad (1.10)$$

On a dans la plupart des cas $kT_{\text{épais}} \ll \langle h\mu \rangle \ll kT_{\text{mince}}$. Les objets compacts rayonnent dans les X et peuvent aller jusqu'aux très hautes énergie en gamma. Ces valeurs s'appliquent aux étoiles à neutrons, mais aussi, en prenant le rayon de la dernière orbite stable, aux trous noirs stellaires.

Toute cette énergie n'est pas forcément rayonnée sous forme électromagnétique. Une autre partie peut être émise sous forme de neutrinos ou d'ondes gravitationnelles. L'accrétion peut aussi provoquer une éjection relativiste. Il existe une limite encore plus grande nommée « super-Eddington » dans le cas d'émission de sursauts gamma. L'énergie libérée par accrétion est d'abord convertie en énergie cinétique pour permettre l'éjection de la matière. L'énergie cinétique pourra à plus grande distance rayonner au niveau de l'objet compact.

Système binaires X On estime à environ 5% le nombre de pulsars qui appartiennent à un système binaire. Cela est dû au fait qu'il est difficile pour un système binaire de subir une explosion de supernova menant à la formation de l'étoile à neutrons, en restant lié. Dans ces systèmes, l'étoile à neutrons accrète de la matière venant de son compagnon. Le disque d'accrétion va alors rayonner sous forme d'émission X et gamma, il s'agit des binaires X. Le pulsar dans ce type de systèmes peut avoir une période encore plus faible que s'il est isolé. Il s'agit des pulsars millisecondes ou encore appelés recyclés, puisque c'est grâce au transfert du moment cinétique à la masse accrétée que l'étoile à neutrons voit sa rotation ré-accélérer. Cela semble être confirmé par le fait que ces pulsars soient plus massif.

Toutes les binaires X ne sont, par contre, pas forcément des étoiles à neutrons accrétantes, il peut s'agir de trous noirs accrétants. Pour déterminer le type d'objet présent, il faut alors connaître sa masse. Si celle-ci est supérieure à celle des étoiles à neutrons, il s'agit d'un trou noir. Ces binaires X sont dans ce cas appelées candidats trous noirs. On considère un candidat trou noir comme "sûr" si sa masse est supérieure à $5M_{\odot}$. En considérant ce système comme Newtonien, au vu de la distance qui les sépare, la troisième loi de Kepler est utilisée pour trouver la borne inférieure de sa masse. La FIGURE 1.3 montre une liste de binaires X dont on a pu déterminer la masse avec des candidats trous noirs en haut et les étoiles à neutrons en bas.

Il existe deux types de binaires X : les binaires X de faible masse (LMXB) dont le compagnon est moins massif que l'objet compact. Il s'agit bien souvent d'une étoile de la SP, type solaire ou naine rouge, ou d'une naine blanche. Plus rarement, il existe aussi les binaires X de forte masse (HMBX) où cette fois, l'étoile est plus massive que l'objet compact. Il peut s'agir soit d'une étoile massive sur la SP, comme une géante bleue ou une étoile O ou B, ou dans un état avancé comme la supergéante bleue. A ce moment là, c'est l'étoile compagnon qui domine le spectre visible, permettant une mesure plus précise de la masse de l'objet compact.

Systèmes binaires d'EN-EN / EN-TN / TN-TN : il s'agit de deux objets compacts, TN ou EN, en rotation l'un autour de l'autre. Les seuls systèmes binaires de ce type à avoir été observés sont les binaires d'EN-EN. La première détection a été réalisée par Russell Hulse et Joseph Taylor. Il s'agit du pulsar binaire PSR1913+16 dont l'une des étoiles à neutrons au moins est un pulsar (Hulse & Taylor, 1975). Après 10 ans de suivi de l'évolution, ils ont pu mettre en évidence que ces deux objets compacts, d'une masse de $1,4 M_{\odot}$ chacun, voyaient leur période de révolution diminuer de 76 millièmes de seconde par ans, dû à un rapprochement des orbites (Taylor & Weisberg, 1982). Ce phénomène a été annoncé il y a 100 ans, dans la théorie de la Relativité Générale d'Einstein. En effet, à chaque changement de champ gravitationnel, il doit y avoir, selon la théorie, l'émission d'ondes gravitationnelles.

Les trous noirs peuvent, comme les étoiles à neutrons, faire partie d'un système binaire rapproché. Comme dans ces précédents systèmes, le transfert de matière va produire un disque d'accré-

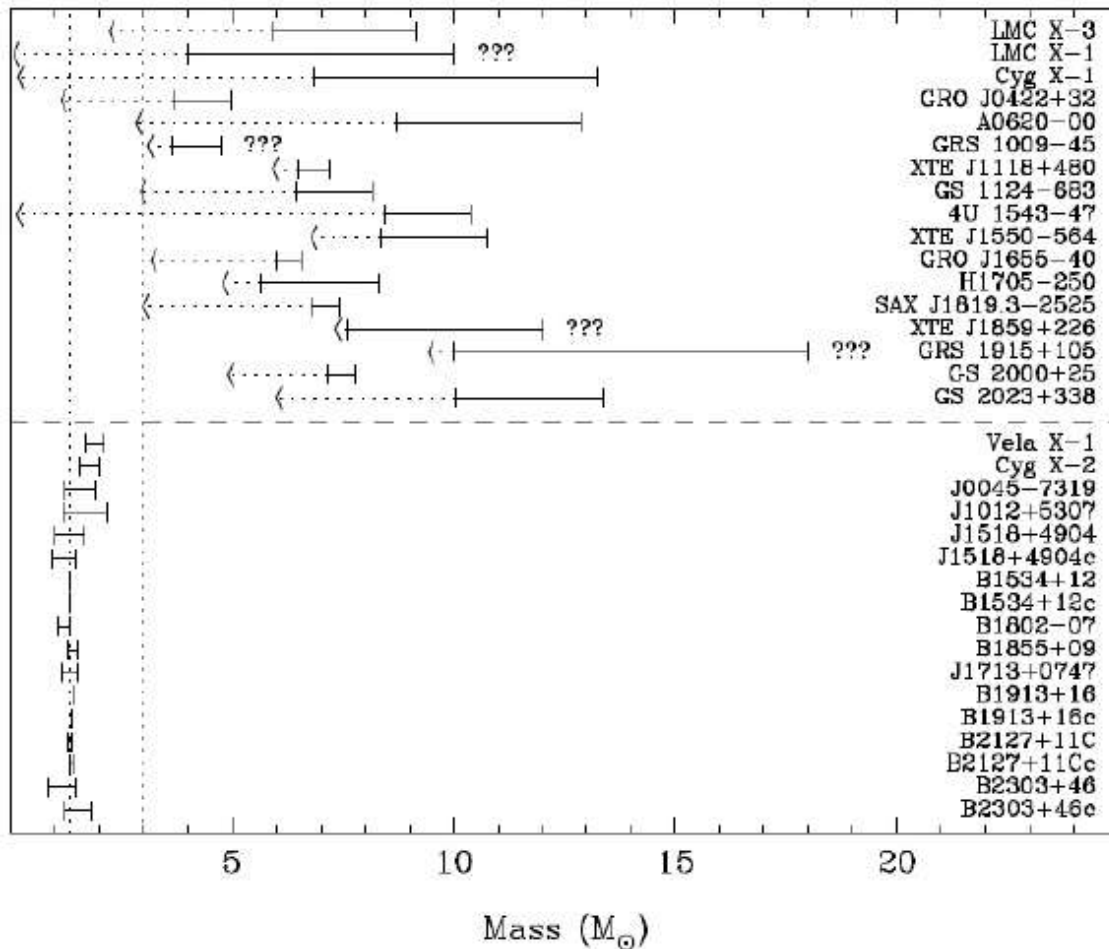


FIGURE 1.3 – Résumé des masses mesurées pour les trous noirs en haut et les étoiles à neutrons en bas. Les erreurs sont généralement à 1σ et les flèches indiquent la fonction de masse mesurée. Crédits : Thorsett & Chakrabarty (1999)

tion, qui vu l'attraction s'exerçant sur lui, va s'agglutiner de façon violente, s'échauffer et produire une quantité énorme de lumière à haute énergie, notamment en X. On pense que ces systèmes en coalescence forment au moment de leur fusion, un trou noir.

1.2 Émission gravitationnelle

1.2.1 Théorie de la Relativité Générale

Einstein a révolutionné notre vision de l'Univers, il y a maintenant presque 100 ans. Dans sa théorie de la Relativité Générale (RG) (Einstein, 1916), il montre que celui-ci peut être décrit comme une toile, où espace et temps sont liés. Ainsi si un objet massif est sur cette toile, il la déforme entraînant la gravitation des corps qui l'entourent. Plus un objet est massif, plus cette déformation est extrême et l'attraction importante, comme l'illustre le trou noir de la figure FIGURE ?? déformant un quadrillage représentant la toile de l'Univers. Cherchant à comprendre les implications

physiques observables de sa théorie, Einstein tente de résoudre ses équations de la RG. Il prédit alors les ondes gravitationnelles, qui sont des perturbation de la métrique qui se propagent dans l'espace-temps lui-même, à la vitesse de la lumière (Einstein, 1918).

Tenseur d'Einstein

La Relativité Générale décrit un espace-temps possédant sa propre dynamique. Celui-ci est alors représenté par une variété Riemannienne à quatre dimensions (trois spatiales et une temporelle). Sa géométrie représentée par le tenseur d'Einstein $G_{\mu\nu}$ est déterminée par la distribution matière-énergie dans l'espace temps, représentée par $T_{\mu\nu}$, le tenseur énergie-impulsion par l'équation d'Einstein 1.11 (Misner et al., 1973).

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G T_{\mu\nu}}{c^4} \quad (1.11)$$

avec G : la constante de gravitation universelle de Newton et c : la célérité de la lumière.

Le tenseur d'Einstein est défini par :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \quad \text{avec } \mu, \nu = 0 \dots 3 \quad (1.12)$$

où R est le scalaire de courbure obtenu par contraction du tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}$ et $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique dont les coefficients sont fonctions des coordonnées spatiales $(x^0, x^1, x^2) = (x, y, z)$ et temporelle pour $x^4 = ct$. Ce tenseur métrique définit le scalaire de l'intervalle d'espace-temps ds suivant :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.13)$$

La courbure de l'espace temps, et donc la géométrie de l'Univers, sont définis par la distribution de matière-énergie. La gravitation, qu'Einstein n'a pas pu décrire dans l'espace plat de Minkowski de la Relativité Restreinte est donc, non plus une force, mais bien une expression de la géométrie de l'espace-temps qui définit le cadre dans lequel les autres forces se manifestent. Elle agit aussi sur la distribution de la matière et de l'énergie. Il est donc nécessaire d'utiliser des approximations (champs gravitationnels et vitesses faibles) afin de pouvoir utiliser une Relativité Générale dotée d'un formalisme simplifié.

Si la distribution matière-énergie est en mouvement, elle peut, dans certaines conditions, créer des déformations de l'espace-temps qui se propagent. Il s'agit des ondes gravitationnelles, déjà évoquées dans la section ??, dont les propriétés sont issues de la linéarisation des équations d'Einstein.

Les équation d'Einstein linéarisées

On se place dans une limite réaliste pour les sources attendues telle que les champs gravitationnels $h_{\mu\nu}$ soient faibles, c'est-à-dire qu'ils soient suffisamment éloignés des trous noirs et étoiles à neutrons ou au voisinage des corps de faible compacité. Il existe alors une solution linéaire à l'EQUATION 1.11 où la métrique de l'espace-temps est celle d'un espace plat de Minkowski noté $\eta_{\nu\mu}$, faiblement perturbé par les effets gravitationnels $h_{\mu\nu}$:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (1.14)$$

avec :

$$| h_{\mu\nu} | \ll | \eta_{\mu\nu} |$$

Les tenseurs $T_{\mu\nu}$ et $\eta_{\mu\nu}$ sont à quatre dimensions, et le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ possède 10 composantes indépendantes. L'EQUATION d'Einstein 1.11 devient alors un système de 10 équations aux dérivées partielles non linéaires qui sont insolubles sans une approximation.

Le tenseur de la métrique de Minkowski est défini par :

$$\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1) = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

On introduit maintenant la notation de la trace inverse de la perturbation $\bar{h}_{\mu\nu}$ telle que :

$$\bar{h}^{\mu\nu} = h^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta^{\mu\nu}h \quad \text{avec } h = \eta^{\mu\nu}h_{\mu\nu} \quad (1.16)$$

Par invariance de jauge harmonique (ou jauge de Lorentz), dans le contexte de limite aux champs faibles, l'EQUATION d'Einstein 1.11 se réduit à 6 composantes telle que :

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = \frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.17)$$

où \square est le d'Alembertien d'espace plat tel que $\square = g_{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\partial}{\partial x^\nu}$

La solution : les ondes gravitationnelles

Dans le vide, le tenseur d'énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ est nul , d'où :

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (1.18)$$

Une solution possible de l'EQUATION 1.18 est une onde plane monochromatique qui se propage selon z à la vitesse de la lumière suivant :

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} e^{i\omega(t - \frac{z}{c})} = A_{\mu\nu} e^{i\kappa(ct - z)} \quad (1.19)$$

avec la pulsation $\omega = 2\pi f$, le vecteur d'onde $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c}$ et f la fréquence de la perturbation gravitationnelle.

Le tenseur $A_{\mu\nu}$ est aussi appelé le tenseur de Lorentz symétrique noté $h_{\mu\nu}^*$ et défini l'amplitude de l'onde.

En appliquant une deuxième transformation de jauge, celle de la jauge TT (transverse sans trace), sur le tenseur $A_{\mu\nu}$ il est possible de passer de cette solution à 6 degrés de liberté (EQUATION 1.19)

à une solution ne contenant que deux composantes indépendantes non nulles notées h_{\times} et h_{+} .

Le tenseur $A_{\mu\nu}$ s'écrit alors :

$$A_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_{+} & h_{\times} & 0 \\ 0 & h_{\times} & -h_{+} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

On utilise la perturbation de trace inversée. Mais comme $A_{\mu\nu}$ est sans trace, $\bar{h}_{\mu\nu}$ n'en a pas non plus et selon la définition de l'EQUATION 1.16, on a donc :

$$\bar{h}_{\mu\nu}^{TT} = h_{\mu\nu}^{TT} = (h_{+}e_{+} + h_{\times}e_{\times})e^{i\kappa(ct-z)} \quad (1.21)$$

Il y a deux états de polarisation : le premier pour $A_{xx} = -A_{yy} = 0$ avec A_{xy} et A_{yx} non nuls et le second pour $A_{xy} = A_{yx} = 0$ avec A_{xx} et A_{yy} non nuls. On présente les deux états de polarisation par les vecteurs unitaires e_{+} et e_{\times} :

$$e_{+} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

et

$$e_{\times} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

La solution aux équations d'Einstein linéarisée dans le vide dans la jauge TT est donc une onde plane gravitationnelle, se propageant suivant l'axe z à la vitesse de la lumière selon $\square h = 0$, polarisée suivant deux directions transverses par rapport à la direction de propagation telle que :

$$h_{\mu\nu}^{TT} = (h_{+}e_{+} + h_{\times}e_{\times})e^{i\kappa(ct-z)} \quad (1.22)$$

Génération d'une onde gravitationnelle

Lorsque l'onde gravitationnelle se propage dans la matière elle obéit alors à l'EQUATION 1.17. Sa résolution admet une solution dites retardée. Bien que d'une nature ressemblante à celle des ondes électromagnétiques, leur structure et leur effet sur la matière est plus complexe.

Alors que les ondes électromagnétiques ont un rayonnement de type dipolaire, seules des sources possédant un moment quadrupolaire peuvent produire les ondes gravitationnelles. Cela est dû au fait que la gravitation est purement attractive, son premier moment non nul émis est donc quadrupolaire.

En première approximation, l'amplitude gravitationnelle dépend du moment quadrupolaire de la distribution de masse. Cela reste fiable pour beaucoup de sources dont la taille est petite comparée à la longueur d'onde émise, ce qui est le cas dans la plupart des systèmes considérés (Thorne, 1987).

La solution de (1.17) s'écrit

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \frac{2G}{Rc^4} \ddot{Q}_{\mu\nu}(t - \frac{R}{c}) \quad (1.23)$$

Chapitre1. Introduction - les systèmes binaires compacts et leurs manifestations multimessagers

Le facteur $G/c^4 \sim 10^{-44} \text{ m}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{s}^2$ étant très petit, il contraint fortement l'amplitude des perturbations. La valeur de $\ddot{Q}_{\mu\nu}$ devra donc être très élevée pour que l'effet produit par ces perturbations soit observable.

Dans le vide, la mesure de distance entre deux masses en chute libre entraîne un excès de retard à ces perturbations gravitationnelles qui est indissociable d'une variation de longueur. Et puisque la distance D entre deux particules varie suivant $\Delta D = h(D/2)$ alors on peut détecter les ondes gravitationnelles par une variation de la distance D , et l'observable est donc l'amplitude de cette onde notée h . Connaître son ordre de grandeur permet de déterminer la sensibilité des détecteurs nécessaire à la détection des ondes gravitationnelles.

La formule du quadrupôle de l'EQUATION 1.23 permet d'obtenir la luminosité gravitationnelle \mathcal{L} qui correspond à la puissance rayonnée par le quadrupôle, c'est-à-dire l'énergie transportée par unité de temps par l'onde gravitationnelle telle que :

$$\mathcal{L} \equiv \left(\frac{c^5}{G}\right) \epsilon^2 \left(\frac{R_s}{R}\right)^2 \left(\frac{\nu}{c}\right)^6 \quad (1.24)$$

avec $R_s = 2G(M/c^2)$ le rayon de Schwarzschild, ϵ le facteur d'asymétrie, ν une vitesse radiale caractéristique du mouvement de la source, G la constante de gravitation de Newton

Les sources d'ondes gravitationnelles potentielles doivent posséder une grande asymétrie, de très grandes masses et doivent être accélérées par des champs gravitationnels très forts : ceux sont des sources astrophysiques. Pour avoir des effets mesurables nous devons être en présence de sources très compactes comme les étoiles à neutrons ou les trous noirs, et de vitesses relativistes. Le flux d'énergie \mathcal{F} transporté par une onde gravitationnelle est proportionnel à son amplitude (Landau & Lifshitz, 1962) selon l'équation :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi c^3}{4G} f^2 h^2 \quad (1.25)$$

avec f la fréquence gravitationnelle. On peut alors donner un ordre de grandeur de l'amplitude puisque $\Delta E = \epsilon M c^2 = 4\pi r^2 \mathcal{F} \tau$ où τ est le temps d'émission :

$$h = 2.2 \times 10^{-19} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \left(\frac{1 \text{ Mpc}}{r}\right) \left(\frac{1 \text{ kHz}}{f}\right) \left(\frac{1 \text{ ms}}{\tau}\right)^{\frac{1}{2}} \epsilon^{\frac{1}{2}} \quad (1.26)$$

La dépendance en $1/r$ avec r la distance observateur - source montre que l'observable est sensible à l'amplitude de l'onde et non à son intensité ($1/r^2$) comme les ondes électromagnétiques. Les détecteurs sont eux même sensibles à l'amplitude de l'onde, donc gagner un facteur 10 sur la sensibilité du détecteur permettra d'augmenter le volume de l'univers observable d'un facteur 1000. En prenant comme exemple une source d'une masse solaire située à 1Mpc ayant une fréquence proche du kiloHertz (kHz), avec $\tau = 1 \text{ ms}$, et en supposant que toute l'énergie de masse est rayonnée sous forme d'ondes gravitationnelles ($\epsilon = 1$), on aura alors une amplitude de déplacement relatif des deux masses tests de 2.10^{-19} . Pour observer ces ondes gravitationnelles, il a fallu développer des détecteurs de plus en plus sensibles, comme décrit dans la SECTION 1.2.2.

1.2.2 Détecteurs d'ondes gravitationnelles

Détection indirecte

La première détection indirecte d'une onde gravitationnelle a été réalisée, comme expliquée dans la SECTION 1.1.3 grâce à la découverte par Hulse et Taylor du pulsar binaire PSR1913+16 en

1974 (Taylor & Weisberg, 1982). L'un des faisceau pulse vers la Terre toutes les 59 ms. En l'observant sur 20 ans, ils ont pu mettre en évidence une décroissance de la période orbitale. En effet en tournant l'une autour de l'autre de façon rapide, les étoiles à neutrons perdent de l'énergie sous forme d'ondes gravitationnelles et vont donc se rapprocher. En effectuant un suivi sur 30 ans, Weisberg & Taylor (2005) ont évalués que cette perte de distance correspondait, à 0,2% près, à la valeur prédite par la Relativité générale, comme le montre la FIGURE 1.4. Cette preuve indirecte de l'existence des OG leur valu le prix Nobel en 1993. Il s'agit désormais de pouvoir détecter directement ces émissions gravitationnelles.

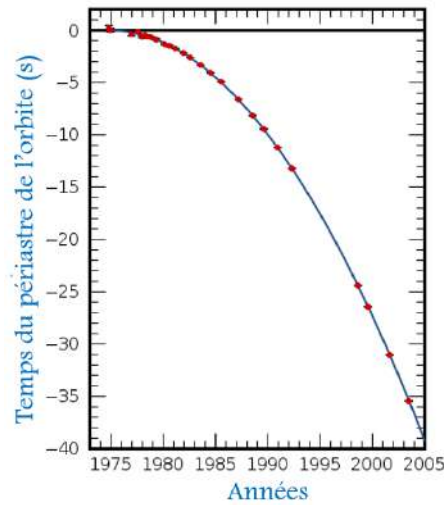


FIGURE 1.4 – Décroissance orbitale du pulsar binaire PSR 1916+13. Les points rouges correspondent aux observations, la ligne bleu à la courbe théorique prédite par la RG ; crédits : Taylor & Weisberg (1982)

Principe de détection directe

En 1957, une expérience a été imaginé pour prouver l'existence des OG (Bondi et al., 1959). En considérant un anneau de particules test libre, c'est-à-dire soumis uniquement à la gravitation, Bondi et Pirani ont montré que lors du passage d'une onde gravitationnelle, perpendiculairement au plan de l'anneau, celui-ci verra ses distances relatives modifiées. En effet, le moment quadrupolaire se contracte dans une direction et s'allonge dans une autre, suivant la FIGURE 1.5. L'amplitude de ces oscillations est la perturbation notée h . La sensibilité des détecteurs est quant à elle notée h_n et est caractérisée par $h_n = S_n^{1/2}(f)$ avec $S_n(f)$ la densité spectrale équivalente du bruit en Hz^{-1} .

Antennes résonnantes

Dès 1960, Weber eu l'idée de ces antennes résonnantes, aussi appelées Barres de Weber (Weber, 1969). C'est en 1966 que la première antenne voit le jour. Il s'agit d'une barre d'aluminium d'environ 1,5 tonnes et de 1 mètre de long placée à température ambiante dans une chambre à vide isolée des vibrations. Pour cela, elle est suspendue par un câble pour éviter tout bruit dû aux perturbations sismiques. Lorsqu'une onde gravitationnelle la traverse, elle voit sa longueur relative augmenter et réagit alors comme un oscillateur harmonique : elle entre en résonance. Ces déformations mécaniques sont transmises sous forme de signal électrique grâce aux transducteurs, qui permet en même temps d'amplifier ce signal. Lors de ses premiers essais, la sensibilité est faible :

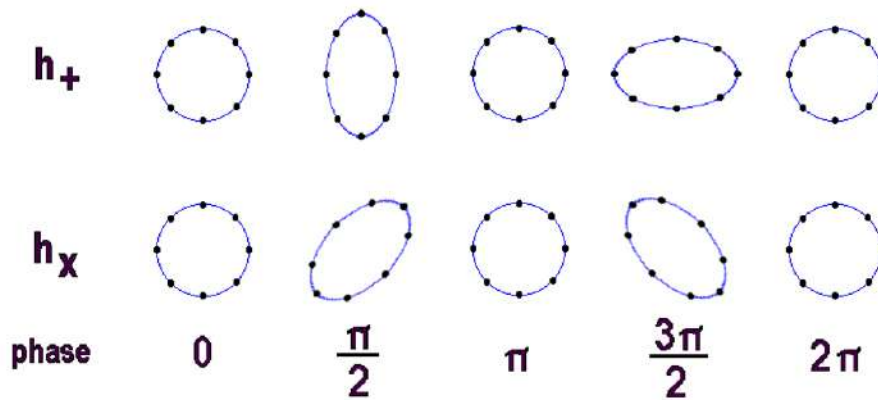


FIGURE 1.5 – Effet d’une onde gravitationnelle de polarisation "+" puis "x" sur un cercle de masses test tombant en chute libre. Crédits : Robert Johnston.

$h_n = 10^{-16} \text{Hz}^{-1/2}$. Weber annonce entre 1969 et 1975 avoir détecté plusieurs coïncidences entre deux antennes séparées de 1000 km environ. Il explique que ces sources se trouvent donc au centre de notre Voie Lactée. Mais en réalité, les sources potentielles sont noyées dans le bruit qui ne laisse à la bande de détection qu’une très faible largeur. Les résultats sont en trop grand nombre et avec une trop grande amplitude pour être autre chose que des fausses alarmes. Cela a permis de montrer qu’avec plus de sensibilité, on était à l’aube de la détection des OG. Le bruit thermique est la principale source de bruits des barres résonnantes. Leur sensibilité a été considérablement augmentée en utilisant la cryogénie, on utilise de l’hélium liquide pour refroidir l’antenne jusqu’à $\sim 4\text{K}$. Par ailleurs, les suspensions ont été améliorées permettant une meilleure isolation vibratoire.

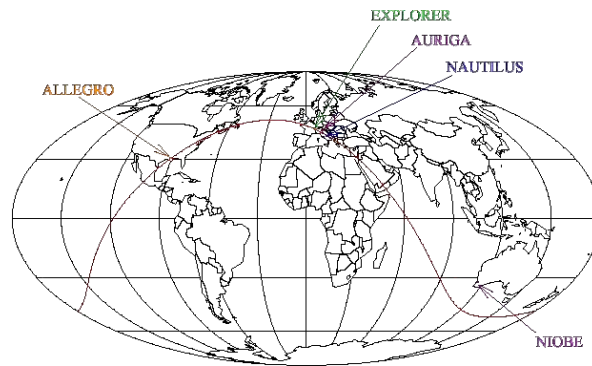


FIGURE 1.6 – Répartition mondiale des différentes barres résonnantes. Crédits : Tania Regimbau.

ALLEGRO a ainsi pu atteindre la sensibilité de $h_n \sim 5 \cdot 10^{-21} \text{Hz}^{-1/2}$, soit $h \sim 10^{-19}$. Cela permet aux barres ultra-cryogéniques actuelles NAUTILUS et AURIGA (*Antenna Ultracriogenica Risonante per l’Indagine Gravitazionale Astronomica*) d’atteindre une sensibilité de $h \sim 2 \cdot 10^{-22} \text{Hz}^{-1/2}$. Malgré cela, leur bande passante reste comprise entre 20 et 30 Hz autour du kiloHertz. La TABLE 1.1 regroupe les détecteurs récemment utilisés et leurs caractéristiques¹. Leur répartition est indiquée par la FIGURE 1.6.

1. La liste entière et détaillée de tous les détecteurs est disponible sur http://members.ift.uam-csic.es/bellido/gravitacion/exp/GW_en.html - date de dernière mise à jour 2006

De nombreuses analyses de données ont été réalisées entre les différents détecteurs (Astone et al., 1999, 2013) sans donner de résultats probants. Nombreux sont les détecteurs qui ont été dé-commissionnés face à l'émergence des interféromètres mais il est important de noter qu'AURIGA et NAUTILUS vont continuer leur prise de données lors de l'ère avancée LIGO - Virgo. Une convention a même été signée pour réaliser des analyses communes. (Association avec LIGO pour 2 semaines entre 2003 et 2004 : Baggio et al. (2008) qui devrait se poursuivre à l'avenir.)

| Détecteurs | Pays | Période | Température [K] | Fréquence de résonance [Hz] | Longueur [m] | Sensibilité [Hz ^{-1/2}] | Réf. |
|------------|--------------|-------------|-----------------|-----------------------------|--------------|-----------------------------------|------|
| EXPLORER | CERN, Suisse | 1986 - 2012 | 2,6 | 905 – 921 | 3 | $5 \cdot 10^{-21}$ | 1,2 |
| ALLEGRO | USA | 1990 - 2008 | 4,2 | 895 – 920 | 3 | $5 \cdot 10^{-21}$ | 3 |
| NIOBE | Australie | 1993 - 1998 | 5 | 694 – 713 | 3 | $5 \cdot 10^{-21}$ | 4 |
| NAUTILUS | INFN, Italie | 1995 - ... | 0,1 | 908 – 924 | 3 | $2 \cdot 10^{-22}$ | 5,6 |
| AURIGA | INFN, Italie | 1999 - ... | 0,25 | 912 – 930 | 2,9 | $2 \cdot 10^{-22}$ | 7 |

TABLE 1.1 – Caractéristiques de barres résonantes. Références : [1] :Amaldi et al. (1984), [2] :Astone et al. (1993), [3] :Mauceli et al. (1996), [4] :Blair et al. (1998), [5] :Astone et al. (1991), [6] :Astone et al. (1997), [7] :Zendri et al. (2002)

L'inconvénient majeur de cet énorme cylindre d'aluminium est le fait que si l'OG le traverse parallèlement, puisque cette antenne est directionnelle, il sera impossible de détecter le signal. Celui-ci est au plus fort uniquement lorsque l'onde arrive perpendiculairement à la barre. Pour palier à ce problème, de nouveaux projets voient le jour : MiniGRAIL(Leiden, Pays-Bas) et Mario Schenberg (Brésil) sont deux projets d'antennes résonantes d'un nouveau genre. Ceux ne sont plus des barres mais des sphères d'une tonne et d'un diamètre de 65 cm environ. Cela leur permet de détecter les OG dans toutes les directions puisqu'on passe d'un unique mode fondamental à 5 modes fondamentaux. Cette analyse isotropique du signal avec plusieurs bandes indépendantes permet de pouvoir déterminer la direction ainsi que la polarisation des OG. Ces antennes sensibles aux hautes fréquences permettront d'atteindre $h_n \sim 10^{-24} - 10^{-23} \text{ Hz}^{-1/2}$, soit $h \sim 10^{-21} - 10^{-22}$ (Filipe Da Silva Costa et al., 2014).

Interféromètres de Michelson

Les perturbations h sont faibles, et les barres résonantes ne sont pas encore assez sensibles pour pouvoir les détecter. Ainsi, vers 1995, de nouveaux détecteurs d'ondes gravitationnelles voient le jour. Il ne s'agit non plus de faire vibrer un cylindre, mais d'utiliser des miroirs pour observer l'impact de l'OG sur la distance qui les sépare. En effet, puisque l'OG fait varier un anneau de masses tests libres, le miroir peut être utilisé comme cet anneau. Il s'agit du principe de l'interféromètre de Michelson, comme le décrit la FIGURE 1.7. On utilise un laser très puissant pour parcourir les bras du détecteurs qui sont des cavités Fabry-Pérot de quelques kilomètres de long au bout desquels les miroirs sont suspendus. Ce laser va passer d'abord par une lame semi-réfléchissante qui va réfléchir vers un bras et transmettre vers le second le faisceau laser monochromatique stabilisé. En déformant infiniment ces miroirs, l'OG va faire varier la longueur relative des bras de ce dispositif : lorsque le premier se contracte, le second se dilate et vice versa. Cela va entraîner un

déphasage dans la figure d'interférence reçue en sortie par un photo-détecteur. Ainsi la lame séparatrice permet de diviser les rayons lumineux grâce auxquels on peut mesurer une différence de marche du trajet lumineux sur chaque miroir. Il faut plusieurs réflexions pour que ces franges soient détectables. En effet pour avoir un déplacement $\Delta L = h.L$, à une fréquence d'un kHz, il faudra une centaine d'aller-retour pour parcourir les 150km nécessaires à cette détection.

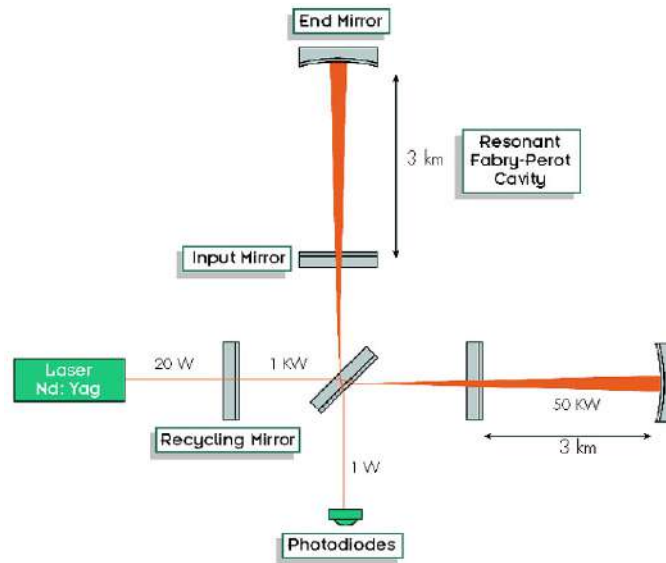
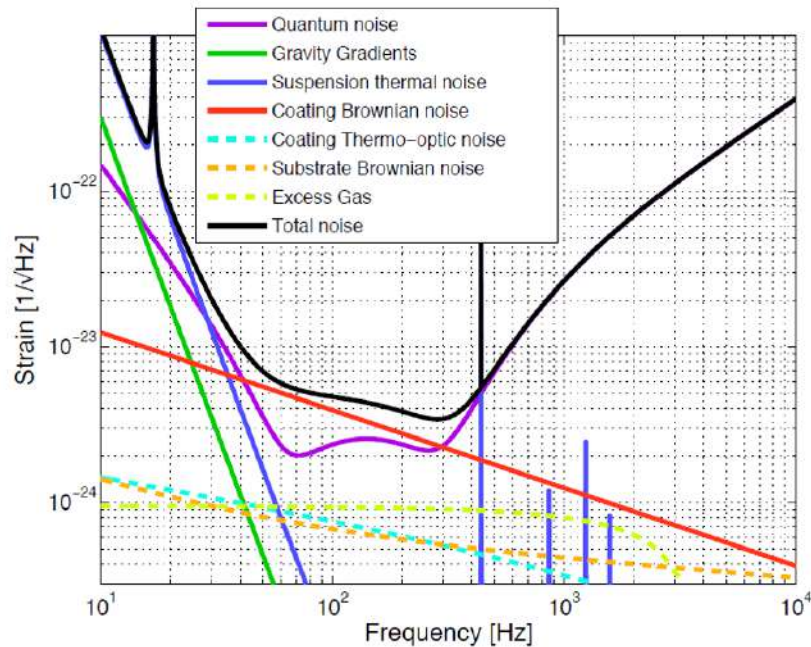


FIGURE 1.7 – Schéma de l'interféromètre de Michelson utilisé par le détecteur VIRGO : - Copyright : EGO.

Ce détecteur a aussi ses inconvénients, nombreux sont les bruits à prendre en compte comme le montre la FIGURE 1.8. On avait déjà mentionné avec les barres résonantes le bruit sismique, qui limite la sensibilité de détection aux basses fréquences. Ce bruit affecte aussi les détecteurs interférométriques, des suspensions anti-vibration pour les miroirs ont ainsi été développées. Malheureusement ces suspensions provoquent un bruit thermique, dû aux fluctuations browniennes de la position du centre de gravité. Il existe un second bruit thermique dû à la surface même des miroirs, notamment aux mouvements thermiques des atomes qui provoque une incertitude de position. Ce bruit est atténué grâce au refroidissement des miroirs. Enfin le bruit de photons entraîne, a contrario du bruit sismique, une limite en sensibilité à hautes fréquences. Ce problème est induit par la puissance finie du laser qui empêche d'obtenir une puissance lumineuse suffisante arrivant sur la lame séparatrice. En effet le maximum de sensibilité sera atteinte quand l'interféromètre sera réglé sur une frange sombre. Il faut donc que la plus grande partie de la lumière incidente soit réfléchiée vers la source laser, où celle-ci se comportera alors comme un miroir quasi-parfaitement réfléchissant. On place pour cela un miroir de recyclage partiellement transparent, avant la lame séparatrice, permettant d'augmenter considérablement la puissance dans l'interféromètre par réinjection de la lumière.

Grâce aux détecteurs interférométriques, on peut désormais utiliser une large bande en fréquence, de 10Hz à 10kHz. Les premiers furent développés dans les années 70 (Moss et al., 1971), construits dans les années 90 et en fonctionnement dans les années 2000. Il s'agit de la première génération avec, aux Etats-Unis, LIGO (*Laser Interferometric Gravitational Observatory*) à Hanford (Washington) et à Livingston (Louisiane) et du côté Franco-Italien Virgo à Cascina en Italie, GEO600 du point de vue germano-britannique qui se trouve à Hannovre, et le prototype japonais TAMA. Chacun possède ses propres capacités résumées dans la TABLE 1.2. Leur sensibilité n'étant alors pas suffisante pour détecter quoi que ce soit, ils sont pour 3 d'entre eux en cours d'amélioration.

FIGURE 1.8 – Bruits dans Advanced Virgo. Crédits : [Acernese et al. \(2015\)](#).

| Détecteurs | Pays | Longueur des bras [km] | Bande passante à 10^{-21} Hz | Sensibilité nominale [$\text{Hz}^{-1/2}$] | Sensibilité maximale [$\text{Hz}^{-1/2}$] |
|-----------------|----------------------|------------------------|--------------------------------|---|---|
| GEO | Allemagne-Angleterre | 0,6 | $50 - 1,5 \cdot 10^3$ | 10^{-22} à 350Hz | $3 \cdot 10^{-22}$ à 600Hz |
| LIGO Hanford | Washington | 4 | $100 - 10^4$ | $3 \cdot 10^{-23}$ à 150Hz | $3 \cdot 10^{-23}$ à 150Hz |
| LIGO Livingston | Louisiane | 4 | $100 - 10^4$ | $3 \cdot 10^{-23}$ à 150Hz | $3 \cdot 10^{-23}$ à 150Hz |
| TAMA | Japon | 0.3 | $100 - 5 \cdot 10^3$ | $2 \cdot 10^{-22}$ à 300Hz | $2 \cdot 10^{-21}$ à 1000Hz |
| VIRGO | France-Italie | 3 | $10 - 10^4$ | $4 \cdot 10^{-23}$ à 250Hz | 10^{-22} à 400Hz |

TABLE 1.2 – Caractéristiques des interféromètres terrestres de première génération.

Dès septembre 2015, la seconde génération commencera sa prise de donnée avec Advanced LIGO (aLIGO). Suivront Advanced Virgo (AdV) en 2016. GEO600 est en cours d'amélioration depuis 2010, mais continue sa prise de données durant 70% de son temps ([Adams et al., 2015](#)). L'un des 2 détecteurs de LIGO Hanford va quand à lui être renommé INDIGO et se trouvera désormais en Inde après avoir à son tour subit une phase d'amélioration. Quant à TAMA 300 il a arrêté sa prise de donnée en 2005. Cette nouvelle génération va améliorer d'un facteur 10 la sensibilité (voir [FIGURE 1.9](#)), ce qui correspond à un volume de détection 1000 fois plus grand. Elle devrait permettre la détection des premières ondes gravitationnelles.

D'autres détecteurs sont par ailleurs en cours de réalisation, tels KAGRA (*Kamioka Gravitational Wave Detector*) anciennement LCGT (*Large Scale Cryogenic Gravitational Wave Telescope*). Il s'agit

Chapitre1. Introduction - les systèmes binaires compacts et leurs manifestations multimessagers

d'un projet d'antenne cryogénique au Japon qui, suite à la catastrophe de Fukushima, devrait démarrer en 2018. C'est le seul projet sous-terre est cours de réalisation, et le seul avec cryogénie. Au final, en 2016-2020, la carte de répartition des détecteurs devrait suivre la FIGURE 1.9.

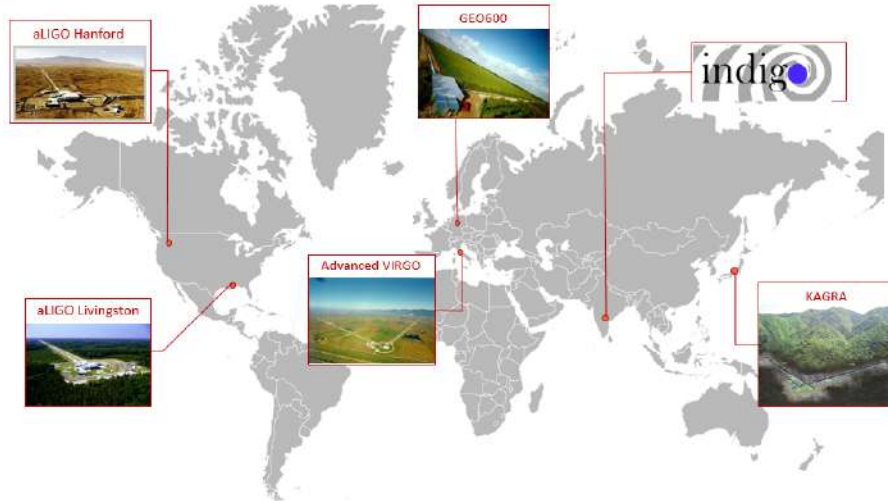


FIGURE 1.9 – Répartition des détecteurs d'OG dans le monde à l'horizon 2016-2020.

Le projet Européen *Einstein Telescope* (ET) dont le lancement est prévu pour 2030 (FIGURE 1.11a) donnera naissance à la troisième génération de détecteur permettant de surpasser toutes les détections possibles jusqu'alors. Il s'agit de bras espacés de 10 km se trouvant 5 mètres sous terre qui lui permettent d'acquérir une sensibilité améliorée d'un facteur 10 comme le montre la FIGURE 1.10. Ses 6 liens lasers lui permettent d'avoir trois interféromètres totalement indépendant.

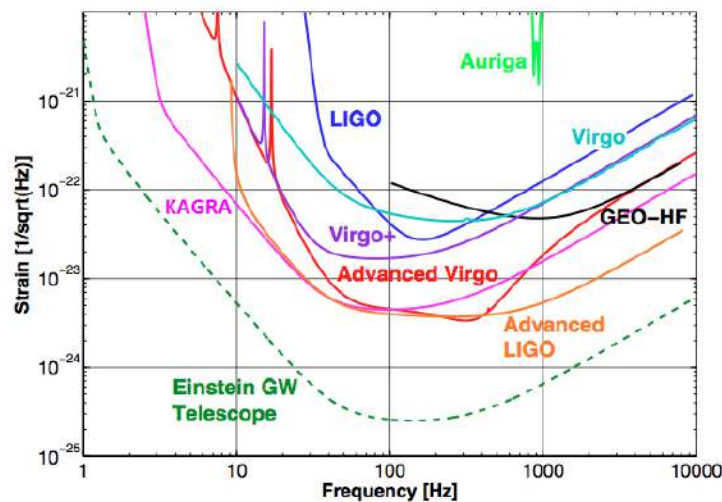


FIGURE 1.10 – Sensibilité des différents détecteurs d'OG en fonction de la fréquence. Crédits : [Acernese et al. \(2015\)](#)

eLisa, *European Laser Interferometer Space Antenna*, cherche à détecter les ondes gravitationnelles en basses fréquences : entre 0,1mHz et 1Hz, ce qui ne peut être fait actuellement par les détecteurs au sol. Ce détecteur spatial utilisera le même principe que celui des interféromètres terrestres. Trois stations forment un triangle équilatéral permettant d'obtenir une longueur de bras inégale d'un

million de kilomètres comme illustré FIGURE 1.11b, mais réduisant à l'ordre de 0,1mHz la bande de détection. Il sera lancé vers 2034 pour un fonctionnement d'une durée de 2 ans. En attendant LISA Pathfinder sera lancé fin 2015, pour tester les éléments clefs qui seront utilisés dans eLISA. En parallèle l'interféromètre spatial japonais DECIGO, *DECI-Hertz Interferometer Gravitational wave Observatory*, bien plus ambitieux devrait être lancé plus tard.

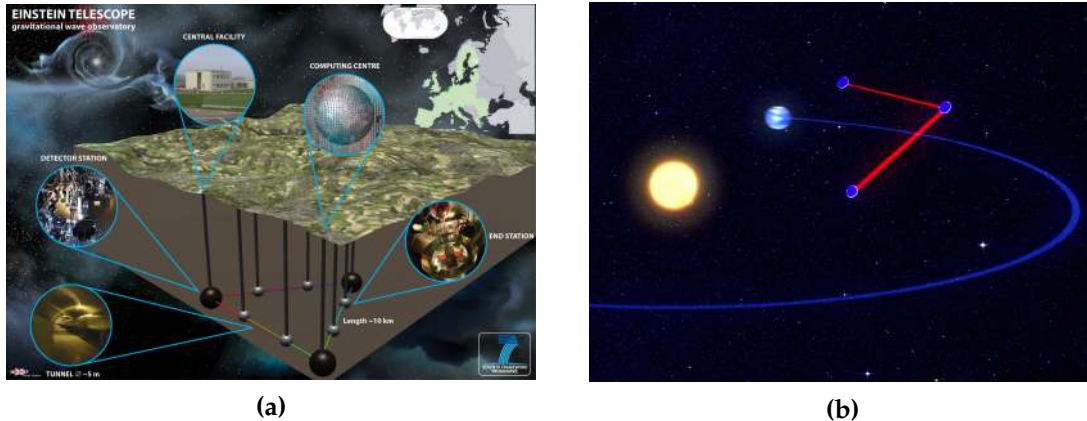


FIGURE 1.11 – (a) : Projet Einstein Telescope. Crédits : ET - (b) : eLISA placé en orbite avec un angle de 20° derrière la Terre, dans un plan de 60° par rapport à l'écliptique. Crédits : AEI/MM/exozet.

Réseaux de détecteurs de pulsars millisecondes

Dans la SECTION ?? on a décrit les pulsars millisecondes. Ces étoiles à neutrons en rotation très rapide (inférieure à 20 millisecondes) émettent un rayonnement radio tel un phare. Si ce cône est orienté vers la Terre, un radiotélescope pourra facilement le détecter. Et c'est en partant de cette idée, qu'un réseau de détecteurs dédiés aux pulsars a été développé. Les ondes gravitationnelles émises sont très basses en fréquences. Le principe est de mesurer la différence entre les temps de détection des pulses radio pour voir si une OG a affecté ou non la distance Terre-pulsar mesurée. Trois projets se sont ainsi coordonnés : l'Observatoire Parkes en Australie nommé PPTA (*Parkes Pulsar Timing Array*), l'européen EPTA (*European Pulsar Timing Array*) et l'américain NanoGrav (*North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves*).

1.2.3 Détection des sources d'ondes gravitationnelles

Il existe quatre catégories différentes de sources potentielles pour les ondes gravitationnelles. Les détecteurs sont dédiés à une certaine catégorie de sources en fonction de leur bande en fréquences et leur sensibilité. La FIGURE 1.13 résume de façon non exhaustive cette répartition pour différents détecteurs et différentes sources.

Les sources impulsives Leur durée de vie est courte par rapport au temps d'observation (de quelques ms à quelques centaines de secondes). Ces signaux peuvent être produits par les supernovae comme sur la FIGURE 1.12a, les coalescences d'étoiles à neutrons ou de trous noirs, les transitions de phase, les oscillations ou les instabilités initiales des étoiles à neutrons ou les cordes cosmiques. On connaît assez mal ce phénomène physique et la forme du signal qui leur est associé. En l'absence de modèles précis pour la forme d'onde, la méthode de détection consiste à rechercher un excès de puissance simultanément dans plusieurs détecteurs. Détecter une contrepartie optique

permettrait d'augmenter de façon significative le niveau de confiance, et donc de diminuer le seuil de détection.

Les sources périodiques Leur signal varie très peu pendant le temps d'observation. Le signal est faible (pour une source distante de 10kpc, $h \sim 10^{-27}$) mais peut donc être intégré sur de longues périodes de temps (de l'ordre de l'année) puisque la sensibilité évolue comme $h \propto \sqrt{t}$. Il s'agit des étoiles à neutrons en rotation ou des LMXB, les binaires X de faible masse

Les systèmes binaires Il s'agit des systèmes binaires d'objets compacts (EN ou TN) durant la phase spirale, la coalescence et les oscillations amorties du trou noir final, suivant la FIGURE 1.12b. Durant la première phase de coalescence, celui-ci est bien modélisé et a une forme caractéristique notée *chirp*, avec une fréquence et une amplitude en augmentation simultanée. Cette fois, l'amplitude de l'onde gravitationnelle émise est de l'ordre de 10^{-22} pour un système d'étoiles à neutron de $1,4M_{\odot}$ chacune, située à 10Mpc, émettant à une fréquence de 100Hz. A la fin de leur vie de système binaire, après avoir atteint leur dernière orbite stable, les deux astres fusionnent. Le signal chaotique n'est pas encore compris. Ensuite on retrouve une phase stable nommée *ringdown*, durant laquelle on utilise la méthode dite "match filtering".

Le fond gravitationnel stochastique créé par la superposition de toutes les sources non résolues, et qui peut être d'origine cosmologique ou astrophysique. Le fond stochastique peut être confondu avec le bruit des détecteurs et la méthode optimale consiste à corrélérer deux ou plusieurs détecteurs pour s'affranchir du bruit et extraire le signal commun.

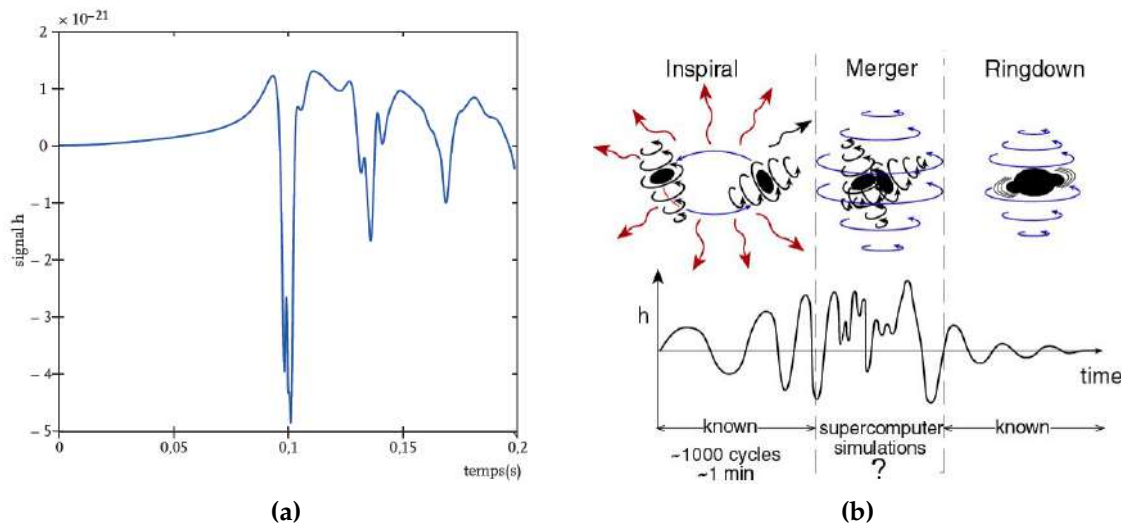


FIGURE 1.12 – a : Simulation du signal d'onde gravitationnelle provoqué par la formation d'une supernova. Le pic est caractéristique de l'effondrement de l'étoile suivi d'un ou plusieurs rebonds - b : Schéma illustrant les différentes phases de l'évolution d'une binaire d'étoiles à neutron avec le signal qui lui est associé. Crédits : Kip Thorne (Dimmelmeier et al., 2002).

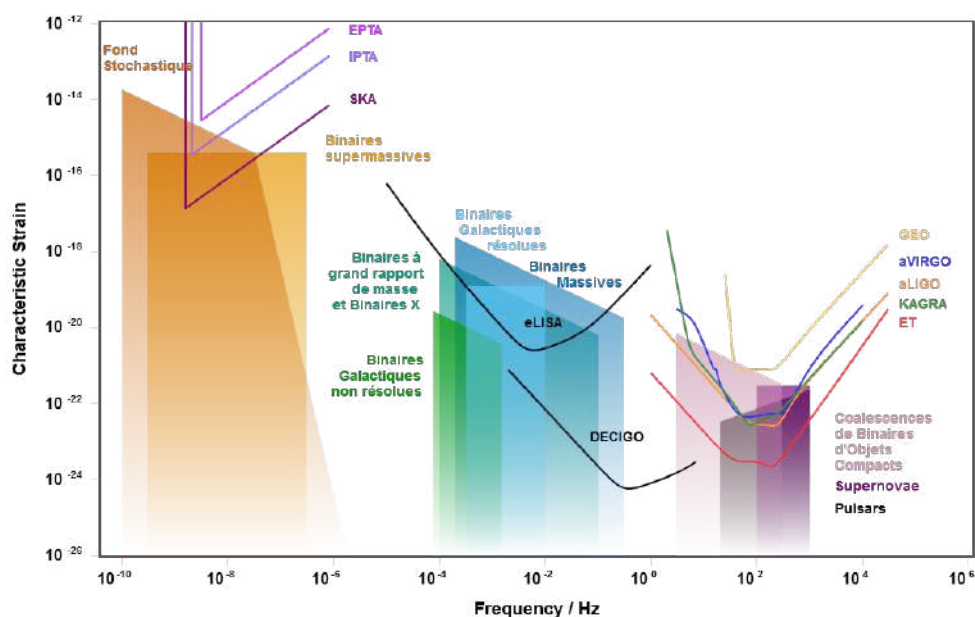


FIGURE 1.13 – Sensibilité en fonction de la fréquence de différentes sources pour divers détecteurs d’ondes gravitationnelles. Crédits : Christopher Moore, Robert Cole and Christopher Berry from the Gravitational Wave Group at the Institute of Astronomy, University of Cambridge; <http://rhcole.com/apps/GWplotter/> (Moore et al., 2015).

1.3 Les sursauts gamma

1.3.1 Historique et définition des sursauts gamma

Une découverte militaire

La détection des premiers sursauts gamma remonte aux années 60. A cette époque, la guerre froide atteint son paroxysme lors de la crise de Cuba. Avec la guérilla et la prise du pouvoir par Fidel Castro, aidé par Che Guevara, Cuba est totalement indépendante en décembre 1958. Ils signent des accords commerciaux et diplomatiques avec l’URSS. Les Américains tenteront de renverser le gouvernement cubain en 1961. Face à leur échec, les États-Unis installent en Turquie et en Italie des missiles pointant vers le territoire soviétique. L’URSS riposte alors en installant à Cuba des missiles, des soldats, des sous-marins autour, prêts à défendre l’île. Il s’en suivra une série d’évènements qui mèneront Kennedy à signer un accord de non-invasion de Cuba en 1962. Krouchtchev retira alors ses missiles de Cuba et les Etats-Unis ceux de Turquie et d’Italie. Le 5 août 1963 ils ratifient avec de nombreux autres pays un traité d’interdiction partielle des essais nucléaires qui interdit tout essai nucléaire dans l’atmosphère, l’espace extra-atmosphérique et sous l’eau, mais n’interdit pas les essais souterrains. Il est à noter qu’à ce moment là, la France et la Chine refusent de le signer. Les États-Unis développent alors en 1963 le projet Vela visant à vérifier que le traité est respecté, et que les pays l’ayant ratifiés, ou même d’autres pays, ne font pas de tests nucléaires.

Le projet se divise en 3 parties : Vela Uniform, dédié aux essais sous terrain, Vela Sierra au sol pour contrôler les essais atmosphériques et enfin, Vela Hotel, depuis l’espace. Douze satellites voient le jour, et sont lancés deux par deux dès 1963 jusqu’en 1970. Ce réseau permettra de pouvoir couvrir toute la Terre et même l’espace, et, grâce aux détecteurs de rayonnement X et γ , pouvoir

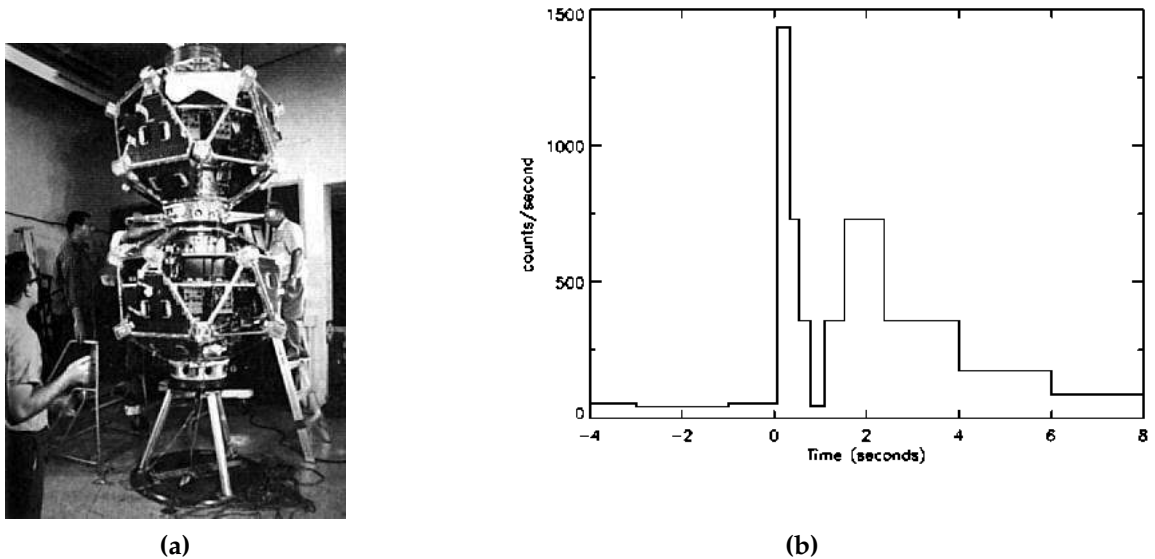


FIGURE 1.14 – (a) : Une paire de satellite Vela. Crédits : USAF - (b) : Courbe de lumière du premier sursaut gamma observé par Vela-4a. Il donne une première vision des sursauts gamma : flash intense (plus de 100 coups par seconde) et bref (d'une durée de quelques secondes). Il présente deux pulses. (Crédits : <http://apod.nasa.gov/htmltest/jbonnell/www/grbhist.html>)

détecter toute émission de ce type qui sont les signatures d'une explosion nucléaire. Leur localisation pourra être extrapolée par méthode de triangulation pour une précision d'environ quelques degrés.

Le 2 juillet 1967, Vela 3 et 4 détectent une bouffée de photons gamma de quelques secondes, provenant de l'espace. Ce signal intense et bref présenté en FIGURE 1.14b ne correspond alors en rien avec le signal attendu pour un test nucléaire. Par la suite plus de 70 flashs de rayonnement gamma ont été ainsi détectés en 10 ans de prise de données par Vela. Leur position connue par triangulation ont permis de montrer qu'ils ne provenaient ni de la Lune, ni de la Terre, ni du Soleil. C'est seulement en 1973 que ces données sont confiées aux scientifiques. Ray Klebesadel et son équipe de Los Alamos, permettent la première publication sur ces phénomènes encore inconnus, qu'ils appellent sursauts gamma (SG) (Klebesadel et al., 1973). Il est à noter que le 22 septembre 1979, l'un des satellites détectent deux flash lumineux consécutifs : un court puis un long, qui sont normalement associés avec un test nucléaire et ne correspondent pas à la signature des SG. Le mystère reste entier pour déterminer s'il s'agissait d'une météorite qui se serait écrasée sur le satellite ou un réel test nucléaire (Wright & De Geer, 2017).

Définition générale d'un sursaut gamma

Les sursauts gamma correspondent à des flash de lumière gamma très intenses. Leur courbe de lumière est très variable d'un évènement à l'autre dont un exemple est montré avec la FIGURE 1.14b. On a pu séparer deux catégories de sursauts gamma : les sursauts gamma courts et les sursauts gamma longs, qui ont en moyenne une durée respective de quelques centièmes de secondes et de 10 secondes. Les différences entre ces deux classes sont décrites dans la SECTION 1.3.4. Cette bouffée de rayons gamma apparaît dans l'émission dite "prompte" précédant une émission baptisée "rémanence", qui, elle, est détectable dans le domaine visible et celui des rayons X pendant

quelques jours, mais aussi dans celui des ondes radio pendant potentiellement plusieurs années. Ces rémanences vont permettre de lever le voile sur la distance des sursauts gamma, décrit dans le paragraphe suivant. Ces différentes émissions sont détaillées dans la SECTION 1.3.3

Les rayonnements gamma sont stoppés par l'atmosphère terrestre, la détection de l'émission prompt ne peut donc se faire que par l'envoi de satellites dans l'espace. Des satellites dédiés à leur détection sont envoyés à la fin des années 70. Un suivi multi-longueur d'onde est effectué pour chaque détection : l'émission X est étudiée grâce aux mêmes satellites qui détectent l'émission gamma. Quant aux émissions visibles, leur détection est réalisée grâce à des petits télescopes au sol dédiés et à de plus grands télescopes qui aident à obtenir la distance. La SECTION 1.3.2 détaille ces satellites et leurs caractéristiques.

Du local au cosmologique

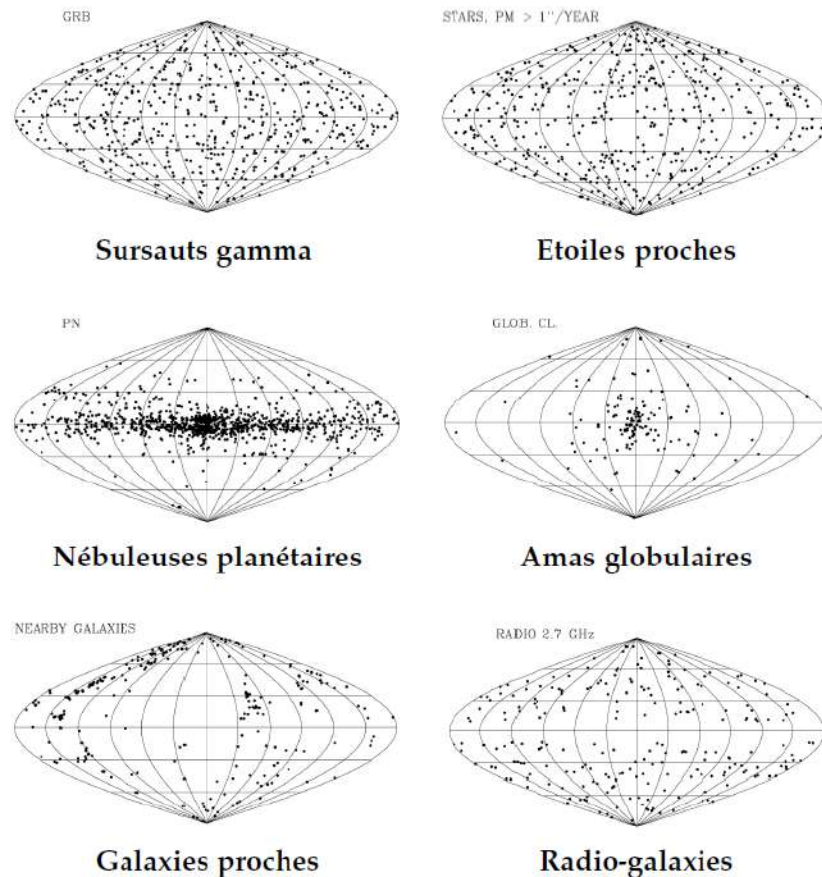


FIGURE 1.15 – Distribution des sursauts gamma comparés à différents objets. Cette répartition a été réalisée après 3 ans d'observations par BATSE. Les étoiles proches sont elles aussi isotropes avec des mouvements propres, les nébuleuses planétaires suivent le disque de la Voie Lactée, les amas globulaires sont plus présents autour du centre galactiques, les galaxies suivent les toiles cosmiques des grandes structures et les radio-galaxies sont isotropes - source : Paczynski (1995)

La grande question qui anima de nombreux débats, 20 ans encore après leur découverte, était de connaître leur distance. La distance permet de connaître la puissance intrinsèque de ces évè-

nements. On sait que ce phénomène est intense, mais pas jusqu'à quel point. En supposant que la source émet de manière isotropique à une distance comparable au Système Solaire, soit 100 UA, sa puissance intrinsèque atteint 10^{20} W et passe à 10^{44} W si on considère sa distance équivalente à celle d'une galaxie se trouvant à 1Gpc. Considérant cette puissance bien trop énorme si ces sources étaient extra-galactiques, on considéra jusque dans les années 90 que leur distance devait être galactique, sans en avoir la certitude. En effet, il n'était alors pas possible de déterminer une distance, puisqu'on n'arrivait pas à obtenir une précision suffisante pour la localisation de la source, que ce soit avec Vela ou avec BATSE, un instrument dédié aux SG sur le satellite (Compton Gamma-Ray Observatory ou CGRO) lancé en 1991. Avec l'IPN (*InterPlanetary Network*) on passe de quelques degrés de précision à la minute d'arc, mais l'obtention de cette localisation prend encore trop de temps, et la rémanence disparaît empêchant de pouvoir déterminer la distance de la source. Pourtant en 1986, B. Paczynski soutient que les SG sont en réalité produits à des distances cosmologiques, de l'ordre de quelques Gpc (Paczynski, 1986). Il en tient pour preuve la répartition isotropique des sursauts qui ne suit donc pas la distribution qu'ils auraient s'ils se trouvaient dans notre galaxie comme le montre la FIGURE 1.15.

En 1994 a lieu un grand débat à propos de la distance des SG. Paczynski qui soutient que les SG se trouvent à des distances cosmologiques, se trouve Don Lamb qui lui défend la thèse galactique des sursauts, expliquant que ces SGs pouvaient se trouver dans un grand halo galactique. Lorsque l'hypothèse isotrope est débattue, il explique que cette isotropie apparente n'est que temporaire et due à la sensibilité limitée des instruments qui ne permettent de détecter que les sursauts les plus proches. L'accumulation des données, grâce à BATSE qui est bien plus sensible, permettra, selon lui, de voir un écart à l'isotropie apparaître. En observant les effets cosmologiques dans la distribution BATSE, force est de constater qu'il y avait moins de sursauts faibles que prévus par une distribution en espace Newtonnienne. En cosmologie on explique cela par l'expansion de l'univers, mais Don Lamb a émis une autre hypothèse, en expliquant que l'on approchait le bord du super-halo avec une population d'étoiles à neutron qui devenait moins dense. Après discussion, le vote de la majorité des scientifiques suivra elle aussi cette hypothèse, alors que la réalité des données avec un excès en direction de M31 donnera raison à Paczynski comme le montre la distribution des sursauts après 10 ans d'observations par BATSE en FIGURE 1.15.

En 1997, le doute n'est plus possible grâce à l'observation de la contrepartie rémanente visible. La toute première contrepartie rémanente vient du sursaut GRB 970228 (Galama et al., 1997). Sa découverte a été rendue possible par le satellite Beppo-SAX², lancé en 1996. Ses détecteurs gamma et X permettent de localiser un SG avec une précision de l'ordre de la minute d'arc, et d'envoyer ses données toutes les 2 heures. La rémanence laisse place au bout de quelques jours à sa galaxie hôte. Les détecteurs au sol s'activent alors, pour tenter une mesure spectroscopique, sans succès. Trois mois plus tard, une nouvelle détection a lieu avec le sursaut GRB 970508. On reproduit alors la même opération, le suivi du sursaut permet d'observer l'apparition d'une rémanence brillante en optique. On en extrait des mesures de raies d'absorption (FeII, MgI et MgII) ayant un redshift de $z=0.767$ et $z=0.835$. Lorsque cette rémanence disparaît, la mesure spectroscopique de la galaxie hôte ne laisse plus place au doute en permettant la mesure des raies d'émission OII et NeIII présentant un redshift de 0.835. La toute première mesure de distance par redshift d'un sursaut gamma confirme que ces derniers se trouvent bien à des distances cosmologiques, 5.3Gpc pour ce premier sursaut. Grâce aux 10 ans de prise de données de BATSE, on peut montrer sans avis contraire, que

2. *Beppo* rend hommage à Giuseppe Occhialini, un des précurseur de l'exploration spatiale européenne et SAX signifie *Satellite per Astronomia X*

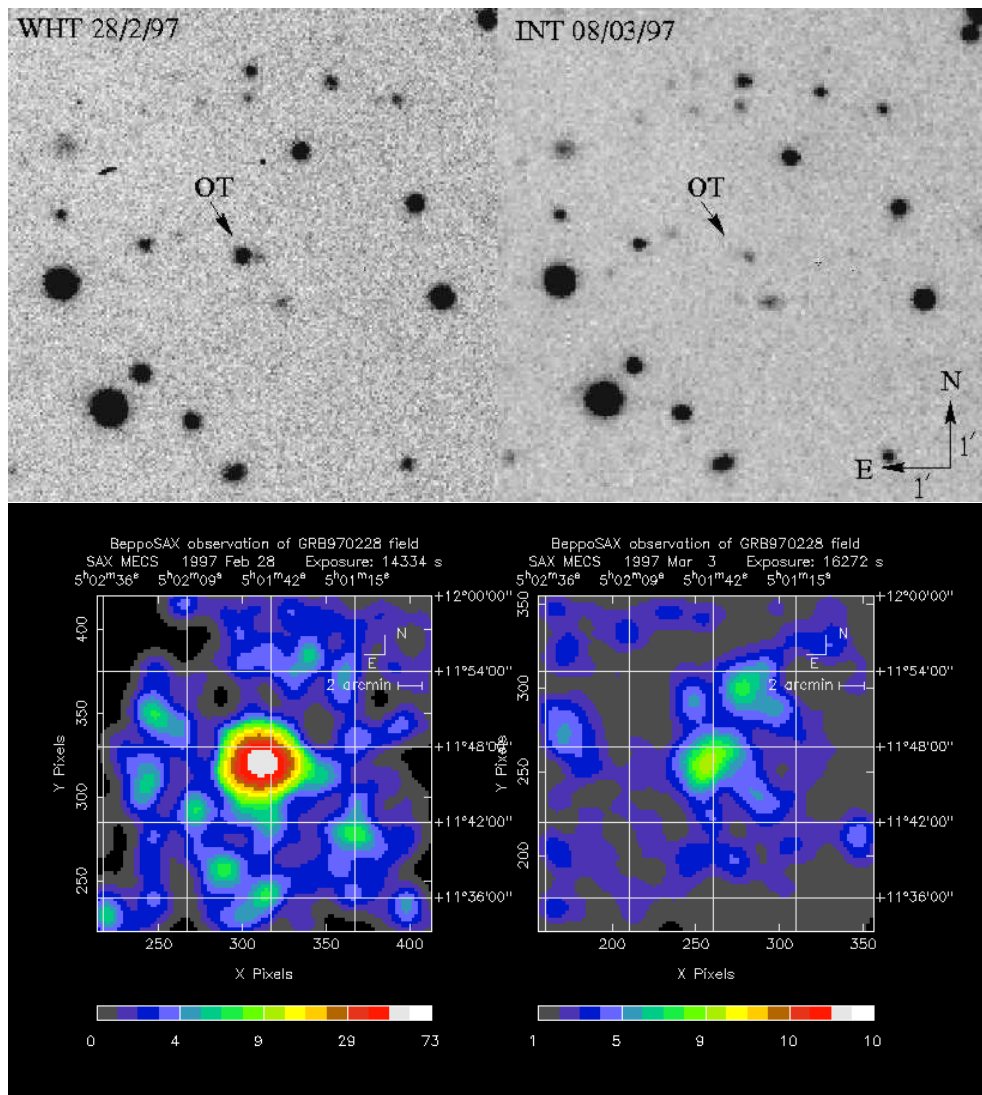


FIGURE 1.16 – Première rémanence détectée pour GRB 970228. **En haut** se trouve l'émission optique du sursaut, notée OT pour *Optical Transient*. **A gauche** se trouve la détection 21h après le sursaut et **à droite**, celle une dizaine de jours après (Groot et al., 1997; van Paradijs et al., 1997). **En bas**, se trouve l'émission X avec une première détection 8h après le sursaut gamma, **à gauche**, puis une seconde 3 jours après, **à droite** (Costa et al., 1997).

ces sursauts étaient bien isotropiques, comme le montre la FIGURE 1.17. Cela confirme que ceux sont les événements les plus énergétiques de l'Univers. BATSE permis aussi de montrer que leur fréquence est d'environ un par jour. Leur grande luminosité leur permet d'être détectés à grande distance, le record étant détenu par le sursaut GRB 090429B (Cucchiara et al., 2011). Son redshift est de 9.4, ce qui signifie qu'il a été produit dans un Univers très jeune, d'à peine 650 millions d'années.

Intérêts de l'étude des sursauts gamma

L'étude des ces événements extrêmes est d'une grande importance pour les astrophysiciens des hautes énergies. En effet, ces phénomènes sont liés à la fin de vie des étoiles massives. Com-

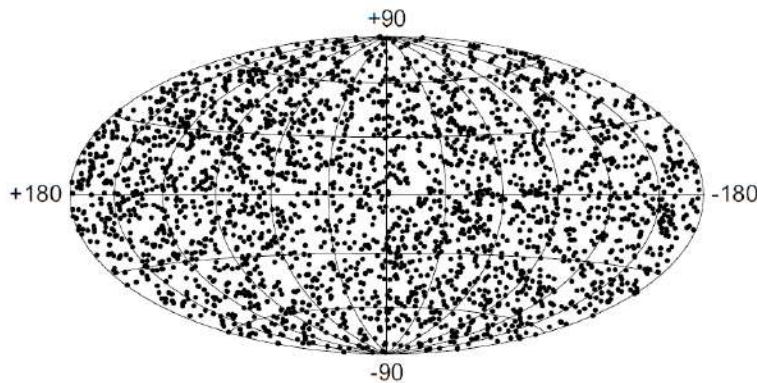


FIGURE 1.17 – Distribution observée par BATSE des 2704 sursauts gamma observés- Crédits : NASA

prendre ces émissions permettrait de mieux comprendre l'évolution stellaire et ainsi l'évolution de notre Univers lui-même. Et puisqu'on peut les relier à leur galaxie hôte, ils permettent de mieux comprendre les propriétés de ces dernières (Fenimore et al., 1993; Wijers et al., 1998; Hunt et al., 2014). Les plus lointains SG permettront de sonder l'Univers et de pouvoir détecter les premières étoiles jamais formées (Mészáros & Rees, 2010; Bonifacio et al., 2015)³. De nombreux modèles (un peu plus d'une centaine listés par Nemiroff (1994)) ont déjà été proposés pour expliquer le violent mécanisme d'émission des SG. Bien que la communauté s'accorde pour utiliser le modèle de la boule de feu décrit dans la SECTION 1.3.4, il y a encore beaucoup d'incertitudes et de questions à résoudre le concernant (Willingale et al., 2007). En revanche, il est certain que ce flash se produit sous forme d'un jet ultra-relativiste (voir SECTION 1.3.5) qui signe la formation d'un trou noir. Et les sursauts gamma permettent de tester les lois fondamentale de la physique comme par exemple l'Invariance de Lorentz (tous les protons se propagent à la même vitesse quelque soit leur énergie, voir Abdo et al. (2009a)). Enfin ces SG s'accompagnent de neutrinos qui peuvent atteindre des énergies de l'ordre de 10^{14} eV (Waxman & Bahcall, 1997), voir même plus s'ils sont le siège de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (Mészáros, 2014). Comme autres messagers, les SG peuvent être accompagnés d'émission gravitationnelles avec les OG. Des projets de collaboration multi-messagers voient donc le jour pour comprendre ces émissions sous toutes ses formes (Aartsen et al., 2014). C'est l'étude en coïncidence avec l'émission gravitationnelle qui m'a particulièrement intéressée comme l'explique la SECTION 1.4.3.

1.3.2 Différents détecteurs

Les satellites

L'intérêt pour l'étude des sursauts gamma grandissant, on développa rapidement des satellites dédiés à leur détection. La précision sur la position des sources va considérablement évoluer. Ne seront détaillés, ci-dessous, que les plus récents détecteurs ayant soit permis une meilleure compréhension des sursauts gamma tels BATSE, *BeppoSAX* et HETE-2, soit permis l'analyse présentée dans cette thèse : *Swift*, FERMI et Wind. D'autres satellites ont été envoyés comme XMM-Newton, le satellite japonais Suzaku ou le satellite plus généraliste INTEGRAL, *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*, AGILE, MAXI et NuStar mais ne seront pas décrits ici.

3. L'équipe de Bonifacio a découvert en mai 2015 trois nouvelles étoiles datant de 13 milliards d'année qui pourraient changer le scénario de formation des premières étoiles.

Vela et les IPN Depuis Vela, on a nommé le réseau de satellites dédié à l'étude des SG : l'IPN pour *InterPlanetary Network*. Les tous premiers satellites lancés dans les années 80 ne sont pas assez performants et nombreux pour faire de grandes avancées. Le calcul de la position déjà utilisé par les satellites Vela va être repris par l'IPN. On utilise alors le réseau de satellite pour comparer les temps d'arrivée entre deux détecteurs suffisamment éloignés. Les deux courbes de lumière identiques dans chaque détecteur est séparé d'un temps Δt . Par un simple calcul géométrique on est alors capable d'en déduire la direction du sursaut en suivant tout simplement la formule $\Delta t \simeq (D / c) \sin \theta$, schématisée FIGURE 1.19a. Aujourd'hui nous sommes à la 3^{ème} génération d'IPN, constituée de 9 satellites : AGILE, Fermi, RHESSI, Suzaku et Swift pour les orbites terrestres basses, INTEGRAL est sur une orbite excentré avec un apogée de 0,5 secondes-lumière ; Wind à lui une apogée d'environ 7 secondes-lumière ; MESSENGER est en route pour Mercure et Mars Odyssey en orbite autour de Mars. L'IPN permet de détecter 335 SG par an, et arrive à localiser la plupart des sursauts brillants. L'IPN de deuxième génération comprenait quant à lui BATSE.

CGRO-BATSE C'est en avril 1991 que la NASA lance le satellite CGRO, *Compton Gamma Ray Observatory* grâce à la navette *Atlantis*. CGRO se compose de différents instruments : BATSE, *Burst and Transient Source Experiment*, est destiné à l'étude des sursauts gamma. BATSE c'est en réalité 8 instruments placés à chaque coin du satellite et orientés de façon différente. Cela permet de couvrir entièrement le ciel. Leur bande de détection se trouve entre 20keV et 2MeV. Juste après cette bande en énergie, viennent CompTEL, *Imaging Compton Telescope* et OSSE, *Oriented Scintillation Spectrometer Experiment* qui permettent de couvrir les bandes intermédiaires, respectivement 1-30 MeV et 0,1-10MeV. Enfin EGRET, *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* permet, quant à lui, un suivi de l'émission haute énergie des sursauts entre 20MeV et 30GeV comme le montre la FIGURE 1.18

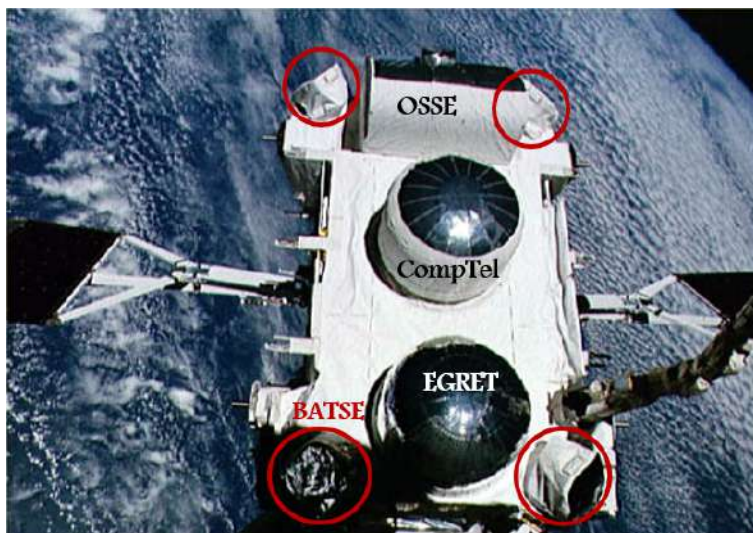


FIGURE 1.18 – Lancement de CGRO. Les instruments le constituant ont été notés sur cette photographie, notamment en rouge on peut voir 4 des 8 détecteurs BATSE. Crédits : NASA

La mesure de la position avec BATSE change du tout au tout. Puisqu'on a plusieurs détecteurs, on peut désormais comparer l'intensité du signal reçu. Et bien que le sursaut émette la même courbe de lumière, c'est l'orientation du détecteur qui réduit ou augmente sa section efficace changeant ainsi l'intensité. Le rapport de ces intensités permet d'obtenir $\tan \theta$. On retrouvera cette méthode avec le détecteur GBM du satellite Fermi, comme le montre la FIGURE 1.19b.

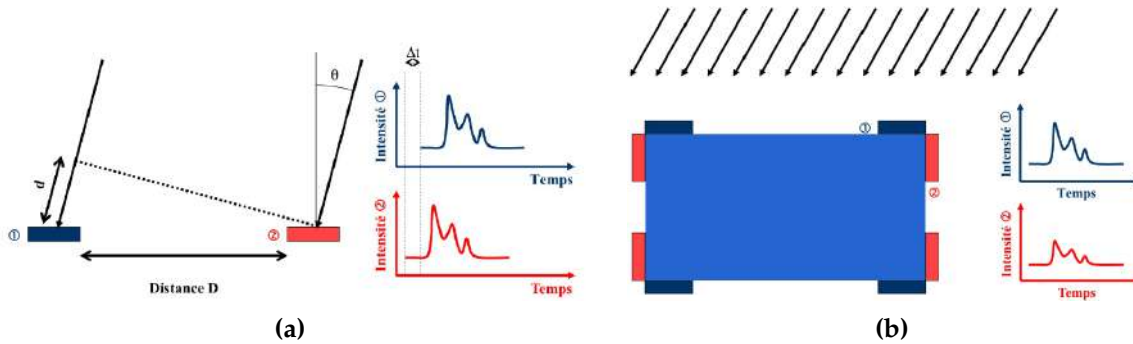


FIGURE 1.19 – (a) : Schéma illustrant la méthode de comparaison des temps d'arrivée dans deux détecteurs différents pour en déduire la distance, utilisée par Vela et le réseau IPN - (b) : Schéma de la méthode consistant à comparer l'intensité du signal entrant dans deux détecteurs perpendiculaires, utilisée par CGRO-BATSE et le Fermi-GBM. Crédits : Frédéric Daigne.

BATSE a fini sa prise de données en 2000 après avoir observé durant ses neuf années quelques 2704 sursauts gamma. Parmi les avancées qu'il a permis, la plus importante reste la distribution isotropique des SG et leur origine extra-galactique, montrant ainsi toute la puissance qui en émanait.

BeppoSAX Lancé en avril 1996, ce satellite de l'Agence Spatiale Italienne (en collaboration avec les Pays-Bas) révolutionna la précision de la localisation. Son instrument le plus important est le *GRB Monitor* (GRBM) qui est dédié à la détection gamma avec sa large bande entre 60 et 600 keV, et permet à l'instar de BATSE de pouvoir observer quasiment tout le ciel mais sans aucune possibilité de localiser la source sur le ciel. La détection du sursaut est, quant à elle, assurée par les deux caméras dédiées à la détection X. Elles possèdent une faible bande en énergie (2-30 keV) mais avec un large champ de 40 degrés carré, nommées pour cela les *WFC* pour *Wide Field Camera*. Placé devant ces caméras se trouve un masque codé. Ce nouveau procédé détaillé avec la FIGURE 1.20 permet d'obtenir une précision inégalée de l'ordre de la minute d'arc sur la résolution spatiale

L'inconvénient majeur de ce satellite est le fait que l'équipe au sol est en charge du calcul de la position. Ainsi, dès qu'une alerte sursaut gamma est envoyée par le GRBM, ils doivent vérifier si des données coïncident temporellement avec les WFC, qui, contrairement au GRBM, détectaient de nombreux autres événements. Pour le sursaut GRB 970228, par exemple, ils ont même réorienté les 4 autres spectromètres opérant dans différentes bandes du X (0.1 au 300 keV) regroupés sous le noms de *NFI Narrow Field Instrument*. Leur petit champ de vue permettaient d'essayer d'obtenir la rémanence. Ce suivi a commencé 8 heures après le sursaut et a permis d'observer une source X dont la luminosité décroissait rapidement (Frontera et al., 1997). BeppoSAX a fini sa phase opérationnelle en 2002.

HETE-2 Lancé en 2000, le second satellite *High Energy Transient Explorer HETE-2*⁴ possède son propre système automatisé de calcul de la position de la source. Alors qu'avec BeppoSAX on avait besoin d'une heure pour envoyer la position aux autres instruments, HETE-2 le fait désormais automatiquement en quelques dizaines de secondes. Le suivi des sursauts est assuré et on lui doit la première rémanence d'un sursaut gamma court, le sursaut GRB 050709 (Villasenor et al.,

4. Le premier satellite HETE-1 lancé en 1996 a perdu tout contact suite à un problème lors du lancement

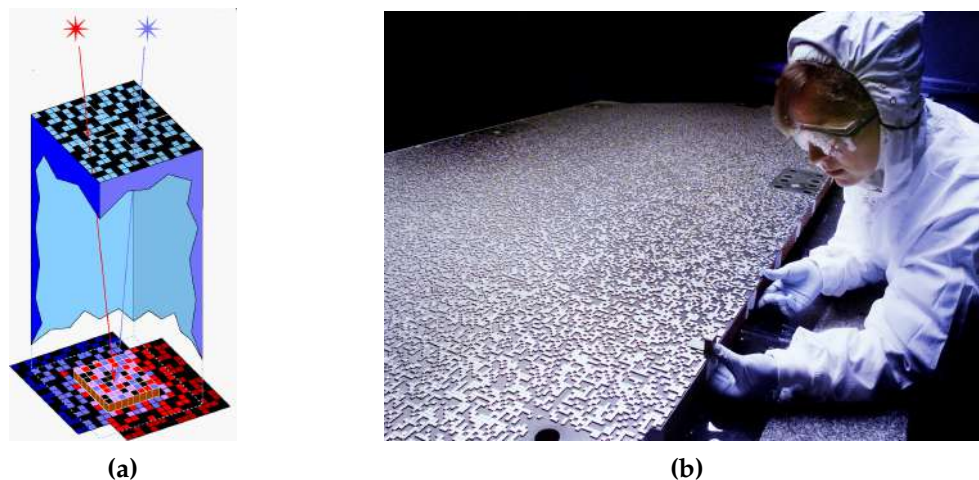


FIGURE 1.20 – (a) : Schéma de principe du masque codé placé à l'ouverture du télescope. Il est composé de carrés transparents et d'autres noirs qui empêchent les rayons gamma de passer. L'ombre projetée sur le détecteur en dessous permet, grâce au schéma pseudo-aléatoire du masque codé, de reconstruire de façon précise, la direction dont la source provient. Si la source est brillante tel un sursaut gamma, déduire sa position est aisé, alors que dans le cas de sources multiples, il faut passer par une reconstruction mathématique plus complexe. Sur le schéma du détecteur on peut voir la méthode d'interprétation de ce dernier (noir : pas de photons, violet : photons venant des deux sources, bleu : photons de la source bleu et rouge : ceux de la source rouge). Cette méthode est utilisée par *BeppoSAX*, *HETE2*, *INTEGRAL*, *Swift*. Crédits : ISDC/M. Türler - (b) : Photo d'un masque codé, vérifié par un technicien en salle blanche, ici celui utilisé par *Swift*. Crédits : NASA/GSFC/Chris Gunn.

2005). Ces rémanences sont plus faibles en moyenne que les longs d'où ces huit années d'attente après la première détection de la rémanence d'un sursaut long. Ce satellite a aussi permis, grâce à l'observation de GRB 030329 de montrer que les SG longs étaient associés aux supernovae (Stanek et al., 2003), idée qui était survenue lors de la détection de GRB 980425 par *BeppoSAX* qui correspondait à l'apparition d'une supernova (Galama et al., 1998). Enfin il a permis de mettre en évidence deux nouveaux sous-groupes au sein des sursauts gamma : les sursauts de dureté intermédiaires nommés *X-ray-rich GRBs* (XRRs) et d'autres très mous nommés *X-ray flashes* (XRFs) (Sakamoto et al., 2005). Il a terminé sa mission en 2007.

Swift *Swift* a été lancé en 2004 et comptabilisait, pour son 10ème anniversaire, célébré le 20 novembre 2014, 921 sursauts gamma. Il est équipé du *Burst Alert Telescope* (BAT), qui détecte l'émission gamma provenant d'une source potentielle en quelques dizaines de secondes. Sa position est alors calculée avec une précision de quelques minutes d'arc grâce au masque codé du BAT (voir FIGURE 1.20b) et transmise au sol. La nouveauté de *Swift* est qu'il est équipé de détecteurs assurant eux-mêmes le suivi et capables de repointer très rapidement entre 20 et 75 secondes. Le suivi du sursaut démarre donc moins d'une minute après la détection du prompt. Deux instruments, à faible champs, couvrent ainsi deux bandes d'énergie bien distinctes : le *X-Ray Telescope* (XRT), dédié au suivi de l'émission X entre 0.3 et 10 keV et l'*Ultra-Violet/Optical Telescope* (UVOT), schématisés en FIGURE 1.21. Ainsi 95% des sursauts observés par *Swift* ont une contrepartie dans le domaine des rayons X et 60% ont une contrepartie optique (Gehrels et al., 2009). Il devrait continuer sa prise de données durant au moins les 5 prochaines années.

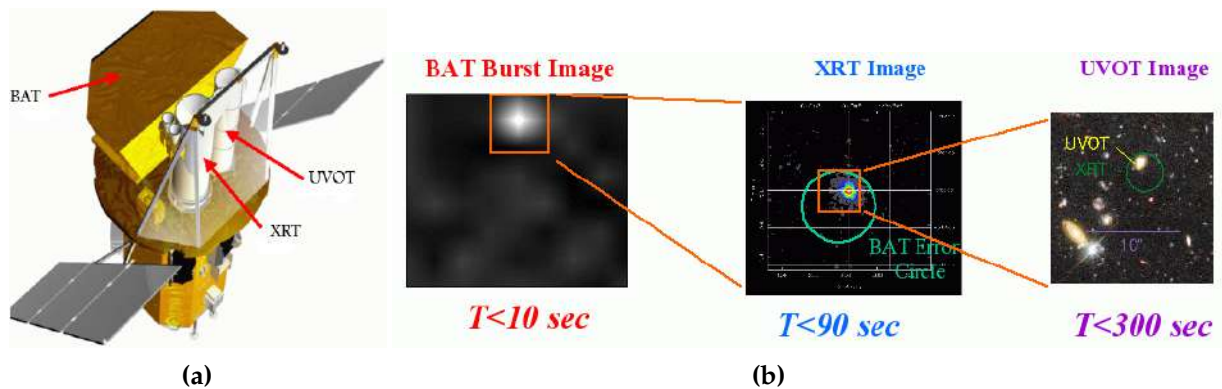


FIGURE 1.21 – (a) Schéma du satellites Swift avec ses différents instruments : Crédits : ISDC/M. Türler - (b) : Exemple d’observations réalisée par le BAT, puis le XRT et enfin UVOT. Crédits : NASA/Swift Team.

Parmi les découvertes importantes faites grâce à Swift, au niveau des sursauts gamma, il y a tout d’abord GRB 050509B : le premier sursaut gamma court à avoir été localisé de façon précise, d’une durée observée de moins d’un dixième de seconde. C’est aussi la première fois qu’on arrive à observer la rémanence en X d’un sursaut court⁵. (Tueller et al., 2005). Par la suite se sont succédés différents records de distances grâce aux SG observés par Swift, avec, à ce jour, le plus lointain sursaut GRB 090429B qui se trouve désormais à 13,14 milliards d’années-lumière (al), soit à un redshift de 9.4 (Cucchiara et al., 2011). Swift a aussi permis le 16 mars 2010 de détecter et localiser 4 sursauts en une seule journée. Un des sursauts les plus mystérieux que Swift n’ait jamais observé est, sans nul doute, GRB 060614 qui présente des caractéristiques à la fois des sursauts longs et des courts. Certains ont émis l’hypothèse qu’il s’agirait d’une troisième classe de sursauts appelés "courts-longs" dus à la mort d’étoiles massives (Gehrels et al., 2006; Gal-Yam et al., 2006). D’autres pensent, au contraire, que ce sursaut serait dû à une macronova, dérivée d’un système binaires d’objets compacts (Yang et al., 2015). Enfin Swift permit l’observation du GRB 130427A, le plus brillant sursaut long jamais observé et très proche de nous ($z=0.34$) (Maselli et al., 2013). Ce sursaut a été observé aussi par Fermi, Konus et d’autres détecteurs, ce qui a permis de reconstruire une rémanence sur une très large bande énergétique (Perley et al., 2014).

Fermi Grâce au *Fermi Gamma-ray Space Telescope*⁶, lancé en juin 2008, on atteint les très hautes énergies. Le premier instrument dédié au SG est le *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM) qui observe les sursauts gamma entre 8 keV et 40 MeV et couvre la quasi totalité du ciel. Le second instrument : le *Large Area Telescope* (LAT) couvre un faible champ de vue ($\sim 20\%$ du ciel) pour une bande entre 20 MeV et 300 GeV.

Parmi les plus grandes découvertes que Fermi ait permis, on peut citer l’un de ses premiers résultats, à savoir la découverte d’un pulsar gamma silencieux⁷, c’est-à-dire n’émettant pas dans les autres bande de fréquences comme le radio. Il s’agit d’une source d’émissions X non périodique nommé RX J0007.0+7303, situé dans le rémanent de supernova CTA 1 dont il est certainement issu (Abdo et al., 2008). Fermi a aussi permis une importante et étonnante découverte concernant la

5. Il y a d’autres sursauts courts très bien localisés, mais présentant un spectre mou, contraire à la définition actuelle du sursaut gamma court dur (Fenimore et al., 2004; Huang et al., 2005)

6. Anciennement GLAST, *Gamma-Ray Large Area Space Telescope*

7. Geminga était un autre pulsar (PSR J0633+1746) déjà connu pour n’avoir été détecté qu’en gamma sans aucune émission radio observable

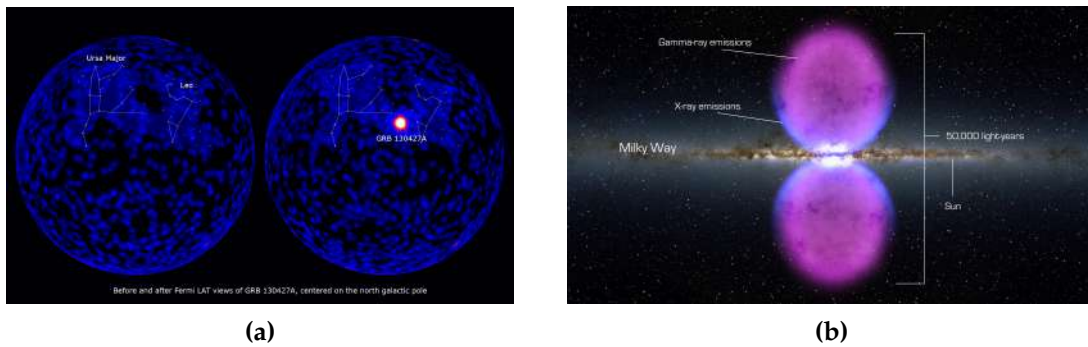


FIGURE 1.22 – (a) : Cartes du ciel dans une bande d'énergie supérieure à 100MeV, centrées sur le pôle nord galactique. Celle de gauche a un temps de pause de 3 heures avant l'apparition du sursaut. Celle de droite a le même temps de pause mais débute 2h30 après le début du sursaut. Crédits : NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration - **(b) :** Vue d'artiste des bulles au centre de la Voie Lactée. Crédits :NASA's Goddard Space Flight Center.

Voie Lactée en novembre 2010. Des "bulles", émettant dans le domaine des rayons X et gamma, appelés Bulles de Fermi, s'étendent de part et d'autre de la Voie Lactée sur plus de 25000al à partir du centre galactique. (Su et al., 2010). De nombreuses équipes s'intéressent à ce phénomène, encore très mystérieux et inconnu jusqu'à lors, cherchant à l'expliquer par des observations (Ackermann et al., 2014b) ou des simulations (Mou et al., 2014; Prasad Modak et al., 2015). Un an avant cela, une équipe française détectait, pour la première fois, grâce à ce satellite, des émissions gamma venant du microquasar Cygnus X-3 composé d'une étoile à neutron (ou d'un trou noir) en rotation avec une étoile (Fermi LAT Collaboration et al., 2009). Fermi détient aussi des records, et notamment ceux des sursauts les plus violents jamais observés. Il y a, par exemple, le GRB 130427A, qui atteint un record d'énergie jusqu'à 94GeV (Ackermann et al., 2014a). Il y a aussi le fameux sursaut de la constellation de la Carène nommé GRB 080916C (Abdo et al., 2009c; Greiner et al., 2009). Il se situe à un redshift de $z = 4.35 \pm 0.15$ avec une puissance magistrale, malgré cette distance, correspondant à celle de plus de 8000SNe. Son énergie initiale, sous forme de rayonnement X et gamma, est aussi un record de puissance correspondant à l'énergie émise par 5 masses solaires en 1 minute (FIGURE 1.31a). Enfin son jet éjecta de la matière atteint une vitesse de plus de 99,9999% de la vitesse de la lumière. Tout cela fait de lui, le grand vainqueur des sursauts les plus violents de l'Univers (Abdo et al., 2009d).

KONUS-Wind Lancé en Novembre 1994, le satellite Wind de la NASA contient, pour la première fois de l'Histoire, un détecteur d'origine russe : KONUS. Le but de ce satellite est l'étude du Soleil et plus particulièrement l'impact du vent solaire sur la magnétosphère. Grâce à l'instrument KONUS à son bord, il est possible de détecter en même temps des sursauts gamma. KONUS est constitué de deux détecteurs, placés de chaque côté du satellite, ce qui leur permet d'observer continuellement le ciel dans une bande d'énergie comprise entre 20keV et 15MeV. En 20 ans d'observations, il a détecté quelques 2465 sursauts gamma dont environ 5% présentaient une mesure de redshift. Quasiment tous les sursauts brillants sont observés, leur paramètres spectraux et énergétiques mesurés et leur position obtenue par triangularisation grâce à l'IPN.

Les télescopes au sol

Différents types de suivi électromagnétiques sont assurés par les télescopes au sol. Lorsque le sursaut gamma survient, l'émission prompte permet d'obtenir sa position qui est alors transmise à tout le réseau de télescopes au sol et satellites dédiés qui se repositionnent vers cette source. Comme expliqué dans le paragraphe précédent, Swift est le plus important satellite dans ce relai d'information. Sans lui, il serait impossible d'obtenir une position précise à l'ordre de la minute d'arc, transmise au réseau de détecteurs électromagnétiques en moins d'une minute en moyenne. Il est d'ailleurs bien souvent le premier à assurer le suivi grâce à ses propres instruments X et optique.

Télescopes Optiques Les premiers à réagir sont les télescopes robotiques automatisés, construits dans le but premier de détecter les sursauts gamma. Ces télescopes doivent être peu coûteux, légers, transportables et automatisés. Des fermes de télescopes sont installées de part le monde, comme le montre la FIGURE 1.23 pour couvrir intégralement le ciel. Parmi eux se trouvent les télescopes Américano-Australien ROTSE, *Robotic Optical Transient Search Experiment*. La dernière phase atteinte par ROTSE-III consiste en un miroir de 45cm de diamètre pour un champ de moins de 2 degrés carré. Des 4 télescopes, il ne reste plus, en activité, que celui de l'Observatoire McDonald au Texas (Yost et al., 2006). Une équipe française menée par Michel Boër a développé tout un réseau de télescopes. Il est composé d'une part de deux télescopes TAROT, *Télescope à Action Rapide pour les Objets Transitoires*, de 25 cm de diamètre, pour un champ de vue de 2 degrés carrés. Le premier se trouve à 1h de l'Observatoire de Nice, sur le plateau de Calern en France et le deuxième est à La Silla au Chili (Klotz et al., 2008). Le dernier télescope nommé Zadko a été installé à Perth en Australie. Il est équipé d'un miroir d'un mètre de diamètre, permettant d'obtenir un champ de vue plus profond de 0.3 par 0.3° (Coward et al., 2010). Son poids plus important entraîne un temps de repointage plus long. Alors que TAROT obtient ses premières images en moyenne 10 secondes après la réception de la position, 80 secondes sont nécessaires à Zadko. Grâce à la position envoyée par Swift, il se repositionne automatiquement pour effectuer un suivi optique des sursauts gamma. L'équipe développe désormais un réseau de télescopes en Algérie à l'Observatoire National d'Aurès. Cette ferme sera ainsi composée de 16 télescopes de 0,4m et d'un télescope d'un mètre.

D'autres télescopes robotisés et automatiques suivent ce concept comme RAPTOR, *RAPid Telescope for Optical Response*, (Vestrand et al., 2002), et des télescopes dédiés se sont développés comme le Liverpool Telescope à La Palma (Îles Canaries), GROND (*Gamma-Ray burst Optical/Near-infrared Detector*) à La Silla (Chili), le Faulkes Telescope au *Siding Spring Observatory* en Australie, " π of the sky" en Pologne, Master en Russie, iPTF (*intermediate Palomar Transient Factory*) et son successeur ZTF.

Les télescopes généralistes, plus gros et donc plus lourds permettent, eux aussi, d'obtenir un suivi de la source, mais après une dizaine de minutes. Il y a, par exemple, le Keck, à Hawaï avec ses miroirs de 10m ; le VLT, *Very Large Telescope* avec son spectromètre dédié à l'étude des rémanences. Et à l'horizon 2020, le LSST, *Large Synoptic Survey Telescope*, avec son miroir de 6,7m pour un champ de vue de 3 degrés carrés, dont la construction vient de débuter en avril 2015.

Télescopes radio Le suivi radio est assuré par des antennes non dédiés. L'une des plus utilisé est VLA, *Verry Large Array* au Nouveau-Mexique.



FIGURE 1.23 – Réseau de télescopes automatisés. Leur diamètre est indiqué entre parenthèse, et leur champ de vue est noté Fov.

Télescopes de très haute énergie Pour détecter l'émission venant des SG à dans la bande d'énergie du TeV, on utilise des télescopes Cherenkov. Malheureusement les flux de photons à ces énergies sont très faibles, et donc on a pour le moment que des limites supérieures sans impacts sur les modèles. Les plus utilisés sont H.E.S.S., *High Energy Stereoscopic System* en Namibie, VERITAS, *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System* en Arizona, MAGIC, *Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope* à La Palma, le récent High Altitude Water Cherenkov (HAWC), au Mexique permettrait d'observer 1 sursaut court par an grâce à son temps d'observation de 100% et sa couverture du ciel de 20%. Il est moins sensible que le futur *Cherenkov Telescope Array*, CTA, mais opère à 100% du temps et couvre 20% du ciel. Il es prévu qu'il voit 1 sursaut court par an, donc tres important pour nous.. et prochainement CTA, *Cherenkov Telescope Array*,

1.3.3 Deux phases d'émissions

Emission prompt

Le prompt est reçu par les détecteurs sous forme d'un nombre de "coups" par secondes correspondant à un certains nombre de photons. Leur courbe de lumière sont très variées et ne permettent pas de regroupement significatifs. Certains sursauts vont présenter un seul pic (ou *pulse*), très bref de quelques millisecondes ou au contraire s'étalant sur plusieurs secondes quand d'autres présentent plusieurs succession de *pulses*. Leur diversité est exposée dans la liste non exhaustive de la FIGURE 1.25.

Certains sursauts peuvent présenter un pic très bref suivi d'une ré-émission. On parle alors d'émission "étendue". C'est le cas du sursaut de la FIGURE 1.24 qui présenta une émission étendue des plus lumineuse : après un premier pic, on a une émission gamma très lumineuse étendue sur 10 secondes (voir pour revue Norris & Bonnell (2006)).

Il existe parfois une émission à très haute énergie durant cette phase, avec très peu de photons comme le montre la FIGURE 1.31a.

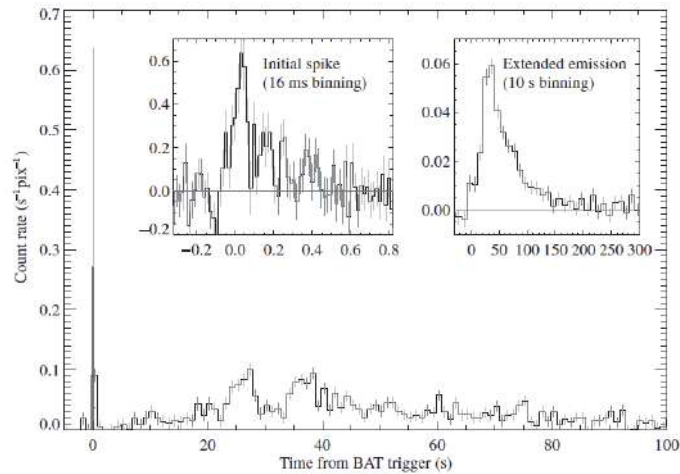


FIGURE 1.24 – La courbe de lumière vue grâce au BAT de GRB 080503 avec un binning d’une seconde dans la bande 15-150keV. L’encadré met en évidence avec un binning de 16ms un pic très bref et à droite un binning étendu sur 10s pour montrer que l’émission continue jusqu’à environ 200s. Crédits : Perley et al. (2009)

Emission rémanente

En février 1997, Mészáros & Rees (1997) montrent que pour chaque sursaut gamma doit exister une émission rémanente à toutes les longueurs d’onde. Trois mois plus tard, on observait enfin cette contrepartie (voir FIGURE 1.16).

Bien qu’elles présentent des spécificités qui leur sont propres (voir FIGURE 1.26a, les courbes de lumière de la rémanence dégagent une tendance générale. Le modèle "canonique" de l’émission X est représenté par la FIGURE 1.26b (Nousek et al., 2006).

L’émission rémanente vient juste à la fin de l’émission prompt de rayonnement gamma. Chaque portion de la courbe peut être décrit par l’équation $Flux \propto temps^{-\alpha}$ avec α la pente de la courbe variant à chaque phase. L’émission rémanente commence par une phase de décroissance rapide. Sa pente caractéristique est de $\alpha \simeq 3 - 5$. Dans la plupart des cas, cette phase est suivi d’une phase plateau entre environ 1000 et 10000 secondes environ. Comme son nom l’indique, elle est pratiquement plate avec un indice pour la pente de $\alpha \simeq 0 - 0,5$. Après plusieurs heures, voir quelques jours, on passe à la phase de décroissance "normale", vu que sa pente est de $\alpha \simeq 1$. Parfois il peut y avoir une dernière phase correspondant à une cassure dû au jet. La pente est doublée pour atteindre $\alpha \simeq 2$. Dans la moitié des courbes de lumière il y a la présence de *flares*, qui sont des pics apparaissant bien souvent durant la phase de décroissance rapide et la phase plateau, parfois aussi durant la décroissance normale. Ils ne contiennent, en général, que quelques pourcents de l’énergie totale de l’émission du sursaut.

La découverte de la première émission rémanente en rayon X de GRB 970228 a été suivie par une rémanence optique. Cette rémanence est détectable dans 50% des cas. Certains sursauts dits "sombres" ne présentent pas de contrepartie optique.

L’émission optique est tout aussi complexe que la rémanence en X. Elle se compose de lois de puissance qui s’enchaînent selon un modèle classique. La première partie montre, lorsqu’elle est détectée, une décroissance. La FIGURE 1.27a illustre GRB 970228 pour qui une simple loi de puissance a suffit pour modéliser sa courbe de lumière. Parfois il y a présence d’une cassure au bout

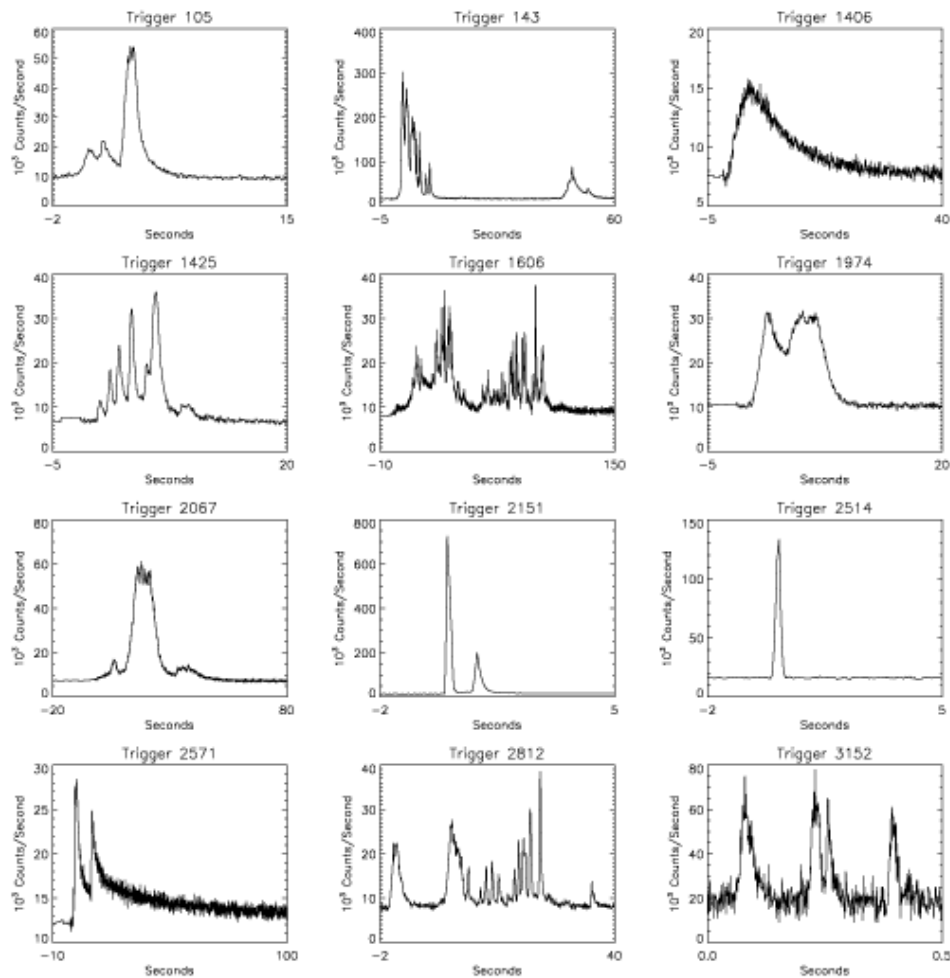


FIGURE 1.25 – Chacun de ces 12 sursauts gamma présentent une courbe de lumière différente. Crédits : J.T. Bonnell (NASA/GSFC)

de plusieurs jours, comme le montre la FIGURE 1.34a assortie des explications de la SECTION 1.3.4

Les émissions Ultra-Violet, Optique et Infra-Rouge atteignent leur pic de luminosité en quelques minutes avant de décroître. Au contraire, l'émission radio présente un pic d'émission après quelques jours voir quelques semaines, comme le montre la FIGURE 1.27b.

1.3.4 Propriétés des sursauts gamma

Propriétés temporelles

Chaque sursaut possède une durée observée concernant l'émission prompte. On utilise le T_{90} correspondant à la durée durant laquelle 90% des coups totaux observés ont été détectés. Il démarre quand il atteint 5% et se finit à 95%. Il existe une seconde durée observée nommé T_{50} correspondant à 50% du nombre de coups total, la mesure démarre à 25% et se finit à 75%.

Les bouffées gamma peuvent être vraiment très brèves. Le plus court sursaut gamma jamais détecté est GRB 910711, avec une durée observée par BATSE de 8 millisecondes (Bhat et al., 1992). Mais ces sursauts peuvent aussi durer très longtemps, cette fois le plus long jamais détecté est GRB 111209A avec une durée observée d'environ 4 heures (Stratta et al., 2013). BATSE a permis,

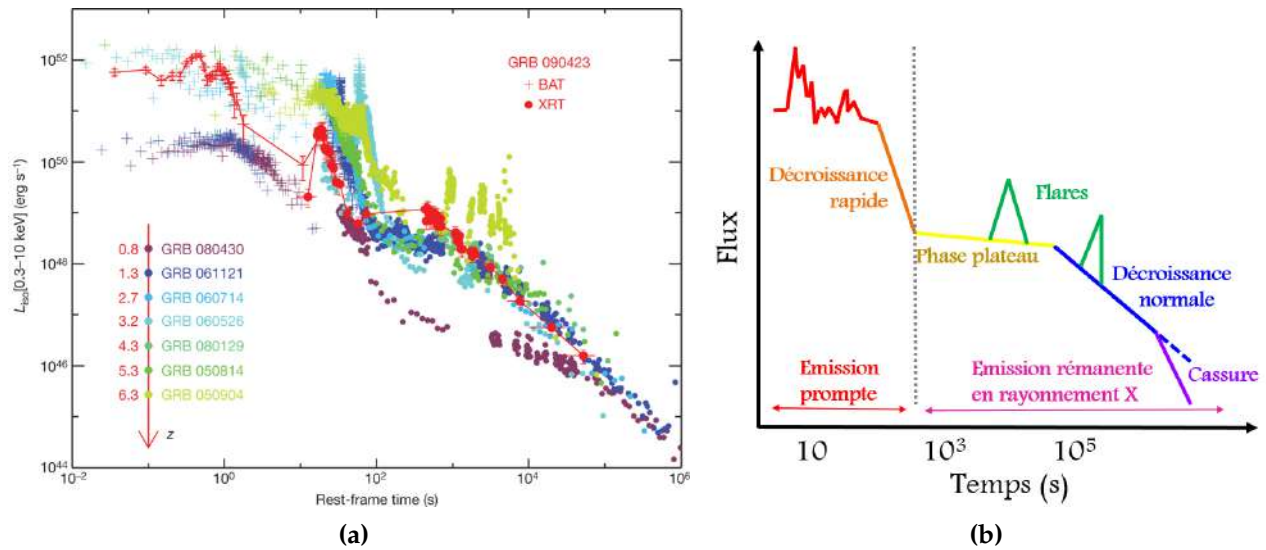


FIGURE 1.26 – (a) : Comparaison des courbes de lumières provenant du BAT (émission prompte) et du XRT (émission rémanente en rayonnement X entre 0.3 et 10keV) pour 8 sursauts gamma. Ces sursauts présentent un comportement à 3 phases : décroissance rapide - plateau et décroissance normale. (Salvaterra et al., 2009) - (b) : Courbe de lumière canonique présentant l'émission prompte et rémanente, adaptée de Starling (2008)

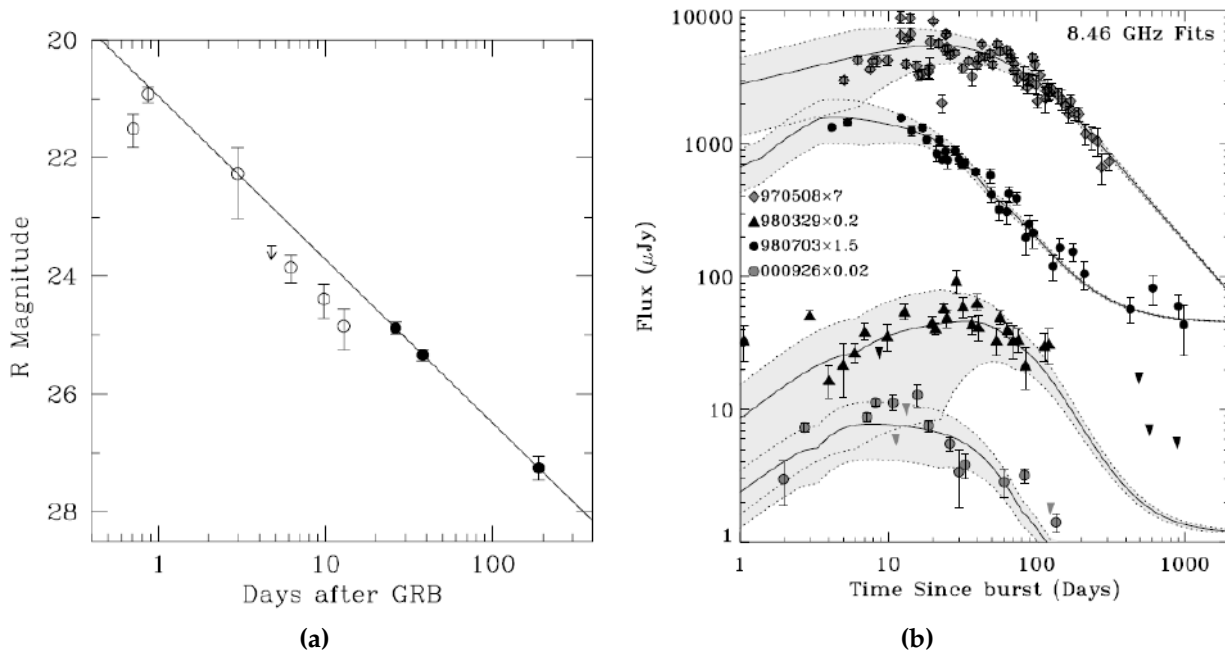


FIGURE 1.27 – (a) : Courbe de lumière optique de la première rémanence détectée du sursaut gamma GRB970228. Le suivi a été réalisé *Beppo-SAX*. La droite approximant les données observées est l'ajustement du flux par une loi de puissance, sans cassure durant au moins les 6 premiers mois (Salvaterra et al., 2009). - (b) : Rémanence en radio de 4 sursauts. Les lignes noires solides sont les modèles suivant les données avec une enveloppe grise de variabilité dû à la scintillation interstellaire. Yost et al. (2003)

grâce à son grand nombre de sursauts, de dessiner la distribution en durée observée disponible via la FIGURE 1.28a. Deux catégories de sursauts se distinguent nettement, avec une séparation à 2 secondes. Le premier groupe constitue les sursauts gamma courts, avec une durée moyenne de 0.3 secondes et le second les sursauts gamma longs avec une durée typique de 30 secondes (Kouveliotou et al., 1993).

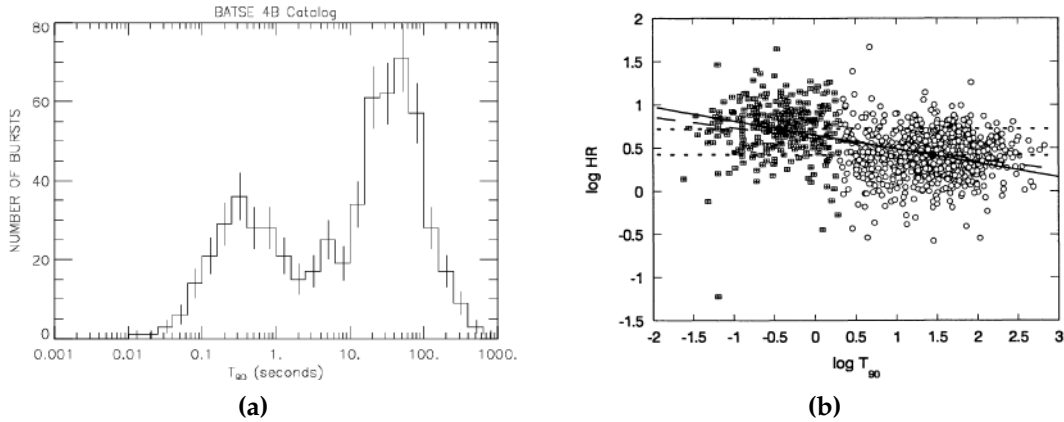


FIGURE 1.28 – (a) : Distribution du nombre de sursauts gamma détectés par BATSE en fonction de la durée logarithmique observée T_{90} . (Kouveliotou et al., 1993) Crédits : <http://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/duration/> - (b) : Relation logarythmique entre la durée observée T_{90} et la dureté notée HR, réalisée par Qin et al. (2000) avec le catalogue 4B de BATSE. La dureté est calculée comme le rapport entre la fluence à haute énergie (100-300keV) et celle de plus basse énergie (50-100keV)

La zone médiane, située à 2 seconde pour la durée observée par BATSE, permettant de distinguer les sursauts courts des sursauts longs n'est pas une limite fixe. Elle varie selon le détecteur et la bande d'énergie utilisée . Ainsi (Bromberg et al., 2013) suggère que la division concernant Swift devrait se trouver à $T_{90} \sim 0.8s$. Des études comparatives ont été réalisées entre les résultats fournis par l'émission prompt observée par BATSE, Swift et Fermi (Nakar, 2007; Gehrels et al., 2009; Zitouni et al., 2015).

De plus, à cause de l'expansion accélérée de l'univers, la durée intrinsèque se retrouve redshiftée, c'est-à-dire affectée par une dilatation du temps. Ainsi certains sursauts apparaissant longs alors qu'il s'agit juste d'un effet jouant sur la durée dans son référentiel propre. Prenons pour exemples les cas des sursauts GRB 080913 et GRB 090423 ayant respectivement un redshift de 6.7 et 8.3. Leur durée observée les classe dans la catégorie des sursauts longs, alors que leur durée intrinsèque ramène cette durée à environ 1 seconde, les classant alors dans la catégorie des sursauts courts (Zhang et al., 2009; Belczynski et al., 2010). Cela sera discuté plus en détail dans le chapitre 2.

Le dernier phénomène venant compliquer cette distinction entre longs et courts est le fait que certains sursauts apparemment longs en durée observée, sont en réalité des sursauts courts présentant une émission "étendue". Les premiers sursauts courts à émission étendue ont été détectés avec BATSE (Lazzati et al., 2001; Connaughton, 2002).

Dureté

La dureté (on parle de sursauts dur ou, au contraire, mou) a été employée pour la première fois par Kouveliotou et al. (1993). Elle a permis de mieux caractériser les deux classes de sursauts

qui, outre une durée caractéristique, ont une dureté bien différente. La dureté (ou *hardness ratio*, HR), est le rapport du nombre de photons reçu la plus haute bande en énergie et la plus basse. En utilisant BATSE, cette bimodalité apparaît tout aussi clairement sur la FIGURE 1.28b. On parlera alors de sursauts gamma courts durs et de sursauts gamma longs mous, montrant ainsi que le maximum d'émission des SG courts se produit à plus haute énergie comparé à celui des SG longs. D'ailleurs la partie étendue d'un sursaut gamma court, comme celle très lumineuse de GRB 080503 de la FIGURE 1.24 est beaucoup plus molle que le premier pic.

Propriétés spectrales

La dureté permet ainsi de faire le lien entre les propriétés temporelles et spectrales. Ces dernières permettent de constater que le spectre est très bien défini par plusieurs loi de puissance, comme le montre la FIGURE 1.29.

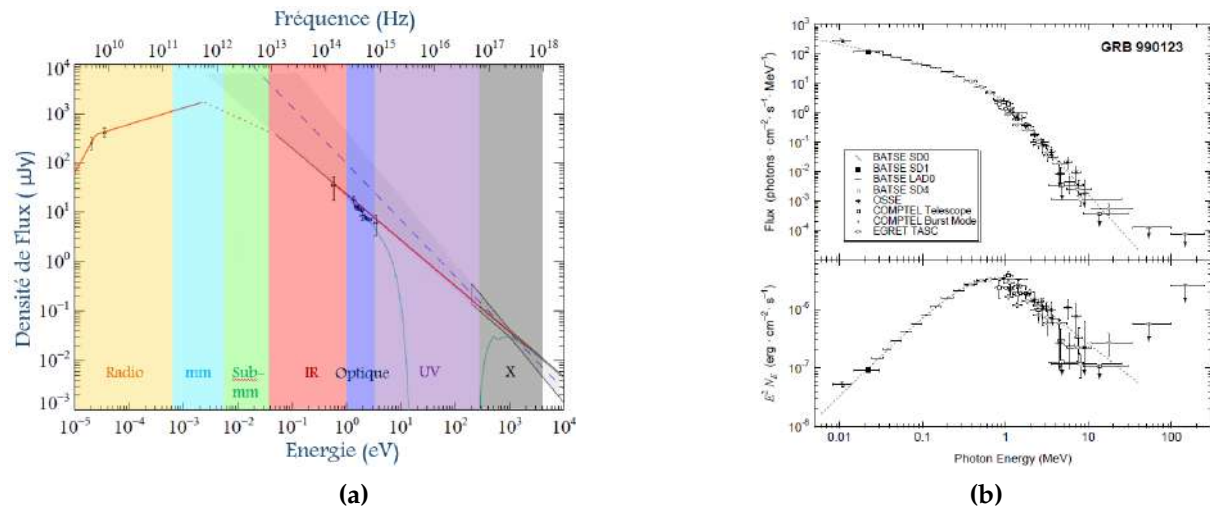


FIGURE 1.29 – (a) : Spectre du GRB 071003. Les points représentent les observations réalisées 2,67 jours après le sursaut. Les bandes d'énergies ont été représentées par des bandes de couleur, partant de la bande radio, puis millimétriques, sub-millimétrique, Infra-Rouge (IR), Optique, Ultra-Violet (UV) et les rayons X. Adapté depuis (Perley et al., 2008) - (b) : Spectre du sursauts GRB990123, intégré sur toute sa durée et utilisant les données des 4 instruments BATSE du CGRO. L'ordonnée est en flux de photons en haut, et en $\nu F_\nu = E^2 N_E$ en bas. Le modèle utilisé pour fiter la courbe est caractérisé par $\alpha = -0,6$; $\beta = -3,1$ et $E_{peak} = 720 keV$ (Briggs et al., 1999).

Les sursauts présentent tous un spectre similaire qui suit une courbe de tendance définie par Band et al. (1993). Ce modèle spectrale se compose de deux lois de puissance qui se rejoignent de façon douce, comme le montre la 1.29b, à une énergie du pic notée E_{peak} . Le modèle de Band est donc :

$$N_E(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{E_{peak}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right) & , E < (\alpha - \beta) E_0 \\ A \left(\frac{(\alpha - \beta) E_0}{E_{peak}} \right)^{\alpha - \beta} \exp \left[(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{E_{peak}} \right)^\beta \right] & , E > (\alpha - \beta) E_0 \end{cases} \quad (1.27)$$

E est l'énergie de photons, $N_E(E)$ est la densité spectrale définie par le nombre de photons par cm^2 et par keV^1 . Les 4 paramètres définissant cette équation sont α , β , E_{peak} et la constante de normalisation A . α et β correspondent aux pentes respectivement de la première et la seconde loi

de puissance; E_0 est l'énergie caractéristique. Elle est définie par $E_{peak} = (\alpha - \beta)E_0$. L'intervalle de cette énergie du pic est : $100 \text{ keV} < (\alpha - \beta)E_0 < 400 \text{ keV}$ avec une moyenne autour de 250 keV ; $\alpha \propto -1$; $\beta \propto -2.3$ et $A = 10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. En moyenne l'énergie du pic est arrondie à $E_{peak} \propto (\alpha + 2)E_0$.

Des études sur les deux classes de sursauts ont montrées que les sursauts courts ont un α moyen compris entre $-0,5$ et $-0,6$, quand pour les longs on se situe entre $-0,9$ et $-1,1$ (Nava et al., 2011; Ghirlanda et al., 2009).

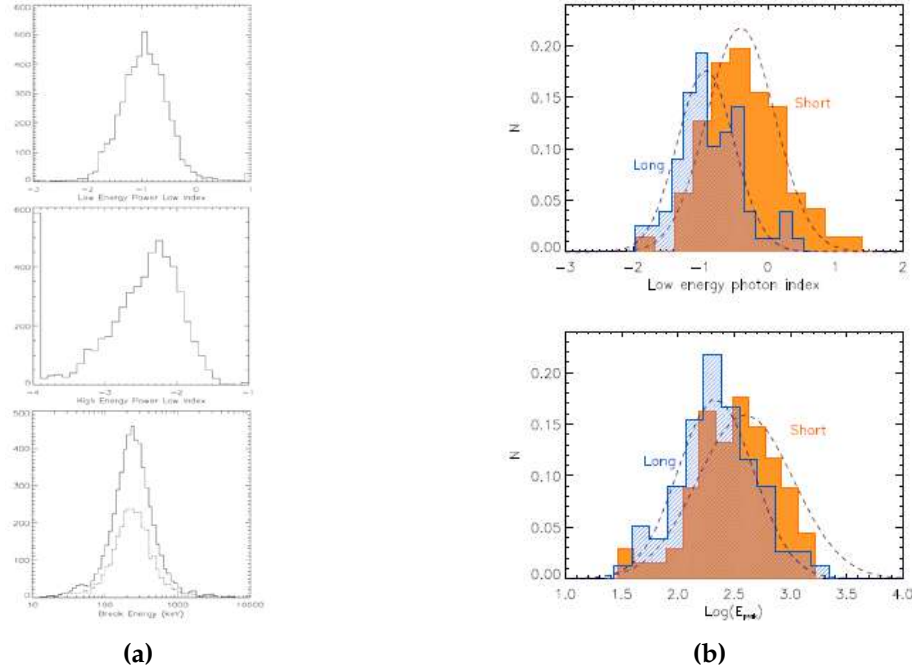


FIGURE 1.30 – (a) : Distribution d'un peu moins de 2000 sursauts provenant du catalogue 4B de BATSE (Paciesas et al., 1999). En haut se trouve la distribution de α centrée sur -1 ; au milieu, la distribution de β centrée sur -2.3 , et en bas la distribution de l'énergie de pic dont la moyenne se situe entre 200 et 300 keV (Preece et al., 2000). - (b) : Distribution de α en haut et du logarithme de l'énergie du pic en bas, pour un échantillon de 79 sursauts gamma courts en orange et de 79 sursauts gamma longs en bleue (Ghirlanda et al., 2009).

La fonction de Band convient généralement entre 10 keV et 10 MeV , comme le montre, par exemple, le spectre du GRB 080916C en FIGURE 1.31.

Mais avec les détections à haute énergie réalisées par Fermi-LAT, certains sursauts ont montré un comportement différent à partir de 10 MeV . En effet il faut parfois ajouter une composante à haute énergie sous forme de loi de puissance, notée PL, suivant l'EQUATION 1.28.

$$n(E) = A \left(\frac{E}{E_{piv}} \right)^\lambda \quad (1.28)$$

avec λ l'indice photonique de la loi de puissance; E_{piv} l'énergie de pivot fixée à 1 GeV ; A la normalisation en $\text{photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{keV}^{-1}$. C'est le cas du GRB 090510 de la FIGURE 1.32a. Il peut parfois apparaître des comportements singuliers. Ainsi, GRB 090902B présente des indices très extrêmes

Chapitre1. Introduction - les systèmes binaires compacts et leurs manifestations multimessagers

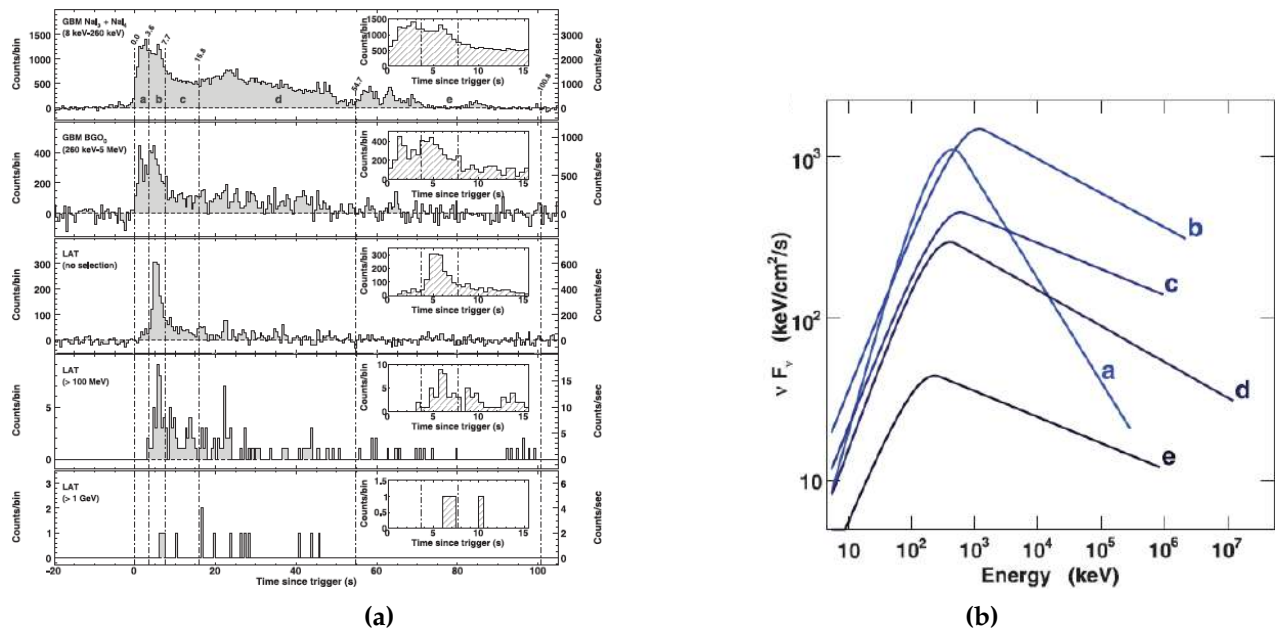


FIGURE 1.31 – Observations de GRB 080916C avec Fermi. (a) : Courbes de lumières dans les différentes bandes en énergie du GBM et du LAT. Quelques photons arrivent sporadiquement au dessus de 1GeV. - (b) : Spectres intégrés sur différents intervalles de temps, définis sur la figure (a) par des lignes pointillées et les lettres correspondantes (Ghirlanda et al., 2009; Abdo et al., 2009e).

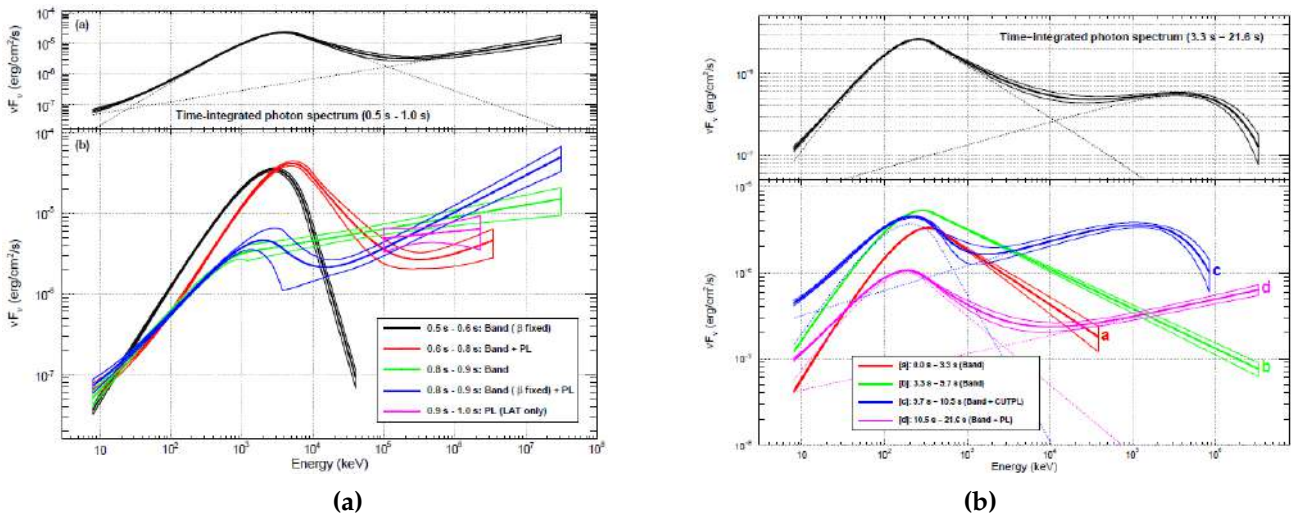


FIGURE 1.32 – Spectres de sursauts auxquels on a du ajouter une composante à haute énergie. **En haut** se trouve le meilleur fit (les deux composantes ont été tracées séparément avant de les ajouter pour former ce modèle final). La boîte d'erreur est à $\pm 1\sigma$. **En bas** se trouvent les différents modèles tracés entre différents intervalles de temps. (a) : Spectre GRB 090510 dont le meilleur fit est un modèle de BAND+loi de puissance (Ackermann et al., 2010). - (b) : Spectre GRB 090926A dont le meilleur fit est un modèle de BAND+loi de puissance avec coupure à environ 1GeV (Ackermann et al., 2011).

pour les paramètres spectraux avec $\alpha = 0$ et $\beta = -4$ (Abdo et al., 2009b). Enfin, il faut parfois ajouter à la loi de puissance, une coupure exponentielle (CPL), définie selon l'EQUATION 1.29.

$$n(E) = A \left(\frac{E}{E_{piv}} \right)^\lambda \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right) \quad (1.29)$$

Ce type de modèle est le plus approprié pour le GRB 090926A de la FIGURE 1.32b.

Redshift et galaxies hôtes

La première détection de l'émission rémanente a permis de confirmer que les sursauts se trouvaient à des distances cosmologiques. En effet, comme détaillé dans la SECTION 1.3.1, l'observation de la rémanence de GRB 970508 a permis d'obtenir son redshift par une méthode directe. Pour les sursauts gamma courts, on utilise bien souvent uniquement la galaxie, supposée hôte. En effet le flux de la rémanence est souvent bien trop faible pour permettre la réalisation d'une étude spectroscopique.

Ces associations entre sursauts et galaxies ont permis de mettre en exergue le type de galaxies qu'affectionnent les sursauts gamma, permettant ainsi de nous renseigner sur leur progéniteur. Les sursauts gamma long n'apparaissent exclusivement que dans les galaxies qui forment des étoiles (Christensen et al., 2004; Savaglio et al., 2009) et se concentrent dans les régions pleines d'étoiles jeunes (Bloom et al., 2002; Fruchter et al., 2006). Les sursauts gamma courts, quant à eux, ne semblent pas avoir de préférences (Nakar, 2007). Ils surviennent dans beaucoup de types de galaxies différentes. On en retrouve dans les galaxies elliptiques comme le GRB 050509B (Gehrels et al., 2005), les galaxies avec peu de formation stellaire (Berger, 2009), les galaxies ayant une population vieille comme pour GRB 050709 (Covino et al., 2006). Et lorsqu'on a suffisamment de précision sur leur position, on s'aperçoit qu'elles ne suivent pas les régions de formation des étoiles comme c'est le cas pour GRB 050709 (Fox et al., 2005) et ils peuvent même se produire en périphérie de la galaxie hôte (Troja et al., 2008). La conclusion quant aux sursauts courts est que leur progéniteur est créé aléatoirement dans une galaxie et qu'il possède un âge pouvant s'étirer sur plusieurs milliards d'années (Prochaska et al., 2006; Berger, 2009; Fong et al., 2010). Ces différences dans les galaxies hôte entre sursauts gamma courts et longs tendent à montrer qu'ils ont des progéniteurs bien distincts.

La distribution des sursauts en fonction de leur redshift montre que le redshift moyen des sursauts gamma long est autour de 2 quand celui des sursauts gamma courts est bien plus proche avec $z > \simeq 0.5$, suivant la distribution des sursauts réalisée par Berger (2014) avec la FIGURE 1.33a.

Une question reste pour le moment ouverte, quant à savoir si cette distribution est propre à la population de sursauts gamma courts, en lien avec son progéniteur, ou si, au contraire, cette distribution serait due à un effet de sélections observationnelles. En effet le flux reçu pour les sursauts courts est plus faible, leur détection se heurte à des limites de sensibilités posées au détecteur. De même le nombre de photons est lui aussi bien plus faible empêchant une localisation très précise des sursauts. La recherche de la galaxie hôte est donc plus complexe. Alors que pour les sursauts gamma longs on mesure le redshift directement du sursaut rémanent, on doit utiliser les raies spectroscopiques sur la galaxie hôte en ce qui concerne les sursauts gamma courts. Ainsi, Wanderman & Piran (2010) ont montrés que si on ne considère que les sursauts gamma longs dont on connaît le redshift par émission de la galaxie hôte, on obtient un redshift moyen de 0.5, ce qui correspond au redshift moyen des sursauts gamma courts, comme le montre la FIGURE 1.33b.

Energie et angle du jet

Les sursauts gamma émettent une énergie colossale au vu de leur distance cosmologique. Si l'on suppose que l'énergie est isotropiquement émise sous forme de rayonnement gamma, on a

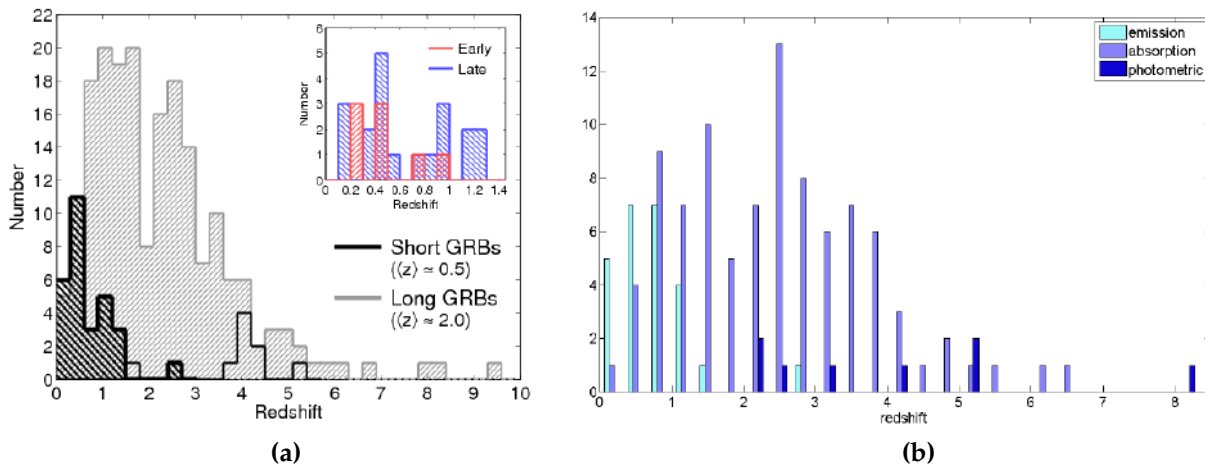


FIGURE 1.33 – (a) : Distribution des sursauts en fonction de leur redshift. La fenêtre de zoom à bas redshift montre qu’il n’existe aucune différence de distribution notable entre les sursauts gamma courts provenant des galaxies vieilles en bleu et ceux provenant des galaxies jeunes en rouge (Berger, 2014). - (b) : Distribution des sursauts gamma longs, détectés par Swift jusqu’en 2009. Aucun sursaut à haut redshift n’a pu être détecté en utilisant les raies d’émission (Wanderman & Piran, 2010).

une énergie typique comprise entre 10^{52} et 10^{54} ergs (Berger, 2007). Le maximum jamais enregistré a été émis par GRB 080916C avec $E_{\gamma,iso} = 8,8.10^{54}$ ergs pour $z = 4,35$. Les modèles ne permettent alors pas d’atteindre cette puissance, seul l’existence d’un jet, permettant de réduire cette énergie, permet une compatibilité avec les modèles. En supposant que la source du sursaut gamma soit colimatée sous forme d’un jet ultra-relativiste, on peut alors utiliser l’équation $E_{\gamma,iso} = E_{\gamma}/(\Omega/4\pi)$ avec E_{γ} l’énergie vraie rayonnée et Ω , l’angle solide dans lequel elle est focalisée. Pour avoir une estimation de l’énergie réellement émise, il faut donc connaître l’angle de demi-ouverture du jet θ_j . Une émission focalisée doit impacter la courbe de lumière.

Certaines d’entre elles présentent une cassure achromatique comme c’est le cas avec GRB 990510 de la FIGURE 1.34a. Cette cassure permet de calculer l’angle d’ouverture des sursauts correspondant. L’histogramme de la FIGURE 1.34b montre la distribution des angles que l’on a pu déduire grâce aux courbes de lumière des sursauts. Les sursauts longs ont un angle de demi-ouverture compris entre 2° et 20° , avec une médiane pour $\theta_j = 7^\circ$ (Fong et al., 2012). Quant aux sursauts gamma courts, si on prend en compte uniquement les mesures faites grâce à cette cassure, elles sont au nombre de 4 (visible avec le remplissage bleu de l’histogramme 1.34b). Il s’agit des sursauts GRB 051221A, pour $\theta_j = 7^\circ$ (Soderberg et al., 2006); GRB 090426 avec $5^\circ < \theta_j < 7^\circ$ (Nicuesa Guelbenzu et al., 2011); GRB 111020A avec $3^\circ < \theta_j < 8^\circ$ (Fong et al., 2012) et GRB 130603B avec $4^\circ < \theta_j < 8^\circ$. En ne considérant que ces 4 sursauts on obtient une médiane pour $\theta_j > \approx 6^\circ$. En considérant les limites inférieures déduites quand la cassure n’est pas présente et en supposant que le sursaut soit dans l’axe, on obtient 9 nouvelles mesures qui permettent de conclure que la médiane pour l’angle de demi ouverture des sursauts courts est en réalité $\theta_j > \approx 10^\circ$.

La déduction de l’angle θ_j à partir de la cassure chromatique est basée sur un modèle décrit dans la SECTION 1.3.5. D’autres observations tendent à montrer que ces valeurs ne seraient pas significatives. En effet, parfois cette cassure présente dans les autres domaines d’énergie n’apparaît pas au même moment, montrant que le modèle doit être plus complexe que ce qu’il n’est actuellement.

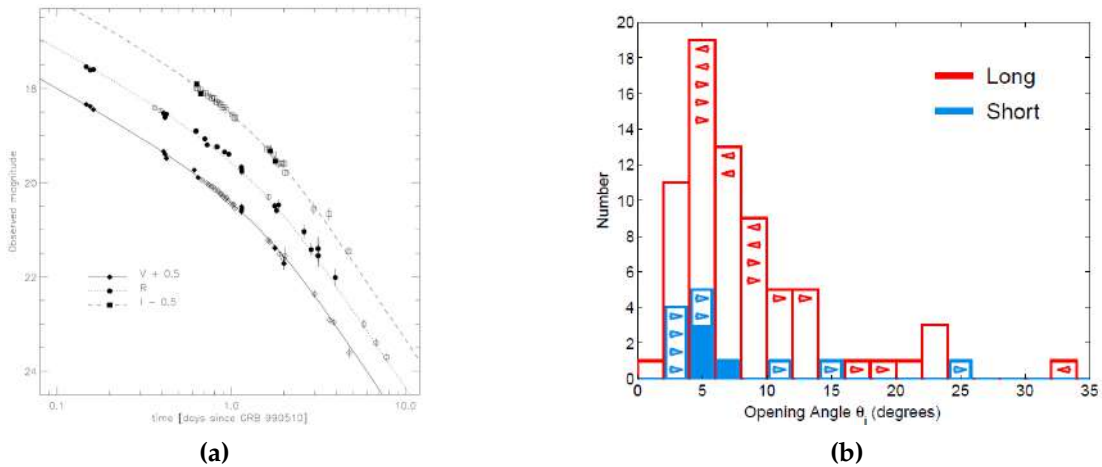


FIGURE 1.34 – (a) : Cassure achromatique dans le curve de lumière de la rémanence optique de GRB 990510. Les différentes bandes d’observation V, R et I. La coupure a lieu entre 1 et 2 jours après le sursaut. (Harrison et al., 1999). - (b) : Distribution du demi angle d’ouverture θ_j pour les sursauts gamma longs en rouges et courts en bleus. Les flèches indiquent les valeurs limites minimales ou maximales (Fong et al., 2014).

1.3.5 Progéniteurs et moteur central

Les contraintes observationnelles et leurs implication

Association SN-SG long HETE-2 a confirmé l’association des sursauts gamma longs avec l’apparition d’une supernovae de type Ib/c, comme le montre la FIGURE 1.35a.

De nombreux cas ont été rapportés depuis (une trentaine en 2012 selon Hjorth & Bloom (2012)). La présence d’une supernova apparait sous la forme d’un *bump*, une bouffée de flux optique qui survient dans la curve de lumière après plusieurs jours comme l’illustre la FIGURE 1.35b. Il est, dans la plupart des cas, impossible de faire une mesure spectroscopique, vu la faiblesse de sa luminosité. S’est donc posé la question de savoir si tous les sursauts gamma longs étaient associés à une supernova. En effet, les sursauts gamma longs associés avec des supernovae présentent une rémanence anormalement sous-lumineuse, avec $E_{iso} = 10^{48} - 10^{50}$ et se trouvent à faible redshift comparés à la moyenne (Bromberg et al., 2011a). D’autant que certains sursauts montrent une non-signature de supernovae (voir pour exemple Fynbo et al. (2006)). Beaucoup considèrent que ceux ne sont que des biais observationnels. En effet un sursaut très énergétique va produire une rémanence bien plus brillante que le *bump*. Il est donc normal d’avoir les SNe associées à des sursauts sous-lumineux, qui se trouvent à bas redshift, car les plus brillants ont un redshift supérieur à 1 et sont donc plus difficilement détectables par les instruments actuels.

Il est désormais admis que les sursauts gamma longs sont associés à la présence d’une SNIb/c, conséquence de l’effondrement d’une étoile massive.

Compacité L’énergie émise sous forme de rayonnement est colossale et elle représente une proportion importante de l’énergie totale de l’étoile. Ces sources présentent des curves de lumière pouvant varier très rapidement, parfois même en quelques millisecondes. Ces deux propriétés impliquent l’existence d’un objet compact à l’origine du sursaut. Associé à la durée très brève de son émission, il doit s’agir d’un évènement catastrophique. Le lien SN-SG long indique que ces sursauts sont le résultat de l’effondrement d’une étoile massive. Voyant la masse nécessaire pour libérer cette énergie, cette étoile doit être suffisamment massive pour former un trou noir. Le

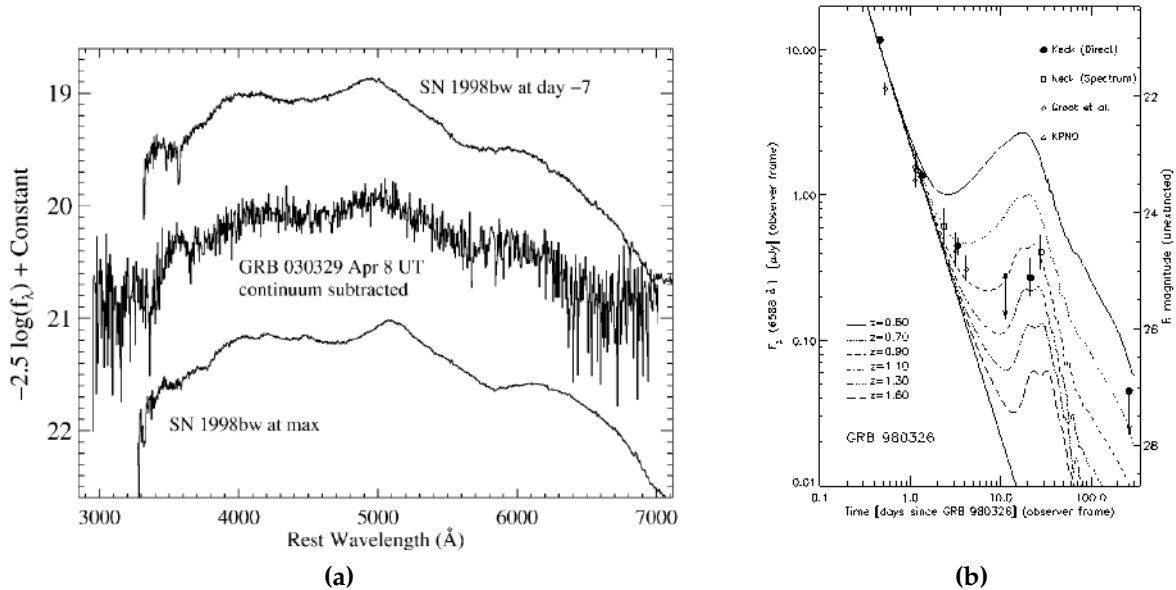


FIGURE 1.35 – (a) Comparaison des spectres de la supernova SN 1998bw et le sursaut GRB 030329 dont on a soustrait le continuum (Stanek et al., 2003). Cette supernova avait permis la première association avec le sursaut long GRB 980425 du temps de *BeppoSAX* (Galama et al., 1998). - (b) Courbe de lumière optique du sursaut GRB 980326. Les observations sont indiquées par les différents marqueurs quand les courbes noires modélisent la supernova SN 1998bw, utilisée comme référence, a différents redshift. (Bloom et al., 1999b)

moteur central de l'émission est supposé être un trou noir en accord avec les observables, quelle que soit la classe du sursaut gamma.

Jet Ultra-relativistes Cette source compacte à une taille maximale qu'elle ne peut dépasser, au vu de sa variabilité. On a en effet : $R \leq c\Delta t$ avec R le rayon de la source et Δt sa variabilité. or cette variabilité peut atteindre 10ms suivant la courbe de lumière, on a alors un rayon ne pouvant excéder 3000 km. Considérant l'énergie énorme qui est rayonnée en gamma il faut donc une densité de photons colossale. Ces derniers devraient donc s'annihiler puisque, passé une énergie de 511 keV (pour un choc frontal), ils forment des paires par la réaction $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Ainsi le spectre devrait suivre le modèle du corps noir et être thermique. Or, des photons sont observés à très haute énergie (de l'ordre du GeV) et le spectre est non thermique. Ces contradictions forment le "problème de compacité".

Rees (1966) proposa que la source devait se déplacer à une vitesse ultra-relativiste, c'est-à-dire avec un grand facteur de Lorentz tel que :

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \gg 1 \quad (1.30)$$

ce qui réduit les interactions entre les photons. En effet, à des vitesses aussi importantes, l'émission se focalise sous forme d'un jet entraînant les photons à se déplacer de façon quasiment parallèle. L'angle de demi-ouverture du jet correspond approximativement à l'inverse du facteur de Lorentz Γ , et son axe est celui de la direction de la vitesse. Il est donc possible d'estimer un facteur minimal pour les sursauts gamma permettant d'assurer ce jet ultra-relativiste. Lithwick & Sari

(2001) ont montré que le facteur de Lorentz est minimal lorsque $\Gamma_{min} > 100$.

Progéniteurs

Sursauts longs Les sursauts longs se produisent dans des galaxies qui forment des étoiles, localisées au sein de celles-ci dans la région centrale et sont associés à des supernovae type Ic. Ainsi il est naturel de penser que les sursauts longs proviennent des étoiles très massives de type Wolf-Rayet (MacFadyen & Woosley, 1999) qui s’effondrent en trou noir. Leur vitesse de rotation crée un disque d’accrétion de la matière autour du trou noir. Ce scénario fut proposé sous le nom du modèle de *collapsar* par Woosley (1993).

Les étoiles massives doivent avoir un grand moment angulaire pour pouvoir former ce trou noir avec un disque épais. Cela n’entre pas en faveur des étoiles à forte métallicité qui vont perdre leur moment angulaire en fin de vie avec les vents stellaires intenses (Woosley & Heger, 2006). Il faut aussi une enveloppe stellaire de faible masse pour permettre au sursaut d’être émis facilement (Bromberg et al., 2011b). Ces deux points quelques peu contradictoires montrent que les propriétés stellaires nécessaires pour former le sursaut gamma long sont encore à déterminer.

Sursauts courts Pour les sursauts gamma courts, le progéniteur est beaucoup moins certain. En effet, un faible nombre de rémanences ont été détectés, la première avec HETE-2 (GRB 050709) et les autres grâce à Swift. Ainsi aucun type de galaxie n’est privilégié. Le progéniteur de sursauts courts doit donc, sans privilégier aucun type de galaxie, être capable de former un trou noir. Le seul autre phénomène bien connu permettant cela est la coalescence de deux étoiles à neutrons (EN-EN) ou la fusion d’une étoile à neutron avec un trou noir (TN-EN) (Eichler et al., 1989; Narayan et al., 1992). En émettant des ondes gravitationnelles, elle subissent une perte d’énergie et de moments angulaires entraînant leur rapprochement qui aboutira à leur fusion. Il ne restera alors qu’un trou noir entouré d’un disque d’accrétion.

Ce modèle de coalescences d’objets compacts peut être vérifié grâce à plusieurs observables :

- La première est le fait que les sursauts gamma courts surviennent dans n’importe quel type de galaxie. En effet, ce modèle de progéniteurs implique un certain délai entre la formation de la binaire et sa fusion. Pour le pulsar binaire PSR 1913+16 ce délai, noté t_d est estimé à 300 millions d’années (Hulse & Taylor, 1975). Celui-ci doit présenter une variabilité énorme, puisqu’il dépend de la séparation initiale et des masses en jeu suivant l’équation $t_d \propto a^4/M_c^2$ où a est la séparation initiale de la binaire et M_c la combinaison de la masse de chacun des astres selon $M_c = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$. Ainsi ce large panel de temps de délai implique que les sursauts gamma courts se produisent indifféremment dans les galaxies (Belczynski et al., 2006; Zheng & Ramirez-Ruiz, 2007). Les étoiles à neutrons en coalescence présentent un délai entre quelques dizaines de millions d’années jusqu’à un temps supérieur au temps de Hubble (défini comme l’inverse de la constante de la constante de Hubble H_0 et dépendant donc de la cosmologie utilisée) (Burgay et al., 2003; Champion et al., 2004)
- On observe un *offset*, c’est-à-dire un écart entre l’endroit où est née la binaire et sa galaxie hôte d’une dizaine, voir une centaine de kpc. Cela s’explique naturellement par le *kick*, l’impulsion initiale, lors de l’explosion de la supernova qui a formé l’objet compact associé à la diversité du temps de délai. (Narayan et al., 1992; Bloom et al., 1999a; Fryer et al., 1999; Perna & Belczynski, 2002; Belczynski et al., 2006). Celui-ci peut atteindre des vitesses phénoménales entre 100 et 1000 km/s selon la distribution des pulsars dans la Voie Lactée (Hobbs et al., 2005). Il en va de même pour les systèmes binaires qui se sont formés dynamiquement dans les amas globulaires (Grindlay et al., 2006; Lee et al., 2010).

- La coalescence s’accompagne d’éjections riches en neutrons ce qui entraîne un processus-r (r pour rapide). Celui-ci permet aux noyaux de capturer des neutrons par nucléosynthèse pour créer des éléments lourds à partir d’éléments légers. Le grand nombre de neutrons forment des noyaux riches en neutrons qui se désintègrent rapidement, au vu de leur instabilité pour donner des noyaux stables mais toujours riches en neutrons. La décroissance rapide de ces éléments créé un rayonnement électromagnétique isotropique qui devraient être visible dans l’optique ou le proche infrarouge. Mais avec une si faible masse et une vitesse rapide d’expansion, cet éjecta isotropique va devenir rapidement faible en peu de temps avec une luminosité de pic bien plus faible qu’une SN. C’est pour cela qu’on a appelé la source de ce processus une kilonova⁸. La découverte de la toute première émission par processus-r a enfin eu lieu en 2013 avec le sursaut GRB 130603B, comme le montre la FIGURE 1.36a. Toutes ces émissions électromagnétiques sont schématisés sur la FIGURE 1.36b.

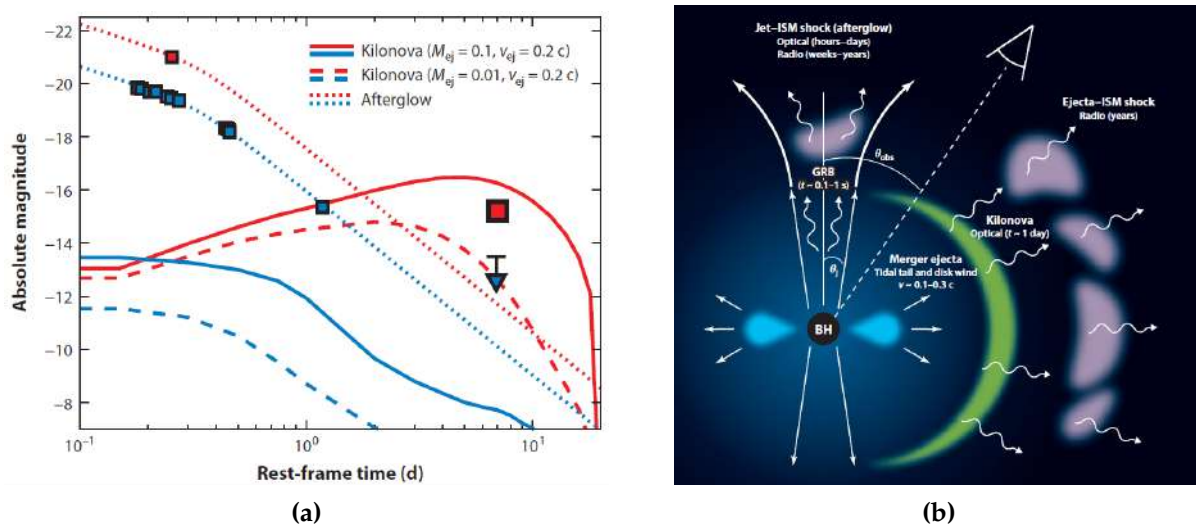


FIGURE 1.36 – (a) Courbe de lumière optique (en bleu) et proche infra rouge (en rouge) de la kilonova GRB 130603B. Les observations ont été réalisées par des télescopes au sol, pour celles < 2 jours, et par le HST, *Hubble Space Telescope*. La courbe suivant l’évolution de la rémanence est en pointillé. L’excès à 7 jours peut être expliqué grâce aux simulation de kilonavae en suivant Barnes & Kasen (2013) avec différentes masses éjectées (0,01M_⊙ et 0,1M_⊙ respectivement pour les courbes tiretées et en continues), montrant l’excès du processus-r. (Berger et al., 2013a). - (b) Schéma de la coalescence d’objets compacts ayant donné un sursaut gamma court avec ses éventuelles contreparties observables, selon l’angle de demi-ouverture par rapport à l’observateur noté θ_{obs}. Le disque d’accrétion symbolisé en bleu est rapidement accrété par le trou noir noté BH (*Black Hole*) en noir. L’émission gamma ne peut être vue que si l’observation est dans l’angle du jet soit θ_{obs} ≤ θ_j. L’émission rémanente est due à l’intéraction entre le jet et le milieu circumstellaire (en rose). L’émission optique peut être vue par l’observateur si celui-ci a un angle d’observation θ_{obs} ≤ 2θ_j pendant plusieurs heures voir plusieurs jours. L’émission radio est, quant à elle, visible depuis n’importe quel angle durant plusieurs jours voir plusieurs années. L’émission due au processus-r de la kilonova, symbolisée en vert peut durer quelques jours (en vert) (Metzger & Berger, 2012).

- La dernière preuve de l’association des sursauts gamma courts avec la coalescence de ces objets compacts est une émission d’un autre genre. Il s’agit de l’émission d’ondes gravitationnelles déjà expliquée dans la SECTION 1.2.3 (Abramovici et al., 1992; Harry & LIGO

8. On appelle parfois la kilonova une macronova ou une mini-supernova.

Scientific Collaboration, 2010; Accadia et al., 2011).

Il doit exister des différences entre la fusion d'étoiles à neutron ou celle d'une étoile à neutron avec un trou noir. En effet, la présence d'un trou noir devrait entraîner une plus grande masse d'éjecta, ce qui devrait produire une contrepartie dans l'optique et le proche infra-rouge plus brillante (Piran et al., 2013). L'émission du prompt devrait présenter une large variabilité due au spin du trou noir (Dichiara et al., 2013; Stone et al., 2013). La grande masse du trou noir devrait induire un plus petit *kick* et donc un *offset* plus faible que celui des coalescences d'étoiles à neutrons (Belczynski et al., 2006; Dhawan et al., 2007). Malheureusement pour le moment, contrairement aux pulsars binaires prouvant l'existence de la binaires d'étoiles à neutrons, aucun système trou noir / étoile à neutron n'a encore été détecté. Ce progéniteur de sursauts gamma courts est encore soumis à de nombreux débats, d'autant que ces différences ne sont pas encore observées dans l'échantillon de sursauts gamma courts actuel.

Magnétar Dans le modèle de formation du trou noir il est généralement accepté qu'ils se produisent de façon très rapide. Pourtant il existe un modèle transitoire pour les sursauts gamma longs et courts. Il s'agit de la formation intermédiaire d'un proto-magnétar (Duncan & Thompson, 1992; Metzger et al., 2008; Usov, 1992; Metzger et al., 2011), une étoile à neutrons très fortement magnétisée ($B > 10^{15}$ G) avec un moment angulaire initial très grand. Ce magnétar a une période de l'ordre de la milliseconde. Il peut être produit de différentes façon, par effondrement gravitationnel d'une étoile massive, ou d'une naine blanche après l'accrétion d'une étoile compagnon (Nomoto & Kondo, 1991), la coalescence de deux naines blanches (Yoon et al., 2007), ou encore celle de deux étoiles à neutrons (Gao & Fan, 2006). Le moteur central est alors doté d'une énergie plus faible.

La récente découverte d'une étoile à neutron de $2M_{\odot}$ (Demorest et al., 2010; Antoniadis et al., 2013) semble en accord avec ce modèle. Rowlinson et al. (2013) associent d'ailleurs la phase plateau présente dans certains sursauts gamma courts à la présence de ce magnétar. Il n'est pas certain de pouvoir discerner un magnétar d'un trou noir au niveau des émissions reçues.

Modèle de la boule de feu

Comme décrit plus haut, il existe plus d'une centaine de modèles différents et puisque la majorité des scientifiques s'accordent sur le modèle de la boule de feu on n'expliquera que celui-ci de façon qualitative⁹. L'autre modèle utilisé par d'autres groupes de chercheurs est le modèle du boulet de canon, qui ne sera pas expliqué ici. Pour plus de détails, consultez Hanami (1997). Il faut bien comprendre que même si les scientifiques s'accordent sur ce modèle, il est sans cesse discuté. Il se base sur les contraintes observationnelles, c'est-à-dire le fait que le moteur central est un trou noir accrétant qui émet un jet ultra-relativiste. Le modèle suit la FIGURE 1.37, à travers 3 grandes étapes.

Ejecta relativiste Le moteur central du sursaut est un trou noir entouré d'un disque de matière qu'il accrète. En effet son moment angulaire initial a permis de créer ce disque d'accrétion très chaud et donc épais. Ils sont en mode d'hyper-accrétion c'est-à-dire que le trou noir accrète environ une masse solaire par seconde. L'énergie est alors libérées sous forme d'un éjecta hyper-relativiste, c'est la phase ①. L'énergie initiale permettant cela est soit l'énergie gravitationnelle du disque, extraite par accrétion ou alors de l'énergie magnétique issue de la rotation du trou noir

9. Pour un calcul détaillé des différentes équations mises en jeu lors de ce phénomène, consultez http://www2.iap.fr/users/daigne/FD_IAP/M2AAIS.html.

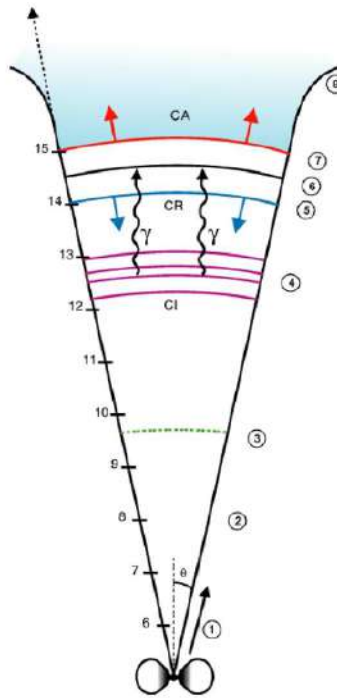


FIGURE 1.37 – Schéma du modèle de la boule de feu. A gauche de la figure se trouve l'échelle logarithmique des distances en mètres pour chaque étape, les étapes sont décrites dans le texte. Crédits : Frédéric Daigne

extraite par des lignes de champ magnétique. Son facteur de Lorentz ne cesse de croître jusqu'à atteindre la valeur minimale de 100, en phase ②. Le modèle de la boule de feu est une version simplifiée du mécanisme d'accélération. L'énergie initiale E_0 est libérée au voisinage de la source compacte de taille R_0 dans une masse M_0 . Alors si l'éjecta reste épais suffisamment longtemps, toute l'énergie interne sera transformée en énergie cinétique et la matière pourra atteindre le facteur de Lorentz final : $\Gamma_\infty = E_0/M_0c^2$ à la distance $R = \Gamma_\infty R_0$. Ainsi lorsque $\Gamma_\infty \gtrsim 100$ et R_0 correspondant à la dernière orbite stable d'un trou noir soit quelques dizaines de kilomètres, on a une fin de la phase d'accélération à quelques milliers de km de la source, indiquée par la phase ④. Il va alors devenir transparent et permettre ainsi, si de l'énergie est encore présente, de rayonner sous forme quasi-thermique.

L'émission prompte Le moteur central présente de forte variabilité temporelle, le facteur de Lorentz ne sera donc pas uniforme dans l'éjecta. Cela provoque alors la phase ④ durant laquelle certaines enveloppes plus lentes vont être heurtées par des enveloppes plus rapides. On appelle cela les chocs internes (CI) (Rees & Meszaros, 1994). Ils permettent de transformer une partie de l'énergie cinétique de l'éjecta en énergie interne dans la matière choquée. Celle-ci se retrouve soit dans une population non thermique d'électrons relativistes, soit dans le champ magnétique. Les électrons vont alors pouvoir par rayonnement synchrotron et diffusion Compton inverse rayonner leur énergie. C'est cela qui est à l'origine du sursaut gamma.

L'émission rémanente En phase ⑦ ces enveloppes de matière ultra-relativiste vont se propager dans la matière circumstellaire. Lorsque la masse du milieu environnant est de l'ordre de

M_0/Γ_0 , l'éjecta commence à ressentir les effets de ce nouvel environnement. Un choc violent se produit alors, il s'agit du choc externe (noté aussi CA pour chocs avant). Le champ magnétique est amplifié et les électrons accélérés, le rayonnement synchrotron produit serait à l'origine de la rémanence observée après le sursaut (Mészáros & Rees, 1997). Lorsque ces couches ont suffisamment ralenti, du fait de leur rencontre avec le milieu externe, l'expansion latérale commence. En contrepartie, il se produit des chocs de retour, certaines enveloppes vont percuter la matière environnante et retourner heurter d'autres couches. Elles forment les chocs de retours notés CR de la phase ⑤ et implique une discontinuité de contact séparant le jet relativiste du milieu extérieur par la zone ⑥.

1.4 De l'importance de l'étude multi-messagers

1.4.1 Différents multi-messagers

On pense que les coalescences d'objets compacts sont les progéniteurs des sursauts gamma courts. Mais outre ces émissions électromagnétiques, ce type de progéniteurs devrait permettre d'ouvrir une nouvelle fenêtre sur l'univers grâce à ses émissions multi-messagers. En effet de nombreuses autres émissions non photoniques sont attendues. Les sursauts gamma sont des sources de neutrinos d'ultra-haute énergie (Waxman & Bahcall, 1997) mais aussi de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (Waxman, 1995). Ces derniers sont des particules chargées, elles sont donc sensibles au champ magnétique et seront déviées durant leur course. L'étude multi-messager nécessite un effort commun qu'est déterminé à fournir l'Observatoire Pierre Auger en Argentine, HAWC au Mexique et VERITAS en Arizona. L'astronomie neutrinique est en grand développement avec notamment ANTARES, *Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental REsearch project*, dans la mer méditerranée et IceCube dans 1 km³ de glace au pôle sud (Abbasi et al., 2012; Hümmel et al., 2012). Enfin on attend avec impatience la détection des premières ondes gravitationnelles. Ceux sont les contreparties gravitationnelles des coalescences d'objets compacts. Les détections en coïncidence sont une clé essentielle pour pouvoir mieux comprendre ces différentes émissions. D'ailleurs des MOU, *Memorandum of Understanding* ont été signés entre les différents responsables de projets neutriniques et de rayonnement cosmique présentés ici, ainsi qu'avec les projets photoniques (Optique : MASTER en Russie, Figaro collaboration en France et en Italie et Palomar Transient Factory aux États-Unis ; radio : Large Millimeter Telescope au Mexique et gamma : Swift et Fermi) et gravitationnels (Virgo / LIGO) permettant de fixer une priorité sur la collaboration multi-messagers. Ils se rassemblent sous le nom d'AMON pour *Astrophysical Multimessenger Observatory Network* illustré par leur répartition au niveau mondial dans la FIGURE 1.38. C'est sur cette étude en coïncidence entre sursauts gamma courts et ondes gravitationnelles que porte ma thèse.

1.4.2 Taux en coïncidence

La détection des sursauts gamma courts est bien moins importante que celle des sursauts gamma longs. Leur taux local est généralement estimé à $R = 10 \text{ Gpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$ (Nakar et al., 2006; Guetta & Piran, 2006; Coward et al., 2012). Le taux des coalescences d'étoiles à neutron est lui évalué à entre 80 et 3000 $\text{Gpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$ (Kalogera et al., 2004; Nakar et al., 2006; Fong et al., 2012). Le taux

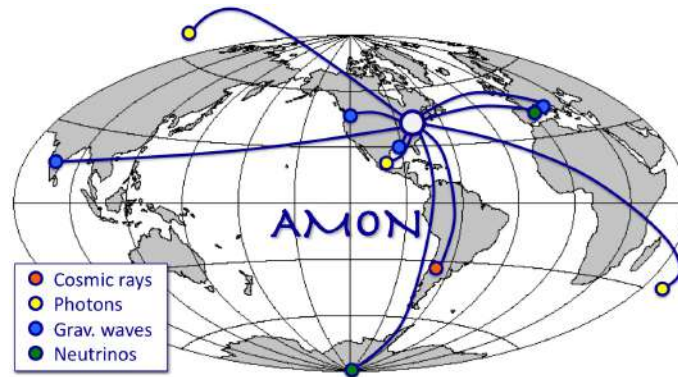


FIGURE 1.38 – Collaboration AMON pour l’étude multimessagers des coalescence d’objets compacts. Crédits : <http://amon.gravity.psu.edu/index.shtml>.

local de sursauts gamma est expliqué par l’angle du jet qui réduit d’un facteur $2/\theta_j^2$. Cela impliquerait, au vu des valeurs du jet couramment utilisés (compris entre 5° et 30°), que toutes les coalescences d’étoiles à neutrons produisent des sursauts gamma courts. On ne comprend pas encore réellement le progéniteur, ces estimations ne peuvent rendre compte si l’autre type de progéniteur : une étoile à neutron avec un trou noir est prédominant ou l’impact des binaires dynamiques sur ce taux. Pour mieux comprendre cela il est important de s’intéresser aux coïncidences qui nous renseigneront sur le type de progéniteur. Le taux estimé d’ondes gravitationnelles en coïncidence avec les sursauts gamma est très complexe à estimer. Pour le moment les résultats sont très variables et il est important de savoir si ces détections peuvent être possibles pour mieux comprendre le type de progéniteur et donc le signal attendu.

1.4.3 Pourquoi s’intéresser à l’émission coïncidente électromagnétique et gravitationnelle ?

Pouvoir observer à la fois un sursaut gamma court et une onde gravitationnelles provenant de la même source permettrait ainsi de confirmer que le progéniteur est bien une coalescence d’objets compacts (Metzger & Berger, 2012; Piran et al., 2013). Cela permettrait aussi d’approfondir nos connaissances sur ces progéniteurs (Kochanek & Piran, 1993; Metzger & Berger, 2012). Il sera donc possible de sonder deux zones de l’espace des paramètres distincts : l’environnement pour l’émission électromagnétique, et les paramètres physique du moteur central pour les émissions gravitationnelles. En utilisant les sursauts gamma courts comme *trigger*, il serait alors possible de pouvoir détecter les signaux gravitationnelles de plus faibles émissions et augmenter ainsi les chances d’obtenir une détection en coïncidence. A l’inverse, utiliser comme alerte une onde gravitationnelle permettrait de détecter la partie prompt du signal électromagnétique, permettant de mieux comprendre le modèle d’émission du moteur central des sursauts gamma. Les astronomes de haute énergie travaillent d’ailleurs pour que les satellites et télescopes puissent recevoir directement des alertes venant des détecteurs d’ondes gravitationnelles pour pouvoir se repositionner rapidement. Cette détection devrait aussi permettre de pouvoir distinguer les coalescences d’étoiles à neutrons, des fusions d’étoile à neutrons avec un trou noir. Elles permettront de contraindre l’angle du jet et de mieux comprendre la géométrie de ce dernier. Enfin, d’un point de vue cosmologique, puisqu’on est à même d’obtenir directement le redshift grâce aux SG et la distance avec les OG, leur coïncidence devrait permettre d’obtenir le diagramme de Hubble permettant de contraindre la constante de Hubble H_0 .

Chapitre 2

Construction d'un échantillon de sursauts gamma courts et étude de ses propriétés globales

La distinction entre sursauts gamma courts et sursauts gamma longs est complexe. Les paramètres de distinction énoncés dans le CHAPITRE 1 ne sont pas stricts. Ils donnent un ordre d'idée et doivent être manipulés avec précaution. En effet, les données utilisées sont le résultat d'observations et sont donc biaisées par le satellite ayant permis leur acquisition. Dans un premier temps, il s'agit de sélectionner un échantillon viable de sursauts gamma courts. Pour cela, il faut définir le détecteur le plus adapté en suivant des critères spécifiques. Dans un second temps, ces sursauts sont étudiés en détails via leur émission prompte, leur émission rémanente et les propriétés de leur galaxie hôte.

2.1 Sélection de l'échantillon

2.1.1 Choix du détecteur de référence

La sélection des sursauts gamma courts doit permettre de rassembler les événements qui correspondent, par un éventail de critères communs, à la même classe de sursauts. Pour cela, il est nécessaire de ne pas être contaminé par des événements correspondant à des sursauts gamma longs ayant un progéniteur totalement différent. Il faut donc effectuer une sélection de l'échantillon en suivant les propriétés caractéristiques des sursauts courts. La première est bien évidemment la durée. Comme décrit dans la SECTION 1.3.4, elle dépend du détecteur utilisé et se retrouve affectée par la distance de la source. Il est donc important de connaître le redshift du sursaut.

Swift et sa base de données

Parmi les satellites énoncés dans la SECTION 1.3.2, seul Swift est le plus à même à pouvoir remplir cette mission. En effet, grâce à son instrument XRT, il est capable de trouver la localisation d'un sursaut gamma avec une erreur approximative de 2.5 arcsecondes. Grâce à cette fenêtre réduite, les télescopes au sol ont plus de chance d'observer la rémanence. La galaxie hôte associée au sursaut

Chapitre 2. Construction d'un échantillon de sursauts gamma courts et étude de ses propriétés globales

peut alors être détectée permettant de déduire son redshift. Les données utilisées démarrent avec l'obtention du premier sursaut détecté par le satellite, le 17 décembre 2004 et s'arrêtent au 30 avril 2015 soit 10 ans, 4 mois et 13 jours ou 3786 jours. Durant cette période 962 sursauts ont été détectés par Swift. En utilisant les données directement fournies par le Centre Scientifique de Données (CSD) du satellite¹, 308 sursauts ont un redshift connu.

Rechercher les sursauts dont le redshift n'est pas référencé

Parmi les 654 sursauts restants, il faut être certain qu'aucun autre sursaut court ne présente de redshift. La méthode que j'ai employé, consiste à vérifier, pour chaque sursaut, toutes les GCN², les données rassemblées dans la table mise à jour du Dr. J. Greiner³ et tous les articles publiés disponibles sur la librairie digitale pour la physique et l'astrophysique nommée ADS (Astrophysics Data System)⁴. Il était fastidieux de faire cela pour tous les sursauts dont le redshift n'était pas référencé dans la table fournie par le CSD de Swift.

J'ai donc utilisé le critère de durée pour faire une pré-sélection. En effet, par la suite, seuls les sursauts gamma courts présentant une durée intrinsèque τ_{90} inférieure à 1 seconde seront sélectionnés. Puisque la distance est inconnue, on doit déterminer jusqu'à quelle durée observée T_{90} il est possible que le sursaut gamma soit court. Le sursaut gamma court dont on est sûr de la classe et qui a la plus grande distance mesurée est GRB 060121 avec $z=4,6$ (de Ugarte Postigo et al., 2006). En utilisant la formule de l'EQUATION 2.1 permettant de corriger la durée observée du redshift, on doit donc respecter $\tau_{90} < 1s$ soit $T_{90} < 1 + z_{max}$. On doit donc rechercher, si, pour chaque sursaut ayant une durée observée $T_{90} \lesssim 6s$, ils présentent ou non un redshift.

Il y a 112 sursauts pour lesquels on doit effectuer ces recherches dans la littérature. Parmi eux, 10 sursauts présentent un redshift.

Vérification des redshifts obtenus

La TABLE 2.1 rassemble les redshifts des différents sursauts gamma courts de notre échantillon. Pour chacun d'eux la détermination du redshift s'est faite par identification de la galaxie hôte. Comme expliqué en SECTION 1.3.4, leur rémanence optique est bien plus faible que celle des sursauts gamma longs. Tous les sursauts gamma courts ont un redshift déduit par identification de la galaxie hôte et mesures spectroscopiques (et parfois photométriques) de cette dernière. On notera que le sursaut GRB 090426 est le seul qui présente une mesure directe d'absorption spectroscopique (Levesque et al., 2010; Thöne et al., 2011). La communauté a longuement débattu pour le classer. En effet, son grand redshift et d'autres propriétés voudraient le ranger dans la catégorie des longs selon Levesque et al. (2010); Lü et al. (2010); Xin et al. (2011). Nous montrerons dans la SECTION 2.1.2 pourquoi j'ai décidé de le garder dans l'échantillon. Pour 10 d'entre eux, le redshift n'était pas présent dans la table de références de Swift. Il a été nécessaire à chaque fois de vérifier que la galaxie proche détectée était bien la galaxie du hôte au sursaut. Dans le cas où la rémanence n'est détectée que par Swift-XRT, la probabilité de se tromper de galaxie hôte est plus grande à cause de l'incertitude de la localisation (entre 2'' et 5'') (Burrows et al., 2005), ce qui est malheureusement le cas pour environ 65% des sursauts courts.

La probabilité d'alignement fortuit, notée P_{cc} , est un bon indicateur pour savoir si on peut prendre en compte ou non le redshift de la galaxie hôte présumée. Il permet de savoir à quel point on peut considérer l'association avec la galaxie hôte comme réelle. Cette probabilité répond à la

1. La table de SG de Swift : http://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table/

2. GCN website : <http://gcn.gsfc.nasa.gov/search.html>

3. Greiner's website : <http://www.mpe.mpg.de/~jcg/grbgen.html>

4. ADS website : <http://cdsads.u-strasbg.fr/>

question "Quelle est la probabilité de trouver une galaxie (ou plusieurs) non reliée(s) au sursaut dans le cercle d'erreur de la localisation de la rémanence à 3σ . Ou, dans le cas où le cercle d'erreur de la localisation est faible, quelle est la probabilité pour que la galaxie supposée hôte soit en réalité une galaxie vue par projection?" (question traduite de Bloom et al. (2002)). Lorsque cette probabilité est au plus bas, on considère la galaxie comme hôte.

GRB 120804A Berger et al. (2013b) ont trouvé deux galaxies se trouvant dans la boîte d'erreur du XRT, comme le montre la FIGURE 2.1. La plus proche de la rémanence détectée présente une faible probabilité d'alignement fortuit : $P_{cc} \approx 0.02$. La galaxie a plus large *offset* (entre $0.2'$ et $1'$) a une P_{cc} de 0.2-0.7. Cela confirme que la première galaxie trouvée est bien la galaxie hôte. Le redshift est obtenu par photométrie et estimé à $z=1.3_{-0.2}^{+0.3}$, à une erreur d' 1σ , comme le montre la FIGURE 2.2.

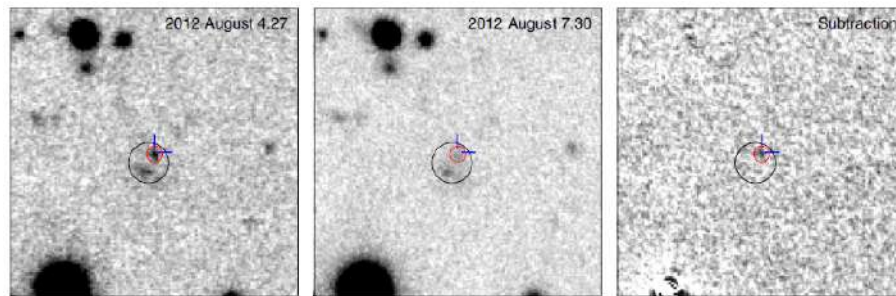


FIGURE 2.1 – Images prises par Gemini-North dans la bande I. A gauche et au centre se trouvent les images prises après respectivement 0,23 et 3,26 jours. A droite se trouve la soustraction de ces deux images. La rémanence coïncide avec la position de l'émission X dans Chandra. La galaxie associée est à une distance angulaire de $1,4''$. Crédits : Berger et al. (2013b)

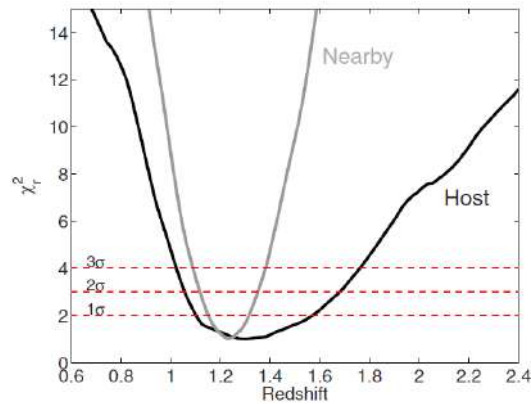


FIGURE 2.2 – Redshift photométrique contraint grâce à la galaxie hôte du sursaut GRB 120804A en noir et de la galaxie proche en utilisant les densités de flux en optique et proche infra-rouge. Pour une erreur d' 1σ on a le meilleur fit pour la galaxie hôte à un $z=1.3_{-0.2}^{+0.3}$ alors que pour la galaxie proche, on a $z=1.25 \pm 0.10$. Crédits : Berger et al. (2013b)

GRB 11117A L'obtention du redshift de GRB 11117A a été rendue possible, pour la première fois, par la position très précise (erreur $\leq 1''$) fournie par Chandra, ce satellite spécialisé dans

Chapitre 2. Construction d'un échantillon de sursauts gamma courts et étude de ses propriétés globales

les rayons X, lancé par la NASA en 1999 (Schwartz, 2004). Illustrée par la FIGURE 2.3, la probabilité d'alignement fortuit pour la galaxie détectée avec un offset de $1''$ est de 0.8%. Les trois autres galaxies les plus proches ont une probabilité comprise entre 24% et 42%. On considère donc la première galaxie mentionnée comme hôte avec un redshift photométrique associé de $z = 1.31^{+0.46}_{-0.23}$ à 90% de confiance (Sakamoto et al., 2013).

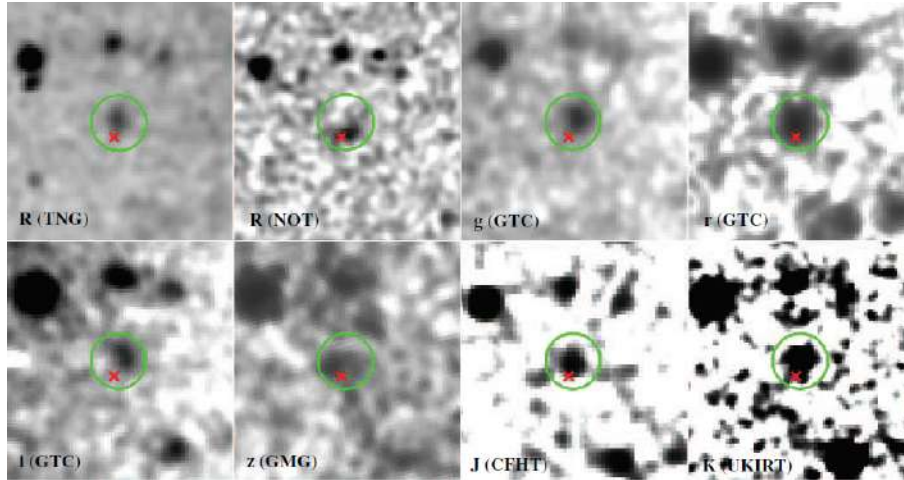


FIGURE 2.3 – Images dans différentes bandes de GRB 11117A. La bande est indiquée sur la figure, suivie entre parenthèse par le détecteur utilisé. La galaxie hôte est entourée d'un cercle vert et la position de la rémanence détectée par Chandra est notée d'une croix rouge, dans cette image de $17'' \times 17''$. Crédits : Sakamoto et al. (2013).

GRB 100625A Ce sursaut a été associé avec une galaxie notée G1 sur la FIGURE 2.4 située à moins de 10,3kpc de la rémanence optique. La probabilité d'alignement fortuit $P_{cc} \approx 0.04$. La galaxie brillante présente non loin d'elle, a une probabilité $P_{cc} \gtrsim 0.17$ et l'autre galaxie trouvée dans un rayon de 5° a une probabilité $\gtrsim 0.98$. On peut donc conclure que G1 est bien la galaxie hôte. Son redshift a été obtenu par absorption grâce au spectre du SDSS : $z = 0.452 \pm 0.002$ (Fong et al., 2013).

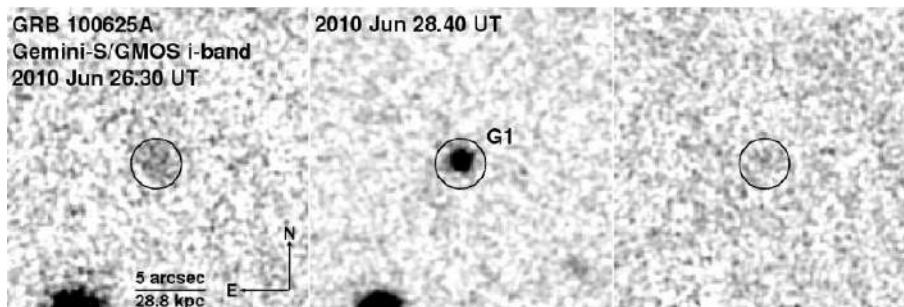


FIGURE 2.4 – Observations dans la bande I de Gemini-South/GMOS du GRB 100625A. Le cercle d'erreur du XRT en noir a un rayon de $1.8''$. A gauche se trouve la première image à 0.53 jours avec une faible détection de l'hôte ; au centre se trouve celle à 2.63 jours ayant permis l'association avec la galaxie notée G1 et celle de gauche ne montre aucune rémanence dans la limite de 3σ . Crédits : Fong et al. (2013).

GRB 100117A Une galaxie située à seulement 470 pc de la rémanence optique a pu être associée au sursaut comme le montre la FIGURE 2.5. Sa faible P_{cc} en fait la galaxie hôte, avec une distance estimée par absorption $z = 0.915$. Il s'agit du sursaut gamma court le plus proche de sa galaxie hôte jamais observé (Fong et al., 2011).

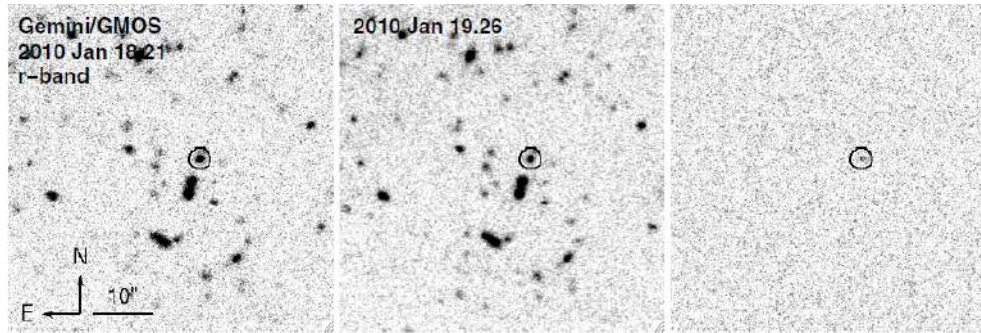


FIGURE 2.5 – Gemini/GMOS observations dans la bande r, commençant 7.9h à gauche et 33.2h au centre après le sursaut. La soustraction de ces 2 images révèle une rémanence faible à droite. Sa position est notée par un cercle noir. Crédits : Fong et al. (2011).

GRB 090515 Ce sursaut a été associé à une galaxie se trouvant à 75kpc de la rémanence, présentée en FIGURE 2.6a. La source S5 est celle qui montre la plus basse P_{cc} comme le montre la FIGURE 2.6b. Le redshift de cette galaxie a été estimé par absorption à $z = 0.403$ (Berger, 2010).

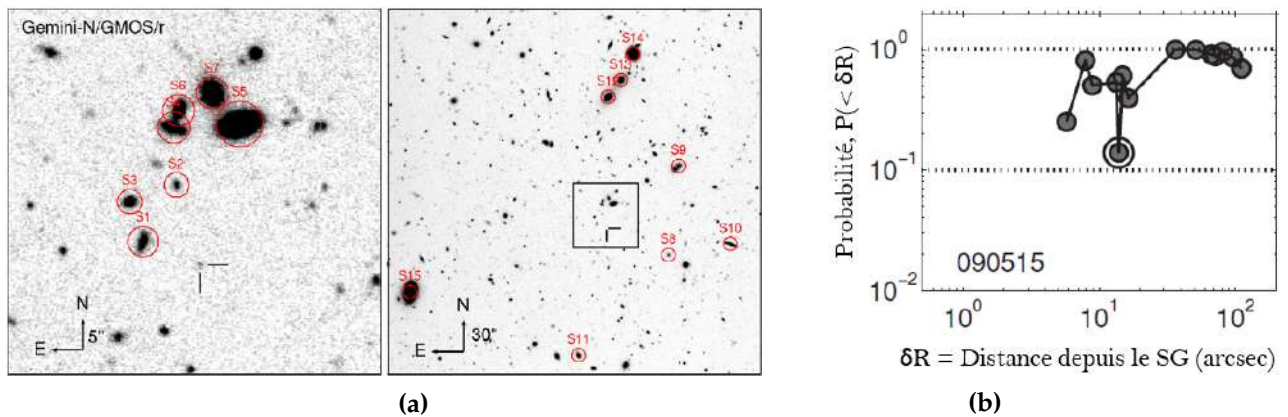


FIGURE 2.6 – (a) : Observations par Gemini-North/GMOS dans la bande r du sursaut GRB 090515. La source S5 est la galaxie hôte du sursaut. - (b) : La probabilité d'alignement fortuit en fonction de la distance par rapport à la position relative de la rémanence optique, pour chacune des galaxies (cercle noir). La galaxie avec la plus basse P_{cc} est entourée par un cercle. Crédits : Berger (2010).

GRB 090417A La galaxie brillante associée à ce sursaut a été détectée à l'intérieur du cercle d'erreur du BAT. La présence de cette galaxie à une distance de moins de 3' implique un niveau de probabilité égal à 97% pour que cette galaxie soit la galaxie hôte (Fox, 2009). Une étude complémentaire réalisée grâce au spectre mesuré par le 6dF Survey, a révélé la distance proche du sursaut, située à 400 Mpc soit $z = 0.088$ (O'Brien & Tanvir, 2009).

Chapitre2. Construction d'un échantillon de sursauts gamma courts et étude de ses propriétés globales

GRB 080905A Avec une probabilité d'alignement fortuit inférieure à 0.01, la galaxie hôte a été trouvée avec un grand offset de 18.4kpc comme le montre la FIGURE 2.7. Le redshift associé à cette galaxie a été estimé par émission à $z = 0.1218 \pm 0.0003$.

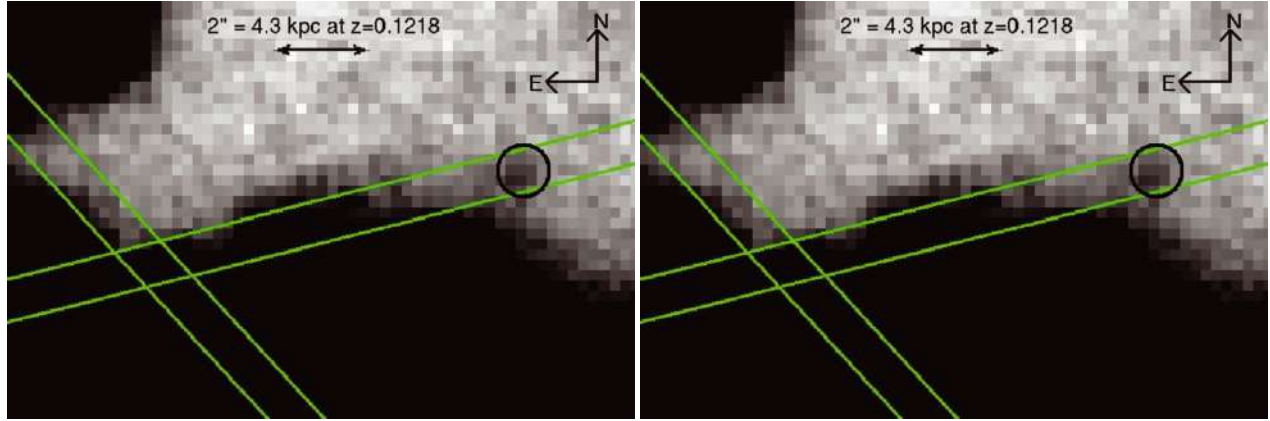


FIGURE 2.7 – Observations de la rémanence de GRB 080905A marquée d'un cercle noir. A gauche, se trouve l'image 14.3h après le sursaut et à droite celle 18 jours après. Crédits : Rowlinson et al. (2010)

GRB 070923 Fox & Ofek (2007) ont montré que deux galaxies, situées à $0.7'$ et $2.8'$ par rapport au centre du cercle d'erreur du BAT, pouvaient prétendre être hôtes. Elles se situent dans un amas où deux autres galaxies situées à $5.4'$ et $7.2'$ ont toutes deux un redshift de 0.076. Il s'agit du plus proche sursaut observé par Swift dont on a obtenu la position. Un rapide calcul de la densité de galaxie à cette distance nous indique la probabilité d'alignement fortuit sera très faible, puisqu'on a moins de 0.22 galaxies par degrés carrés.

GRB 070729 La détermination de la distance de ce sursaut a été réalisée en déduisant photométriquement le redshift suivant le modèle de Maraston (2005). Ce modèle qui fournit la luminosité spectrale en fonction de la longueur d'onde pour un équivalent à $1M_{\odot}$ est illustré en FIGURE 2.8. Le redshift déduit est $z = 0.8 \pm 0.1$.

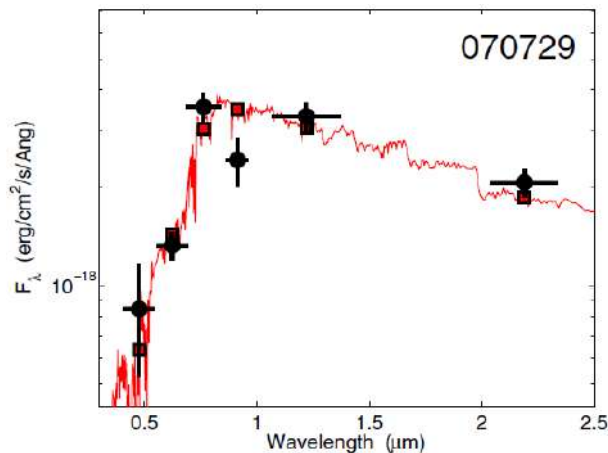


FIGURE 2.8 – Modèle de Maraston (2005) en rouge reproduisant les données observées en optique et proche IR de GRB 070729 (Leibler & Berger, 2010).

GRB 060801 La galaxie la plus proche du sursaut, qui est aussi la plus brillante, est localisée entre 40'' et 70'' de la position donnée par XRT. Berger et al. (2007) indique qu'il y a donc plus d'une galaxie dans le cercle d'erreur mais elles sont toutes bien plus faible en luminosité que la galaxie supposée hôte. La galaxie est donc considérée comme hôte avec un redshift par émission de $z = 1.1304$.

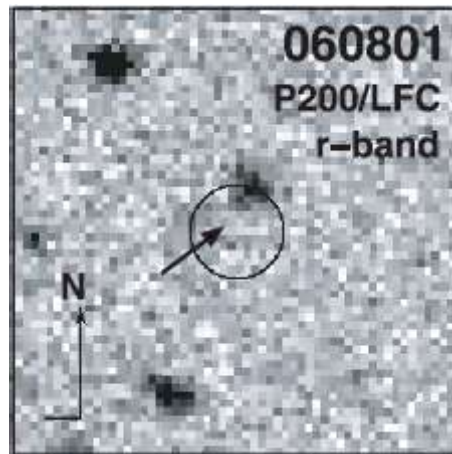


FIGURE 2.9 – Image de 20'' de côté prise par Magellan. La flèche indique la position de l'hôte et le cercle correspond au cercle d'erreur du XRT. Crédits : Berger et al. (2007).

Il s'agit maintenant de voir si ces sursauts gamma correspondent aux critères de sélection pour entrer dans la catégorie des sursauts gamma courts.

2.1.2 Critères de sélection

Durée intrinsèque

Le premier critère permettant de distinguer un sursaut gamma court d'un long est naturellement sa durée. Habituellement, on utilise la définition canonique d'un sursaut court en se basant sur la durée observée (voir SECTION 1.3.4). Mais cette durée T_{90} est affectée par la distance suivant l'équation 2.1.

$$\tau_{90} = \frac{T_{90}}{1+z} \quad (2.1)$$

où τ_{90} and T_{90} sont respectivement la durée intrinsèque et observée où 90% du flux du sursaut est présent.

La limite utilisée pour distinguer un sursaut court d'un long est fixée à une durée observée de 2 secondes (Kouveliotou et al., 1993). La FIGURE 2.10 montre qu'un sursaut qui aurait une durée intrinsèque faible, par exemple 0.5 secondes, franchira cette limite s'il survient à un redshift supérieur à 3, et ne sera donc plus considéré comme un sursaut gamma court.

On doit déterminer la durée non redshiftée permettant de distinguer les sursauts longs des courts. Pour cela, on trace la distribution des sursauts détectés par Swift en fonction de leur durée intrinsèque suivant la FIGURE 2.11. Il y a une séparation très nette pour une durée intrinsèque d'une valeur d' 1 seconde, permettant de distinguer les deux classes de sursauts. On retire donc de notre échantillon tous les sursauts qui ont une durée intrinsèque supérieure ou égale à 1 seconde.

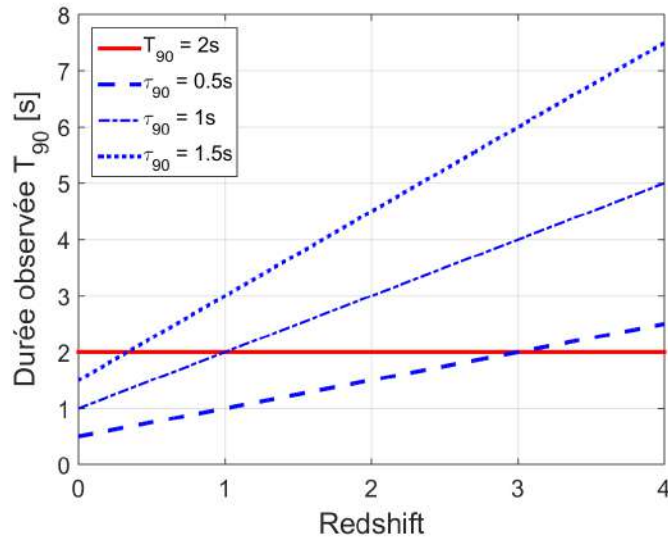


FIGURE 2.10 – Durée observée T_{90} du sursaut en fonction de la distance. En rouge continu se trouve la limite à 2 secondes utilisée habituellement pour distinguer les sursauts courts des longs. Les 3 courbes bleues respectivement en tiretés, alternés et pointillés représentent chacune un sursaut ayant respectivement une durée intrinsèque de 0.5s, 1s et 1.5s.

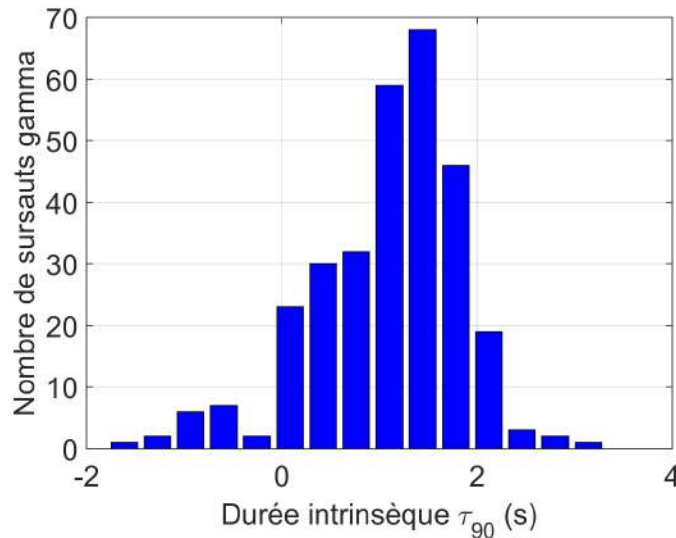


FIGURE 2.11 – Distribution des 301 sursauts observés par *Swift* ayant un redshift et une durée observée T_{90} connus en fonction de leur durée intrinsèque τ_{90} en échelle logarithmique.

Sélection spectrale

Les sursauts gamma courts sont des sursauts durs (voir SECTION 1.3.4). Le second critère permettant de sélectionner les sursauts gamma courts sera donc leur dureté. Tous les sursauts mous seront retirés de l'échantillon.

Le satellite *Swift* avec sa bande basse en énergie comprise entre 15 et 150keV ne permet pas, dans la plupart des cas d'obtenir l'énergie du pic. Celle-ci se trouve bien souvent au dessus de cette limite en énergie. L'instrument BAT, permet d'obtenir le spectre de la partie prompt, et ne pourra

donc pas détecter, pour la plupart des sursauts, que la première partie du spectre, donnant ainsi comme valeur pour l'indice photonique du spectre celle de la pente α . Pour être conservatif on ne gardera que les sursauts qui ont un indice spectral donné dans les tables de *Swift* inférieur ou égal à 2. Tous les autres événements seront rejetés, ils feront l'objet d'une publication future plus détaillée.

2.1.3 Echantillon Final

L'échantillon se compose de 30 sursauts gamma courts dont 10 ayant un redshift non répertorié dans les tables du CSD de Swift. Durant cette période de détection, un second satellite était en fonctionnement : HETE-2. Il a permis la détection d'un unique sursaut gamma court ayant un redshift mesuré : GRB 050709. L'échantillon final se compose donc de 31 sursauts gamma courts, regroupés dans la Table 2.1.

La distribution des sursauts en fonction de leur redshift, en FIGURE 2.12 indique qu'une majorité d'entre eux se situent à faible redshift. Il y a ensuite une décroissance en loi de puissance. La moyenne est estimée à $\langle z \rangle = 0.75$ avec une dispersion de 0.57 quand la médiane se trouve à 0.5742.

2.2 Analyse des données de l'échantillon

2.2.1 Emission rémanente en X

Nous avons vu dans la SECTION 1.3.3 que la courbe de lumière en X présentait différentes phases selon la FIGURE 1.26b. La phase plateau présente dans la plupart des sursauts gamma longs n'a pas lieu d'exister pour les sursauts courts. Elle correspond à une phase d'injection d'énergie par le moteur central (Yu et al., 2015; Zhang et al., 2006). L'énergie est quasiment entièrement consommée lors de la fusion des objets compacts contrairement à celle utilisée lors de l'effondrement d'une étoile massive. Et pourtant Rowlinson et al. (2013) a montré que ces plateau pouvait être présent dans les sursauts gamma courts si on considère que ces derniers passent par une phase intermédiaire de proto-magnétar. Il est donc important de caractériser au mieux l'échantillon en discernant les sursauts gamma courts présentant une phase plateau, de ceux qui n'en ont pas. Pour cela, on utilise les courbes du XRT, regroupées dans l'ANNEXE A.1. Le sursaut GRB 050709 détecté par HETE-2 n'a donc pas de courbe de lumière. Le XRT n'a par ailleurs pas pu prendre de données pour GRB 070923 et GRB 090417A. On a donc 28 courbes de lumières regroupées dans l'ANNEXE A.1. Pour environ 40% d'entre elles, on n'a pas assez de données sur la courbe pour déterminer l'allure de la courbe au moment de la phase plateau. Pour 30% on a la présence d'une phase plateau déterminé de façon non statistique, uniquement à l'oeil et pour les 30% restants cette phase est au contraire absente.

En regardant la distribution des sursauts en fonction de leur distance de la FIGURE 2.12, il n'existe aucune corrélation entre la présence ou l'absence du plateau en fonction du redshift. Pour chaque étude réalisée à l'aide de l'échantillon, on verra l'influence de ces sursauts avec plateau sur les résultats.

2.2.2 Rapport de dureté

L'analyse du BAT est faite sur 4 chaînes : 15-25, 25-50, 50-100 et 100-350keV. On utilisera uniquement les deux bandes les plus significatives qui sont le moins atteintes par les bruits instru-

Chapitre2. Construction d'un échantillon de sursauts gamma courts et étude de ses propriétés globales

| SG | Durée [s] | | Indice photonique [15-150 keV] | Redshift | Détermination | Références | Instruments | | |
|---------|-----------|-------------|-----------------------------------|------------------------|---------------|------------|-------------|-------|-------|
| | Observée | Intrinsèque | | | | | BAT | GBM | KONUS |
| 150423A | 0.22 | 0.09 | 0.84, PL (0.24) | 1.394 | A | S | X | | |
| 150120A | 1.20 | 0.82 | 1.81, PL (0.18) | 0.460 | E | S | X | X | |
| 141212A | 0.30 | 0.19 | 1.61, PL (0.23) | 0.596 | E | S | X | | |
| 140903A | 0.30 | 0.22 | 1.99, PL (0.12) | 0.351 | A | S | X | | |
| 131004A | 1.54 | 0.90 | 1.81, PL (0.11) | 0.71 | E | S | X | X | |
| 130603B | 0.18 | 0.13 | 0.82, PL (0.07) | 0.356 | A + E | S | X | | X |
| 120804A | 0.80 | 0.35 | 1.34, PL (0.08) | $1.3^{+0.3}_{-0.2}$ | Ph | 1 | X | | X |
| 111117A | 0.47 | 0.20 | 0.65, PL (0.22) | $1.31^{+0.46}_{-0.23}$ | Ph | 2,3 | X | X | |
| 101219A | 0.60 | 0.35 | 0.63, PL (0.09) | 0.718 | E | S | X | | X |
| 100724A | 1.40 | 0.61 | 1.92, PL (0.21) | 1.288 | A | S | X | | |
| 100625A | 0.33 | 0.23 | 0.90, PL (0.10) | 0.452 ± 0.002 | A | 4 | X | X | X |
| 100206A | 0.12 | 0.08 | 0.63, PL (0.17) | 0.41 | E | S | X | X | |
| 100117A | 0.30 | 0.16 | 0.88, PL (0.22) | 0.915 | A | 5 | X | X | |
| 090927 | 2.20 | 0.93 | 1.80, PL (0.20) | 1.37 | A | S | X | X | |
| 090515 | 0.036 | 0.026 | 0.05, CPL (1.36) | 0.403 | A | 6 | X | | |
| 090510 | 0.30 | 0.16 | 0.98, PL (0.20) | 0.903 | E | S | X | X | X |
| 090426 | 1.20 | 0.33 | 1.93, PL (0.22) | 2.609 | A | S | X | | |
| 090417A | 0.072 | 0.066 | 0.65, CPL (2.11) | 0.088 | E | 7 | X | | |
| 080905A | 1.00 | 0.89 | 0.85, PL (0.24) | 0.1218 ± 0.0003 | E | 8 | X | X | |
| 070923 | 0.05 | 0.046 | 1.02, PL (0.29) | 0.076 | Spectro | 9 | X | | |
| 070729 | 0.90 | 0.50 | 0.27 (n/a) | 0.8 ± 0.1 | Ph* | 10 | X | | X |
| 070724A | 0.40 | 0.27 | 1.81, PL (0.33) | 0.457 | E | S | X | | |
| 070429B | 0.47 | 0.25 | 1.72, PL (0.23) | 0.904 | E | S | X | | |
| 061217 | 0.21 | 0.11 | 0.86, PL (0.30) | 0.827 | E | S | X | | X |
| 061201 | 0.76 | 0.68 | 0.81, PL (0.15) | 0.111 | E | S | X | | |
| 060801 | 0.49 | 0.23 | 0.47, PL (0.24) | 1.1304 | E | 11 | X | | |
| 060502B | 0.13 | 0.10 | 0.98, PL (0.19) | 0.287 | A | S | X | | |
| 051221A | 1.40 | 0.90 | 1.39, PL (0.06) | 0.547 | E | S | X | | X |
| 050813 | 0.45 | 0.16 | 1.28, PL (0.37) | 1.8 | Spectro | S | X | | |
| 050709 | 0.07 | 0.06 | | 0.16 | E | 12 | | HETE2 | |
| 050509B | 0.073 | 0.060 | 1.57, PL (0.38) | 0.225 | A | S | X | | |

TABLE 2.1 – Table de l'échantillon de sursauts gamma courts avec leurs propriétés. La durée observée T_{90} et l'indice photonique sont extraits de la table Swift notée S. La durée intrinsèque τ_{90} est déduite grâce à l'EQUATION 2.1. Les références pour z sont données par : S sont les données issues du CSD de *Swift* : http://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table.html/; [1] : Berger et al. (2013b), [2] : Sakamoto et al. (2013), [3] : Margutti et al. (2012), [4] : Fong et al. (2013), [5] : Fong et al. (2011), [6] : Berger (2010), [7] : O'Brien & Tanvir (2009); Fox (2009); Bloom et al. (2009), [8] : Rowlinson et al. (2010), [9] : Fox & Ofek (2007), [10] : Leibler & Berger (2010), [11] : Berger et al. (2007), [12] : Fox et al. (2005). La colonne détermination permet de montrer la méthode utilisée pour déterminer le redshift qui a été employée sur la galaxie hôte identifiée : A pour Absorption, E pour Emission, Spectro : quand les sources n'indiquent pas E ou A, Ph pour photométrie et Ph* pour photométrie suivant le modèle de Maraston (2005). Enfin les satellites ayant observés les sursauts en même temps que Swift sont cochés dans la colonne correspondante. Pour GRB 050709 il est le seul sursaut observé uniquement par HETE-2.

mentaux, à savoir les bandes 25-50keV et 50-100keV. On définit alors le rapport de duresse suivant l'EQUATION 2.2

$$HR_{23} = \frac{F(50 - 100keV)}{F(25 - 50keV)} \quad (2.2)$$

avec F la fluence dans les bandes indiquées en erg.cm^{-2} . Les indices 2 et 3 indiquent qu'on utilise la deuxième et la troisième bande du BAT.

On utilise donc les données fournies grâce à XSPEC et au BATGRBPRODUCT⁵. On ne peut

5. Ces informations sont obtenues directement sur http://gcn.gsfc.nasa.gov/638808/notices_s/BA/

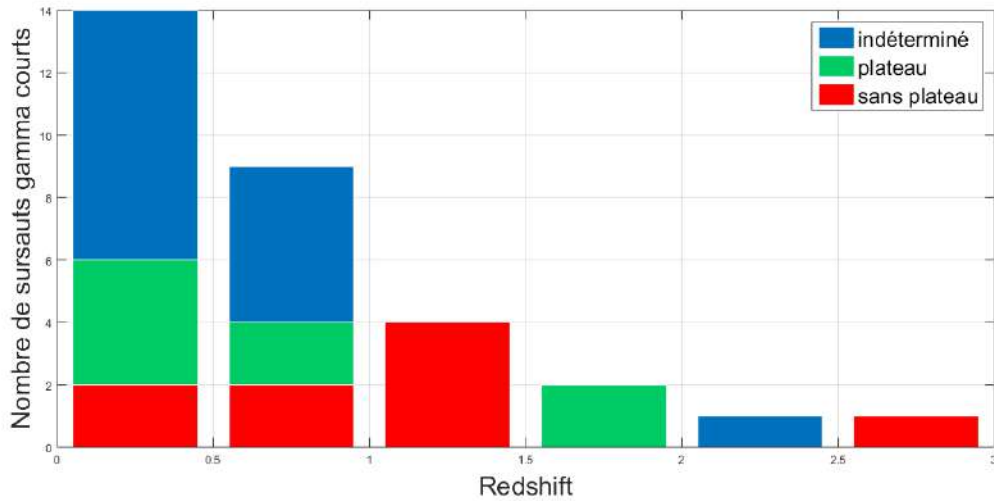


FIGURE 2.12 – Distribution des sursauts courts en fonction de leur redshift. On a indiqué en bleu les sursauts ne présentant pas assez de données pour déterminer l’allure de leur courbe de lumière, en vert ceux présentant une phase plateau et en rouge ceux sans phase plateau.

réaliser cette analyse que pour les sursauts vus par Swift, ce qui exclut GRB 050709.

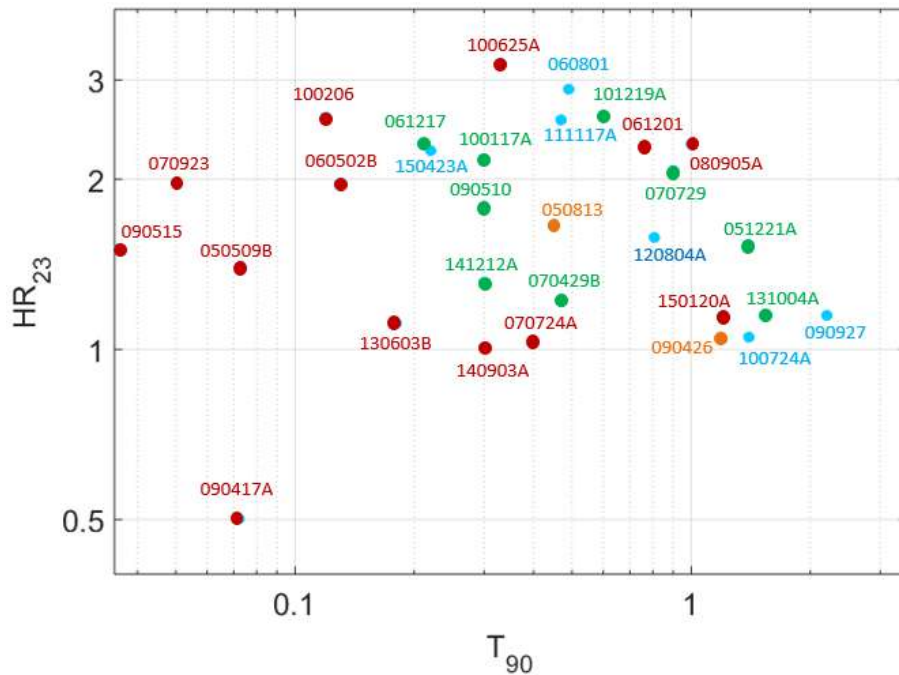


FIGURE 2.13 – Dureté correspondant au rapport entre la fluence comprise entre 50-100keV sur celle entre 25-50keV en fonction de la durée observée T_{90} pour notre échantillon observé par Swift. La couleur correspond à la distance du sursaut : rouge pour $0 < z \leq 0.5$, vert pour $0.5 < z \leq 1$, bleu pour $1 < z \leq 1.5$ et orange pour $z > 1.5$.

Le diagramme HR en fonction de la durée observée montre bien que l'échantillon de sursauts pour le trigger 638808 par exemple correspondant au GRB 150423A (Pagani et al., 2015).

sauts gamma courts est dur. Le sursaut GRB 0909417A montre une dureté beaucoup moins évidente. Pour voir la position de ces sursauts par rapport aux autres sursauts gamma connus, sans distinction de classe, on utilise l'analyse déjà réalisée par [Sakamoto et al. \(2011\)](#) sur laquelle on ajoute notre échantillon, en FIGURE 2.14. Cela confirme ainsi que notre échantillon, y compris GRB 090417, fait bien parti des sursauts gamma courts.

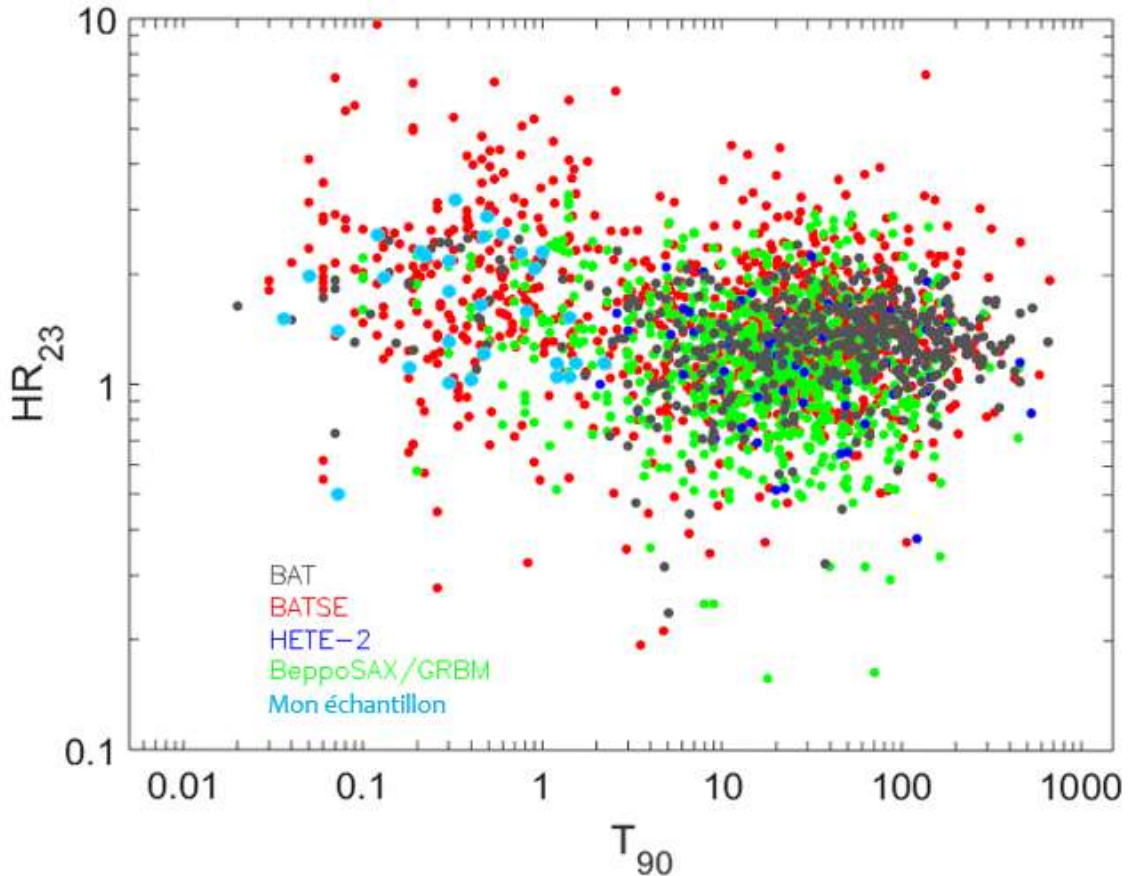


FIGURE 2.14 – Dureté correspondant au rapport entre la fluence comprise entre 50-100keV sur celle entre 25-50keV en fonction de la durée observée T_{90} . Elle comprend l'échantillon du BAT en gris, de BATSE en rouge, de HETE-2 en bleu foncé, de BeppoSAX en vert. La figure originale est extraite de [Sakamoto et al. \(2011\)](#), sur laquelle on a ajouté notre échantillon, en cyan, présenté en détail FIGURE 2.13.

2.2.3 Analyse spectrale

Pour cette analyse, l'idéal est donc d'utiliser le instrument doté de la plus large bande en énergie. La TABLE 2.1 indique les instruments ayant permis l'observation du sursaut. Alors que Swift-BAT présente une bande entre 15 et 150 keV, KONUS-Wind et Fermi-GBM possède une bande bien plus large comprise entre respectivement 20keV-15MeV et 8-40000keV.

On utilise par ordre de préférence les valeurs fournies par l'étude en coïncidence entre BAT/GBM quand elles sont disponibles, suivies des données du GBM seules si elles permettent l'extraction des valeurs du spectre, puis les valeurs extraites grâce à KONUS-Wind, et enfin si on n'a que le BAT il s'agit de réaliser l'extraction des paramètres en utilisant des softwares liés à Swift. La procédure que j'ai employé pour cela est détaillée dans l'ANNEXE A.2.

2.2. Analyse des données de l'échantillon

| GRB | α | β | $E_{peak}[keV]$ | $E_0[keV]$ | Modèle | $\chi^2/d.o.f$ | Instrument | réf. |
|---------|-------------------------|-------------|----------------------|------------------------|--------|----------------|------------|---------------------|
| 150423A | $-0.76^{+0.25}_{-0.24}$ | – | – | – | PL | 17.54/19 | BAT | A.2 |
| 150120A | $-1.68^{+0.18}_{-0.18}$ | – | – | – | PL | 13.36/10 | BAT | A.2 |
| 141212A | $-1.45^{+0.21}_{-0.22}$ | – | – | – | PL | 23.60/21 | BAT | A.2 |
| 140903A | $-1.09^{+0.47}_{-0.38}$ | ~ -2.3 | $[51^{+14}_{-18}]$ | 56^{+13}_{-6} | Band | 9.01/8 | BAT | A.2 |
| 131004A | $-0.90^{+0.26}_{-0.29}$ | ~ -2.3 | $[55^{+30}_{-16}]$ | 50^{+11}_{-4} | Band | 23.56/8 | BAT | A.2 |
| 130603B | $-0.73^{+0.15}_{-0.15}$ | – | 660 ± 100 | $[520^{+159}_{-126}]$ | CPL | 67/69 | KONUS | [1] |
| 120804A | $-0.89^{+0.24}_{-0.28}$ | – | 135^{+66}_{-29} | $[121^{+121}_{-42}]$ | CPL | 56/58 | KONUS | [2] |
| 111117A | $-0.28^{+0.31}_{-0.26}$ | < -2.5 | 420^{+170}_{-80} | $[244^{+160}_{-77}]$ | Band | 627.8/660 | BAT/GBM | [3] |
| 101219A | $-0.22^{+0.30}_{-0.25}$ | – | 490^{+103}_{-79} | $[275^{+113}_{-77}]$ | CPL | 27.6/30 | KONUS | [4] |
| 100724A | $-2.03^{+0.23}_{-0.24}$ | – | – | – | PL | 45.61/56 | BAT | A.2 |
| 100625A | $-0.69^{+0.12}_{-0.11}$ | – | 572^{+189}_{-131} | $[437^{+198}_{-128}]$ | CPL | 160/143 | BAT/GBM | [5] |
| 100206A | $-0.64^{+0.21}_{-0.20}$ | – | 763^{+865}_{-269} | $[561^{+843}_{-246}]$ | CPL | 109/126 | BAT/GBM | [5] |
| 100117A | $-0.14^{+0.52}_{-0.39}$ | – | 380^{+194}_{-122} | $[204^{+186}_{-102}]$ | CPL | 93.1/86 | BAT/GBM | [5] |
| 090927 | $-1.68^{+0.32}_{-0.32}$ | – | – | – | PL | 5.5/10 | BAT | A.2 |
| 090515 | $-1.25^{+0.24}_{-0.23}$ | – | – | – | PL | 11.9/19 | BAT | A.2 |
| 090510 | $-0.84^{+0.05}_{-0.05}$ | – | 4482^{+658}_{-581} | $[3864^{+767}_{-640}]$ | CPL | 329/304 | BAT/GBM | [5] |
| 090426 | $-1.75^{+0.19}_{-0.21}$ | – | – | – | PL | 23.28/21 | BAT | A.2 |
| 090417A | $-1.76^{+0.34}_{-0.37}$ | – | – | – | PL | 33.57/20 | BAT | A.2 |
| 080905A | $-0.25^{+0.50}_{-0.37}$ | – | 586^{+431}_{-182} | 335^{+402}_{-155} | CPL | 283/267 | BAT/GBM | [5] |
| 070923 | – | – | – | – | – | – | BAT | A.2 |
| 070729 | $-1.08^{+0.36}_{-0.28}$ | – | 467^{+848}_{-195} | $[508^{+1550}_{-295}]$ | CPL | 36/48 | KONUS | [6] |
| 070724A | $-1.75^{+0.30}_{-0.32}$ | – | – | – | PL | 19.68/21 | BAT | A.2 |
| 070429B | $-1.61^{+0.21}_{-0.22}$ | – | – | – | PL | 24.47/21 | BAT | A.2 |
| 061217 | $-0.88^{+0.26}_{-0.26}$ | – | – | – | PL | 55.13/56 | BAT | A.2 |
| 061201 | $-0.36^{+0.65}_{-0.4}$ | – | 873^{+458}_{-284} | $[532^{+541}_{-275}]$ | CPL | 79/67 | KONUS | [7] |
| 060801 | $-0.43^{+0.24}_{-0.21}$ | – | – | – | PL | 21.51/21 | BAT | A.2 |
| 060502B | $-1.24^{+0.24}_{-0.24}$ | – | – | – | PL | 7/9 | BAT | A.2 |
| 051221A | $-1.08^{+0.14}_{-0.13}$ | – | 402^{+93}_{-72} | 436^{+165}_{-116} | CPL | 65/68 | KONUS | [8] |
| 050813 | $-1.14^{+0.36}_{-0.34}$ | – | – | – | PL | 22.42/21 | BAT | A.2 |
| 050509B | $-0.93^{+0.37}_{-0.35}$ | – | – | – | PL | 18.61/21 | BAT | A.2 |

TABLE 2.2 – Table regroupant les paramètres spectraux des sursauts gamma courts. La présence d'un tiret "–" indique qu'aucune valeur n'a été trouvée, dans ce cas on prendra si besoin est la valeur moyenne de l'échantillon. Le modèle spectral utilisé est soit une loi de puissance (PL), une loi de puissance coupée (CPL), ou le modèle de Band. Lorsque le modèle fournit une valeur de E_{peak} , on déduira E_0 qui sera alors notée entre [] et, à l'inverse, si on a une valeur de E_0 , on en déduira la valeur de E_{peak} notée entre []. La précision du modèle est donnée par le χ^2 et le d.o.f : nombre de degrés de liberté. L'instrument utilisé pour réaliser la mesure est indiqué ainsi que la référence associée : [1] : [Golenetskii et al. \(2013\)](#), [2] : [Sakamoto et al. \(2012\)](#), [3] : [Sakamoto et al. \(2013\)](#), [4] : [Golenetskii et al. \(2010b\)](#), [5] : [Virgili et al. \(2012\)](#), [6] : [Golenetskii et al. \(2007\)](#), [7] : [Golenetskii et al. \(2006\)](#), [8] : [Golenetskii et al. \(2005\)](#).

Chapitre 2. Construction d'un échantillon de sursauts gamma courts et étude de ses propriétés globales

| GRB | α | β | E_{peak} | E_0 | Modèle | χ^2 /d.o.f | Instrument | Réf. |
|---------|-------------------------|-------------------------|----------------------|------------------------|--------|-----------------|------------|------|
| 100625A | 0.10 ± 0.60 | -2.60 ± 0.70 | 371^{+135}_{-100} | $[177^{+160}_{-77}]$ | Band | 17/17 | KONUS | [1] |
| | $0.10^{+0.50}_{-0.60}$ | -2.60 ± 0.70 | 414^{+128}_{-78} | $[197^{+164}_{-232}]$ | CPL | 18/18 | KONUS | [1] |
| | $-0.69^{+0.12}_{-0.11}$ | - | 572^{+189}_{-131} | $[437^{+198}_{-128}]$ | CPL | 160/143 | BAT/GBM | [2] |
| 090510 | $0.11^{+0.48}_{-0.43}$ | $-1.61^{+0.15}_{-0.34}$ | > 912 | 552^{+448}_{-249} | Band | 28.6/31 | KONUS | [3] |
| | $-0.84^{+0.05}_{-0.05}$ | - | 4482^{+658}_{-581} | $[3864^{+767}_{-640}]$ | CPL | 329/304 | BAT/GBM | [2] |

TABLE 2.3 – Table regroupant les paramètres spectraux des sursauts gamma courts GRB 090510 et GRB 100625A. Les références sont données par [1] : [Golenetskii et al. \(2010a\)](#), [2] : [Virgili et al. \(2012\)](#), [3] : [Pal'Shin \(2009a,b\)](#).

Il est intéressant de noter que deux sursauts présentent une analyse réalisée en même temps par GBM/BAT et par KONUS. Il s'agit des sursauts GRB 090510 et GRB 100625A dont les résultats ont été regroupés dans la TABLE 2.3. Puisque les satellites BAT/GBM représentent une bien plus large bande que KONUS, et que nous n'avons pas accès aux détails des résultats privés de KONUS, notamment aux spectres, on utilise les résultats issus de cette association de détecteurs. Lorsqu'on utilisera ces paramètres dans les chapitres suivant, on prendra garde à voir l'impact de ce changement de paramètres sur les valeurs déduites grâce à eux.

La pente de la première partie du spectre, notée α , est obtenue pour chacun des sursauts observés par Swift. En traçant la distribution de cet indice, en FIGURE 2.15a, on obtient $\langle \alpha \rangle = -1.02$, pour une dispersion $\sigma_\alpha = 0.54$ et une médiane à -0.93 . En comparant ces résultats avec ceux obtenus par [Ghirlanda et al. \(2009\)](#), l' α médian de l'échantillon de sursauts courts correspond à la médiane pour tous les sursauts. Quant au E_{peak} , on a exclu de la FIGURE 2.15b la valeur extrême de GRB 090510. La valeur moyenne de E_{peak} est très haute, comme on s'y attend pour les sursauts gamma courts, avec une médiane à 335 keV et $\langle E_{peak} \rangle = 450$ keV. [Ghirlanda et al. \(2009\)](#) trouvait quand à lui, une médiane pour son échantillon de sursauts courts, à environ 380keV, en accord avec nos résultats. Il est à noter que nous extrayons ici nous même $\langle \alpha \rangle$ et E_{peak} en utilisant les données de Swift pour éviter d'avoir un biais sur ces valeurs, dû aux différents instruments utilisés et au fait que certains sursauts n'ont été détectés que par Swift. Ainsi le catalogue de Fermi⁶ fournit des valeurs différentes en accord avec le catalogue de KONUS⁷.

2.2.4 Propriétés de la galaxie hôte

La galaxie hôte peut nous renseigner sur le progéniteur. Si ce dernier est bien une coalescence d'étoiles à neutrons ou d'une étoile à neutron avec un trou noir alors, comme expliqué en SECTION 1.3.4, aucun type de galaxie ne sera privilégié. C'est le cas de notre échantillon comme le montre la TABLE 2.4. La métallicité de la galaxie hôte pour le peu de sursauts pour lesquels on a réussi à l'extraire ne présente aucune spécificité puisqu'elle se regroupe entre 8.5 et 9.2. Le sursaut GRB 100206A présente la plus haute métallicité jamais observée pour un sursaut gamma courts. Enfin, l'*offset* permet lui aussi de confirmer le modèle du progéniteur, puisque la coalescence doit entraîner le couple d'objets compacts à une certaine distance de sa galaxie ([Troja et al., 2008](#); [Fong et al., 2010](#); [Church et al., 2011](#)). L'*offset* médian entre le centre de la galaxie hôte et la position du sursaut gamma court est estimé à ≈ 5 kpc ([Fong et al., 2010](#)), ce qui est environ 5 fois plus grand

6. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/fermi/fermigbrst.html>

7. <http://www.ioffe.ru/LEA/shortGRBs/Catalog/>

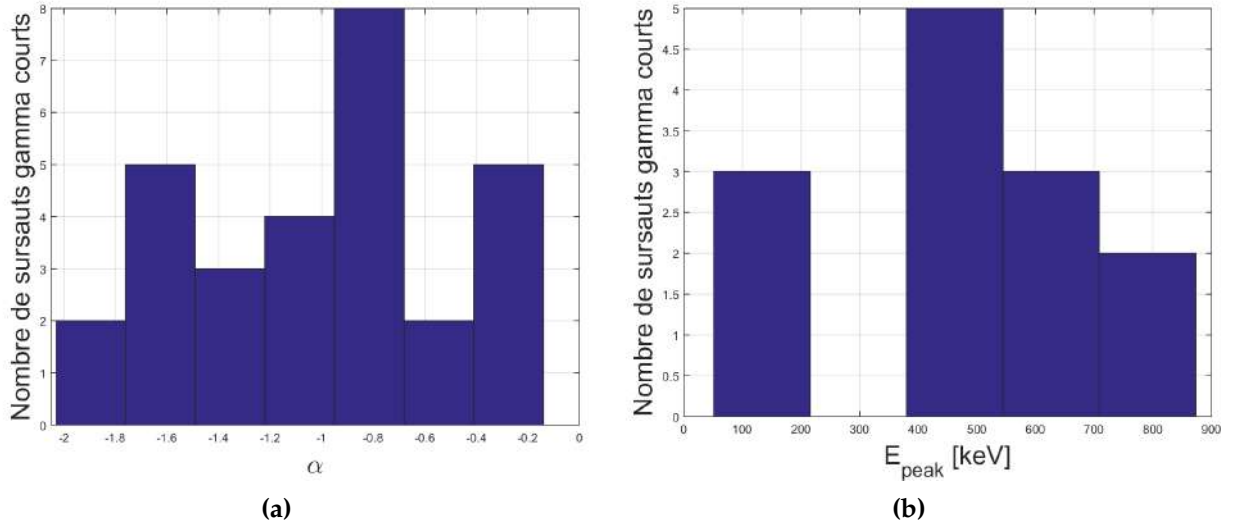


FIGURE 2.15 – Distribution des paramètres spectraux pour l'échantillon des sursauts gamma courts vus par Swift dont on a pu extraire (a) : la pente α de la courbe et (b) : l'énergie du pic E_{peak} .

que la valeur obtenue pour les sursauts gamma longs (Fong et al., 2010) et montre une dispersion bien plus large. Cela correspond au scénario de coalescence des objets compacts qui reçoivent au moment de leur naissance une vitesse due au *kick* (Bloom et al., 1999a; Fryer et al., 1999; Belczynski et al., 2006) ou due au fait qu'ils se soient formés dynamiquement dans les amas globulaires Grindlay et al. (2006).

2.2.5 Discussion de l'échantillon

Notre échantillon est donc composé de sursauts gamma courts présentant un redshift confirmé. Nos deux critères de sélection principaux sont leur durée intrinsèque qui doit être inférieure à 1 seconde et leur dureté. Il est à noter que ces critères stricts excluent des sursauts potentiellement courts, qui sont très proches de ces valeurs mais les dépassent de peu. C'est le cas des sursauts gamma supposés courts GRB 080913 et GRB 090423 qui présentent les plus grandes distances jamais observées pour un sursaut gamma court : respectivement 6.7 et 8.3 en redshift. Leur durée intrinsèque est respectivement $\tau_{90} = 1.04$ s et $\tau_{90} = 1.13$ s. On a aussi exclu GRB 070809 et GRB 070406 qui avaient respectivement un redshift de 0.473 et 0.11 et une durée intrinsèque de $\tau_{90} = 1.07$ s et $\tau_{90} = 1.08$.

Notre échantillon est original puisque c'est le premier à présenter autant de sursauts gamma courts avec redshifts connus. Cela vient en partie du fait qu'on a pu rajouter des sursauts habituellement exclus ou dont le redshift était ignoré. Berger (2014) a réalisé une revue regroupant tous les sursauts acceptés comme courts et tous nos sursauts entre dans son échantillon excepté GRB 100724A. Trois de nos sursauts ne présentent aucun redshift selon les échantillons habituelles : GRB 050813, GRB 070923 et GRB 090417A. Nous avons montré en SECTION 2.1.1 que ces sursauts avaient un redshift que l'on pouvait prendre en compte.

Notre échantillon est représentatif des sursauts gamma courts. Leur dureté montre un sursaut à part : GRB 090417A qui reste compris dans l'échantillon des sursauts gamma courts. Au niveau spectral ils présentent un E_{peak} élevé, signature des sursauts gamma courts, leur pente quant à elle est dans la médiane des sursauts gamma, ce qui peut être surprenant mais s'explique par la

Chapitre2. Construction d'un échantillon de sursauts gamma courts et étude de ses propriétés globales

| GRB | Galaxie hôte | offset | offset projeté [kpc] | 12+log(O/H) | références |
|---------|--------------|----------------|----------------------|-------------|------------|
| 150423A | - | - | - | - | - |
| 150120A | - | - | - | - | - |
| 141212A | - | - | - | - | - |
| 140903A | - | - | - | - | - |
| 131004A | - | 1.4'' | - | - | [1] |
| 130603B | L | 0.9'' | 4.8 | 8.7 | [2,3] |
| 120804A | L | 0.27'' ± 0.15 | 2.2 ± 1.2 | - | [1,4] |
| 111117A | L | 1.0'' ± 2.0 | 8.4 ± 1.7 | - | [2,5] |
| 101219A | L | - | ≲ 12.3 | - | [2,6] |
| 100724A | - | - | - | - | - |
| 100625A | E | - | ≲ 10.3 | - | [2,6] |
| 100206A | L | ≈ 1'' | ≈ 5.4 | 9.2 | [2,7] |
| 100117A | E | 0.06'' ± 0.04 | 0.47 ± 0.31 | - | [2,8] |
| 090927 | - | 6.5'' - 7.5'' | 55-63 | - | [9] |
| 090515 | H/E | 14'' | 75 | - | [2,10] |
| 090510 | L | 0.7'' | 5.5 | - | [2,11] |
| 090426 | L | 0.1'' | 0.8 | - | [2,12] |
| 090417A | E | - | ≈ 320 | - | [13] |
| 080905A | L | - | ≈ 18.5 | 8.7 | [2,14] |
| 070923 | - | 0.7' - 5.4' | - | - | [15] |
| 070729 | E | - | - | - | [1] |
| 070724A | L | 0.8'' | 5 | 8.9 - 9.1 | [2,16] |
| 070429B | L | - | - | - | [1] |
| 061217 | L | - | - | - | [1] |
| 061201 | H/L | 17'' | 42 | - | [2,17] |
| 060801 | L | - | - | 8.5-8.9 | [2,18] |
| 060502B | E | 17.05 ± 4.36 | 73 ± 9 | - | [2,19] |
| 051221A | L | 0.12'' ± 0.04 | 760 ± 30 | 8.8 | [2,20] |
| 050813 | E | 1'' | 8.55 | - | [2,21] |
| 050709 | L | 1.38'' | 3.8 | 8.5 | [2,22] |
| 050509B | E | 17.05'' ± 4.36 | 39 ± 13 | - | [2,23] |

TABLE 2.4 – Tables regroupant les propriétés des galaxies hôtes des sursauts gamma courts. Le type de galaxie suit les notations anglaises : L pour *late-type*, à savoir les galaxies très évoluées de type spirales ou irrégulières, E pour *early-type* qui concerne les stades peu évolués, elliptique ou lenticulaire, "-" : inconnu et "H" pour "*host-less*", sans hôte. Les références pour ces données sont : [1] : Perley (2013), [2] : Berger (2014), [3] : Cucchiara et al. (2013), [4] : Berger et al. (2013b), [5] : Sakamoto et al. (2013), [6] : Fong et al. (2013), [7] : Perley et al. (2012), [8] : Fong et al. (2011), [9] : Nicuesa Guelbenzu et al. (2012), [10] : Berger (2010), [11] : Rau et al. (2009), [12] : Levesque et al. (2010), [13] : Bloom et al. (2009), [14] : Rowlinson et al. (2010), [15] : Fox & Ofek (2007), [16] : Kocevski et al. (2010), [17] : Stratta et al. (2007), [18] : Berger et al. (2007), [19] : Bloom et al. (2007), [20] : Soderberg et al. (2006), [21] : Ferrero et al. (2007), [22] : Fox et al. (2005), [23] : Bloom et al. (2006).

méthode de détermination de ces paramètres. On prendra garde à voir l'impact d'un changement de ces valeurs sur les résultats produits par la suite. L'analyse temporelle avec la courbe de lumière ne montre pas de prédilection quant à la présence ou l'absence d'une phase plateau. Elle peut être soit le signe d'une réinjection d'énergie et donc potentiellement d'un autre progéniteur, mais de récentes études (Rowlinson et al., 2013) tendent à montrer qu'elles sont présentes chez la majorité des sursauts gamma courts et indiquent uniquement la présence d'un magnétar milliseconde. Au niveau des propriétés de la galaxie hôte, aucun type n'est privilégié dans notre échantillon car bien que la moitié présente une galaxie de type évoluée (elliptiques ou lenticulaires), le quart ne peut être déterminé. On ne peut en tirer aucune conclusion significative quant au progéniteur, d'autant que la métallicité est moyenne pour le quart des sursauts courts desquels on a pu extraire cette valeur. L'offset respecte l'idée d'une coalescence de binaires avec un large panel compris entre 470 pc (le sursaut le plus proche ayant été observé proche de sa galaxie : GRB 100117A) et 760kpc (GRB 051221A).

Chapitre 3

Etude des détections coincidentes ondes gravitationnelles/électromagnétiques à partir des sursauts gamma courts

Le taux de coïncidences estimé est très variable selon les différentes études réalisées et les différentes méthodes employées. Afin de pouvoir préparer les études multi-messagers, il est crucial d'avoir une estimation fiable de ce taux. Pour cela, l'une des méthodes consiste à utiliser les observations, avec l'avantage que cela permet de prendre directement en compte les biais instrumentaux liés au détecteur électromagnétique. L'un des progéniteurs d'ondes gravitationnelles est la coalescence d'objets compacts et de nombreuses études tendent à montrer que ceux sont ces mêmes sources qui produisent les sursauts gamma courts. Il est nécessaire d'utiliser un échantillon réaliste de sursauts gamma courts comme celui défini dans le CHAPITRE 2. Les progéniteurs des sursauts gamma courts ne sont pas encore confirmés, on supposera dans cette étude, que tous les sursauts gamma courts observés sont dus à la coalescence d'étoiles à neutrons (EN-EN). Le satellite de référence du point de vue électromagnétique est Swift, puisque c'est lui qui a permis la création de l'échantillon. Ce taux sera déduit pour les autres satellites : Fermi, SVOM et LOFT. Quant aux détecteurs gravitationnels, on utilisera uniquement la seconde génération avancées de Virgo et LIGO : AdV et aLIGO. Cette analyse est publiée sous [Siellez et al. \(2014\)](#) et est disponible dans l'ANNEXE B.

3.1 Méthode basée sur l'observation des sursauts gamma courts

On utilise notre satellite de référence Swift, avec lequel 30 sursauts gamma courts possédant un redshift ont été détectés. Leur distribution en fonction de la distance permet d'estimer une densité d'évènements en fonction du redshift. On suppose que, dans l'Univers local, défini par $z \leq 0.05$, ce taux est constant. La loi de puissance utilisée est :

$$R_{SGc} = az^b \quad (3.1)$$

avec R_{SGc} le taux de sursauts gamma courts par an et par volume. Ici le volume doit être comobile, et prendre en considération l'expansion de l'Univers. En utilisant la cosmologie standard, le volume comobile suit la définition suivante :

$$V_D = \frac{4}{3}\pi D_m^3(z) \quad (3.2)$$

avec D_m la distance comobile radiale définie telle que :

$$D_m = \int_t^{t_0} \frac{cdt}{R(t)} = c \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \quad (3.3)$$

$R(t)$ est le facteur d'échelle qui suit la relation $R(t) = \frac{1}{1+z}$ correspondant au taux de la fréquence observée sur celle émise par une source. Enfin la loi de Hubble permet de définir :

$$H(z) = \frac{\dot{R}}{R} = H_0 \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_K(1+z)^2 + \Omega_\Lambda} \quad (3.4)$$

En considérant les constantes cosmologiques définies précédemment, le volume comobile est donc facilement calculable par :

$$V_D = \frac{4}{3}\pi \left(c \int_0^z \frac{1}{H_0 \cdot \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz \right)^3 \quad (3.5)$$

avec la constante de Hubble H_0 et la célérité de la lumière c .

3.2 Taux de détection

3.2.1 Taux local de sursauts gamma courts

Les données utilisées ont été réalisées sur 10.3 ans environ. Les intervalles pour la distribution des sursauts gamma sont fixés égaux à 0.5 en redshift, ce qui permet de définir la portion de volume comobile pour chaque bin. Pour chacun d'eux, le nombre de sursauts corrigé du volume observé et du nombre d'années est défini par :

$$R_{z1-z2} = \frac{N_{z1-z2}}{T * (V_D(z2) - V_D(z1))} \quad (3.6)$$

où R_{z1-z2} le taux de sursauts gamma courts par an et par volume comobile compris dans le bin défini entre $z1$ et $z2$, N_{z1-z2} est le nombre de sursauts gamma courts entre $z1$ et $z2$, T est la durée d'acquisition de Swift soit 10,3 ans et $V_D(z2) - V_D(z1)$ correspond à la portion de volume comobile compris entre $z1$ et $z2$, le premier bin. En traçant la distribution du taux de sursauts gamma courts par an et par volume comobile selon la FIGURE 3.1, il est possible de déduire le taux de sursauts gamma courts dans l'Univers local.

En utilisant l'EQUATION 3.1 avec les valeurs de la courbe suivant l'évolution du taux de SG courts, soit $a=0,004$ et $b=-1,95$, on peut obtenir le taux à $z=0,05$. Théoriquement, cette valeur s'obtient par l'EQUATION 3.7 :

$$R = \int \int \int_0^{z_{max}} D(z, \theta, \varphi) dz d\theta d\varphi y^{-1} \quad (3.7)$$

avec D le taux de sursauts gamma courts par unité de volume dans l'Univers local. Ce taux de détections dépend de la distance et de la direction du ciel considérées. En effet, l'Univers local est très

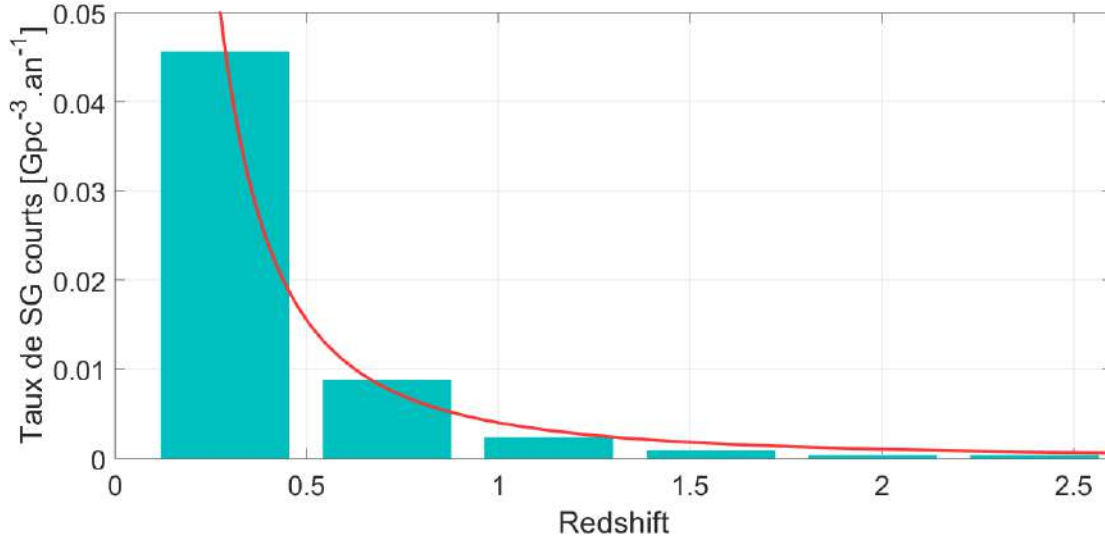


FIGURE 3.1 – Taux de sursauts gamma courts par volume comobile et par an en fonction de la distance. En bleu, se trouve ce taux basé sur les observations, en rouge la courbe de tendance suivant une loi de puissance définie par l’EQUATION 3.1 avec pour indice $b=-1,95$ et pour coefficient $a=0,004$

inhomogène. Le catalogue des galaxies proches n’est pas encore complet, il est donc impossible de palier correctement à ce problème pour résoudre l’EQUATION 3.7. Cependant, en supposant que l’Univers est homogène et isotrope, le taux ne dépend plus, ni de θ , ni de ϕ et ne varie donc plus avec la distance. Cette approximation permet d’obtenir une bonne estimation pour le taux attendu. Dans la SECTION 3.3.1 on verra l’impact d’un taux variant avec la distance en ajoutant à bas et à haut redshift des sursauts.

En prenant l’erreur à 2σ sur la courbe de tendance, on obtient donc un taux de $1.38^{+0.63}_{-0.52} \text{ Gpc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}$. Ce taux est bien évidemment celui déduit des observations faites par Swift, il faut donc corriger du biais induit par Swift. En effet, ce satellite n’observe qu’une petite portion du ciel, à savoir 1.4 sr comparé aux 4π de tout le ciel. Avec cette correction on obtient donc un taux corrigé pour tout le ciel de :

$$D_{or} = 12.4^{+5.6}_{-4.6} \text{ GPC}^{-3} \cdot \text{an}^{-1} \quad (3.8)$$

Cet échantillon de sursauts gamma courts se base sur le fait qu’on ait pu obtenir, pour chacun d’eux, une mesure du redshift. Il sera désormais et pour toute la suite désigné sous le nom de "l’échantillon d’or", défini comme l’échantillon de sursauts gamma courts présentant une émission électromagnétique (dans le gamma, les rayons X et l’optique) et gravitationnelle détectable. Le second biais à prendre en considération est le fait qu’on a sélectionné notre échantillon pour qu’il présente un redshift. Pour beaucoup cette mesure est difficile à obtenir, que ce soit parce que la rémanence disparaît rapidement, ou que la source est faible, ou encore que la galaxie hôte est difficile à déterminer, ou parfois quand aucune émission optique n’est émise¹. Il faut en plus prendre en considération le fait qu’il est plus difficile d’obtenir le redshift pour les sursauts gamma courts, comme expliqué dans la SECTION 1.3.4. Dans ce cas, comme la distance est inconnu, on doit utiliser la définition canonique standard qui place la limite en durée d’un sursaut gamma court à $T_{90} \leq 2\text{s}$. On a alors 84 sursauts courts dont seulement 21 ont un redshift connu selon la table de Swift². On

1. Ces sursauts sans émission optiques sont connus sous le nom de *dark bursts*.

2. http://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table.html/

conclut que seul 24% des sursauts gamma courts ont une mesure de redshift. On peut ainsi définir un second échantillon : "l'échantillon d'argent" qui sera associé aux sursauts gamma courts dont aucune mesure de distance n'a pu être définie malgré une détection en électromagnétique et gravitationnelle possible. Cette définition pourrait évoluer, au vu de la détection de la kilonova GRB 130603B (Berger et al., 2013a; Tanvir et al., 2013). Pour prendre en compte ce biais, on suppose que le taux de distribution des sursauts gamma de l'échantillon d'or est le même que celui de l'échantillon d'argent (Coward et al., 2013). Cette hypothèse est d'autant plus valide que la majorité des sursauts courts sont proches de nous et ne doivent donc pas subir d'effets de sélection. De plus on suppose, puisqu'on a aucun moyen de le vérifier, que la proportion de sursauts avec mesure de redshift issu de l'échantillon canonique est le même que celui de l'échantillon d'or. Notons que cette hypothèse s'oppose donc à celle de Wanderman et Piran, mentionnée dans le chapitre 1 qui émettait l'hypothèse que les redshifts des sursauts courts sont distribués comme ceux des longs. N'ayant aucun moyen de mesurer les SG courts à plus haut redshift, on considère notre hypothèse tout autant plausible. On obtient donc, en prenant en compte cette correction, le taux de sursauts gamma courts sur tout le ciel pour l'échantillon d'argent :

$$D_{argent} = 51_{-19}^{+23} \text{ Gpc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1} \quad (3.9)$$

3.2.2 Taux de détections en coïncidence

Pour estimer le taux de détections en coïncidence, il faut avoir une bonne estimation du volume de détection des détecteurs d'ondes gravitationnelles. Deux types de volume existent pour les détecteurs. Le premier est défini grâce au *range* : il correspond au volume (et donc à la distance d'orientation moyenne) auquel la coalescence fournit un signal sur bruit de 8 dans un simple détecteur. Le second est déduit de l'*horizon* défini comme la distance à laquelle une source d'EN-EN orientée et localisée de façon optimum serait observée avec un rapport signal à bruit de 8. Cet *horizon* est d'un facteur 2,26 fois plus grand que le *range* de détection. Ces différentes valeurs évoluent avec le temps pour les détecteurs, au fur et à mesure que l'on améliore leur sensibilité, selon la FIGURE 3.2.

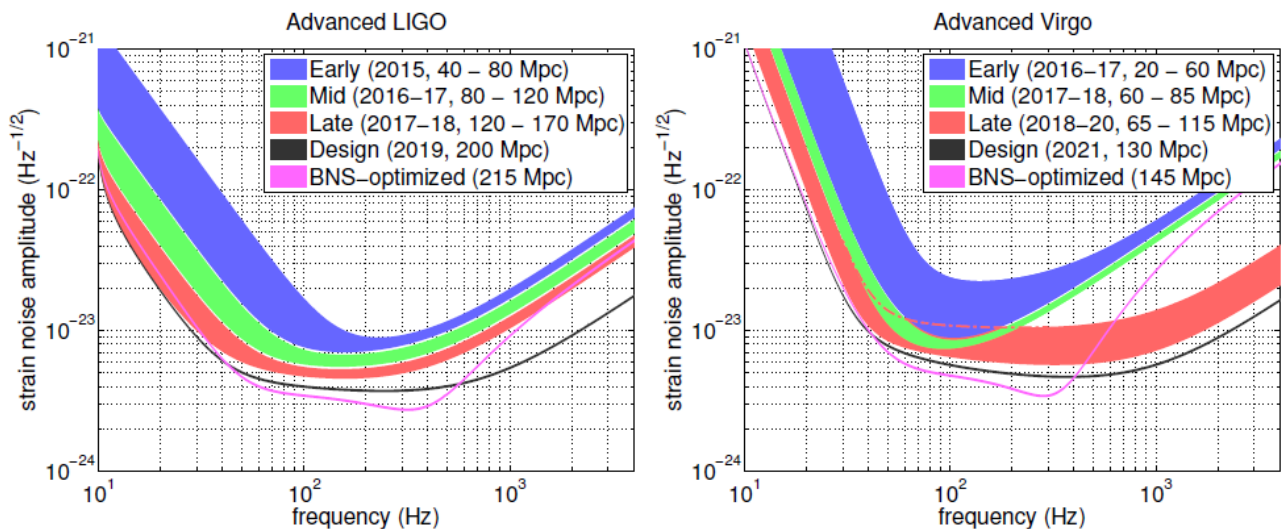


FIGURE 3.2 – Courbe de sensibilité en fonction de la fréquence pour aLIGO à gauche et AdV à droite. La distance moyenne à laquelle une coalescence d'étoiles à neutron devraient être vu de façon optimale est indiqué par la courbe rose. (LIGO Scientific Collaboration et al., 2013)

On utilise donc, puisqu'on s'intéresse à la détection en coïncidence des coalescences d'étoiles à neutrons, l'horizon de ces dernières. Cela permet de déduire le volume de détection. Pour AdV, on estime que l'horizon devrait atteindre 145Mpc, quand aLIGO approchera 215Mpc. En considérant la combinaison des détecteurs AdV/aLIGO (ALV) en 2018, on obtient un horizon de 355Mpc environ, soit un redshift de 0.08 pour un volume comobile de 0.154 Gpc^3 . En appliquant les taux obtenus en 3.8 et 3.9, on obtient pour une détection en coïncidence avec un satellite de type Swift, sur tout le ciel, les estimations regroupées dans la TABLE 3.1.

| Détecteur d'OG | Horizon [en Mpc] | z | V_D [en Gpc^3] | N_{or} [an^{-1}] | N_{argent} [an^{-1}] |
|----------------|------------------|-------|----------------------------|-------------------------------|-----------------------------------|
| AdV | 145 | 0.034 | 0.013 | $0.16^{0.07}_{-0.06}$ | $0.66^{0.30}_{-0.25}$ |
| aLIGO | 215 | 0.05 | 0.04 | $0.50^{0.23}_{-0.19}$ | $2.1^{0.9}_{-0.8}$ |
| AdV/aLIGO | 355 | 0.08 | 0.154 | $1.9^{0.9}_{-0.7}$ | $7.8^{3.5}_{-2.9}$ |

TABLE 3.1 – Résultats des taux de coïncidences isotropiques entre Swift et AdV et/ou aLIGO, notés N. Ce nombre d'évènements par an a été calculé pour l'échantillon d'or et l'échantillon d'argent, sous les noms respectifs de N_{or} et N_{argent} .

3.2.3 Taux de détections en coïncidence pour d'autres satellites

Swift possède un biais instrumental non négligeable : sa bande en énergie et sa sensibilité. Sa détection entre 15 et 150 keV en fait l'un des satellites les moins adaptés à la détection des sursauts gamma courts (Zhang, 2007). Le catalogue fourni par BATSE (Paciesas et al., 1999) montre une énorme quantité de sursauts gamma courts. Il semble donc intéressant de voir quel serait le taux attendu de détection en coïncidence avec d'autres satellites. On utilise la relation donnée par l'EQUATION 3.10 pour calculer le taux de détection attendu pour chaque instrument noté D_{inst} .

$$D_{inst} = D_{Swift} * \frac{(\text{nombre de SG courts} / \text{an} / \text{sr})_{inst}}{(\text{nombre de SG courts} / \text{an} / \text{sr})_{Swift}} \quad (3.10)$$

En effet le nombre de sursauts gamma courts détectés par an et par stéradians est un bon indice permettant de montrer la sensibilité des détecteurs les uns par rapport aux autres. Le nombre de SG courts par an détecté par Swift est d'environ 8.1 ; celui de Fermi-GBM est de 44 SG courts / an (estimation réalisée à l'aide du catalogue en ligne entre juillet 2008 et juillet 2010). A titre de comparaison, le satellite ayant donné la meilleure statistique est BATSE qui atteint 55.6 sursauts courts par an (estimation réalisée à l'aide du catalogue 4B). Pour les futurs satellites SVOM et LOFT (Feroci et al., 2012), on estime pouvoir détecter une dizaine de sursauts gamma courts par an. En utilisant ces données, couplées au champ de vue de chaque satellite, les taux de détections en coïncidences ont pu être extraits et regroupés dans la TABLE 3.3 pour l'échantillon d'or et dans la TABLE 3.2 pour l'échantillon d'argent.

3.3 Résultats et discussions

3.3.1 Validation Statistique

Sensibilité de Swift Swift a une limite en sensibilité. Il est donc important de vérifier que notre échantillon est valide statistiquement en ajoutant à haut et bas redshift un sursaut pour voir

Chapitre3. Etude des détections coincidentes ondes gravitationnelles/électromagnétiques à partir des sursauts gamma courts

| Mission | FoV (sr) | Energy band (keV) | D Gpc ⁻³ an ⁻¹ | AdV | | AdV/aLIGO | |
|------------------|-------------|----------------------|---|--|--|--------------------------------------|--|
| | | | | R an ⁻¹ | N an ⁻¹ | R an ⁻¹ | N an ⁻¹ |
| <i>Swift</i> | 1.4 | 15 – 150 | 51 ⁺²³ ₋₁₉ | 0.66 ^{+0.30} _{-0.25} | 0.22 ^{-0.03} _{+0.03} | 7.8 ^{+3.5} _{-2.9} | 0.87 ^{+0.39} _{-0.32} |
| <i>Fermi-GBM</i> | 9.5 | 8 – 40000 | 64 ⁺²⁹ ₋₂₄ | 0.83 ^{+0.38} _{-0.31} | 0.63 ^{-0.23} _{+0.29} | 9.9 ^{+4.5} _{-3.7} | 7.5 ^{+3.4} _{-2.8} |
| LOFT | π | 2 – 80 | 93 ⁺⁴² ₋₃₅ | 1.21 ^{+0.55} _{-0.45} | 0.30 ^{+0.14} _{-0.11} | 14.4 ^{+6.5} _{-5.4} | 3.6 ^{+1.6} _{-1.3} |
| SVOM | 2 | 4 – 250 | 59 ⁺²⁷ ₋₂₂ | 0.77 ^{+0.35} _{-0.29} | 0.12 ^{+0.06} _{-0.05} | 9.1 ^{+4.2} _{-3.4} | 1.45 ^{+0.67} _{-0.54} |

TABLE 3.2 – Résultats avec l'échantillon d'argent . On indique la densité du taux de détection (D) et son taux d'évènements en coïncidence au niveau isotropique (R). Le nombre d'évènements simultanés entre les détections électromagnétiques et gravitationnelles dans le champ de vue des satellite est noté N. On utilise pour du côté des détections d'OG, le minimum et maximum attendu : à savoir AdV et la combinaison AdV/aLIGO.

| Mission | FoV (sr) | Energy band (keV) | D Gpc ⁻³ an ⁻¹ | AdV | | AdV/aLIGO | |
|------------------|-------------|----------------------|---|--|---|-------------------------------------|--|
| | | | | R an ⁻¹ | N an ⁻¹ | R an ⁻¹ | N an ⁻¹ |
| <i>Swift</i> | 1.4 | 15 – 150 | 12.4 ^{+5.6} _{-4.6} | 0.16 ^{+0.07} _{-0.06} | 0.018 ^{+0.008} _{-0.007} | 1.9 ^{+0.9} _{-0.7} | 0.21 ^{+0.10} _{-0.08} |
| <i>Fermi-GBM</i> | 9.5 | 8 – 40000 | 15.5 ^{+7.0} _{-5.7} | 0.20 ^{+0.09} _{-0.07} | 0.15 ^{+0.07} _{-0.05} | 2.4 ^{+1.1} _{-0.9} | 1.8 ^{+0.8} _{-0.7} |
| LOFT | π | 2 – 80 | 22.5 ^{+10.2} _{-8.4} | 0.29 ^{+0.13} _{-0.11} | 0.07 ^{+0.03} _{-0.03} | 3.5 ^{+1.6} _{-1.3} | 0.9 ^{+0.4} _{-0.3} |
| SVOM | 2 | 4 – 250 | 14.3 ^{+6.5} _{-5.3} | 0.19 ^{+0.08} _{-0.07} | 0.03 ^{+0.01} _{-0.01} | 2.2 ^{+1.0} _{-0.8} | 0.35 ^{+0.16} _{-0.13} |

TABLE 3.3 – Résultats avec l'échantillon d'or , voir 3.2 pour plus de détails.

son influence sur les résultats.

La FIGURE 3.3 indique la sensibilité de Swift pour un sursaut gamma court moyen. On a utilisé à les valeurs moyennes de notre échantillon présenté dans la SECTION 2.2.3, à savoir : $\langle \alpha \rangle = -0.9$, $\langle \beta \rangle = -2.3$, $\langle E_b \rangle = 300\text{keV}$, une durée intrinsèque : $\langle T_i \rangle = 0.8\text{s}$, la fluence moyenne extraite des courbes de Swift est de $\langle Fluence \rangle = 1.62 \cdot 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-2}$. Swift est incapable de détecter ce sursaut s'il survient à un redshift plus grand que 3.3.

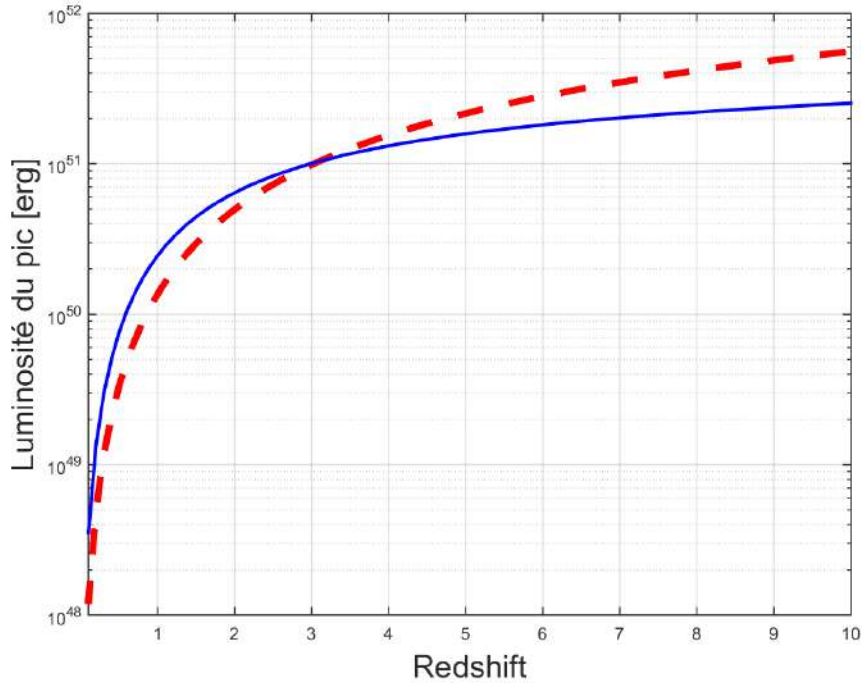


FIGURE 3.3 – Détectabilité d’un sursaut gamma court en fonction du redshift. La ligne rouge pointillée représente la sensibilité de Swift pour un sursaut moyen (on a utilisé les valeurs moyennes de durée, de paramètres spectraux et de flux du pic). La ligne bleu continue est la luminosité du sursaut gamma court moyen.

Pour vérifier que cette limite à haut redshift ne rend pas invalide notre échantillon et les résultats qui en découlent, on ajoute un sursaut gamma court à haut redshift. Pour cela on utilise le sursaut gamma court présentant le plus grand redshift dans notre échantillon afin d’en créer un doublon. Il s’agit du sursaut GRB 090426 qui présente un redshift de 2,609. Il est intéressant de noter que cette limite est en accord avec la sensibilité calculé de Swift pour un sursaut court moyen, puisqu’aucun sursaut présentant un redshift supérieur à 3 n’est présent. Les résultats de cet ajout à haut redshift reste totalement inchangé. Cela s’explique facilement par la portion énorme de volume dans lequel l’ajout de quelques sursauts ne peut changer grand chose. Il faudrait une large population de coalescences d’étoiles à neutrons à haut redshift pour pouvoir modifier ces résultats. Et puisque le processus de formation des coalescences jusqu’à leur fusion est très long (Portegies Zwart & Yungelson, 1998), il est normal de ne pas obtenir un échantillon de sursauts gamma courts à haut redshift. L’impact de l’injection d’un sursaut court à haut redshift est donc négligeable.

À bas redshift, Swift est au contraire être bien plus sensible. Il faut donc s’assurer de la même façon que l’échantillon est suffisamment significatif pour ne pas être affecté par un changement

du nombre de sursauts gamma courts proches. On utilise le doublon du sursaut gamma le plus proche que Swift ait pu détecter, à savoir GRB 070923 qui se trouve à $z = 0.076$. On observe alors une faible différence avec le taux précédent, puisque le nouveau taux de détection des sursauts gamma courts détectés sur tout le ciel par Swift est de $D_{or} = 15_{-5}^{+6} \text{ GPC}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}$. Cela correspond parfaitement à la boîte d'erreur à 2σ du taux initial. En ajoutant un nouveau sursaut à très bas redshift, avec $z = 0.04$, on est à peu de chose près au taux D_{or} initial puisque la taux de détection pour tout le ciel par Swift est alors de 11.8 ± 5.8 . Notre estimation est donc valide.

Il est important de noter que dans (Siellez et al., 2014), présenté en ANNEXE B, l'échantillon initial était différent. La différence entre ces deux échantillon est tout d'abord due au fait que celui de Siellez et al. (2014) s'arrêtait 3 ans plus tôt. Depuis 3 nouveaux sursauts très proches ont été détectés dont la kilonova : GRB 130603B, GRB 140903A et GRB 130603B. De plus, la recherche des sursauts courts qui ne présentaient pas de redshift référencés a permis d'ajouter 4 autres sursauts courts proches : GRB 100625A, GRB 090515, GRB 090417A et GRB 070923. Enfin le troisième critère utilisé dans Siellez et al. (2014)³ pour sélectionner l'échantillon était l'absence de phase plateau pour correspondre aux sursauts gamma courts recherchés. Cela a éliminé 2 autres sursauts : GRB 070724A et GRB 061201 qui avaient été écarté de la même façon par Enrico Petrillo et al. (2013). On passe ainsi de 4 sursauts gamma courts proches à 13 en seulement 3 ans. Et cela a affecté les résultats attendus, sans changer les conclusions générales concernant nos détecteurs de référence. En effet, à titre de comparaison, pour l'échantillon d'argent, on passe d'une détection en coïncidence entre Swift et AdV/aLIGO de 0.11 ± 0.04 évènements par an dans Siellez et al. (2014) à 0.87 ± 0.39 par an avec le nouvel échantillon.

La phase plateau des sursauts gamma courts pourrait être la preuve qu'un autre type de progéniteur est à l'œuvre. Parmi les types de progéniteurs possibles, il est envisageable que celui-ci n'émette pas d'ondes gravitationnelles s'il ne s'agit pas d'une coalescence d'étoiles à neutrons. Afin de voir l'impact qu'aurait ces potentiels progéniteurs non émetteurs gravitationnellement, on reproduit cette analyse sur notre échantillon dont on retire les 8 sursauts gamma courts présentant une phase plateau. On suppose pour cela que tout sursauts gamma courts présentant une phase plateau est dû à un progéniteur qui n'émet pas d'ondes gravitationnelles. On obtient un taux de détection par Swift sur tout le ciel réduit de moitié avec $D_{or} = 6.9_{-3.4}^{+4.3} \text{ GPC}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}$, illustré par la FIGURE 3.4. Cela entraîne un taux de détection en coïncidence lui aussi réduit de moitié. On en tiendra compte dans la suite de cette étude. Il est à noter que par choix nous n'avons pas retiré les sursauts dont le manque de données spectrales ne nous permettait pas de déterminer l'absence ou la présence de plateau.

3.3.2 Stratégie d'observations en coïncidence

La détection en coïncidence est très variable selon les détecteurs utilisés et l'échantillon utilisé. Concernant les détecteurs d'ondes gravitationnelles, Advanced Virgo est loin de pouvoir espérer réaliser une détection en coïncidence. Par contre en couplant ce dernier avec aLIGO, on augmente alors son horizon de détection et les chances de pouvoir détecter une coïncidence sont alors considérables. En utilisant l'échantillon d'or, ce taux reste encore très faible même avec un horizon à 0.08 en redshift. Mais avec l'échantillon d'argent, on atteint alors des valeurs tout à fait envisageables pour la dernière année de AdV et aLIGO, aux environ 2018. A ce moment la, Fermi devrait encore être en état de pouvoir prendre des données et le nombre de coïncidences pourrait atteindre

3. Neil avait trouvé une erreur dans le taux relatif Swift - GBM/LOFT/SVOM qui avait été modifié dans un erratum et a été corrigé ici aussi.

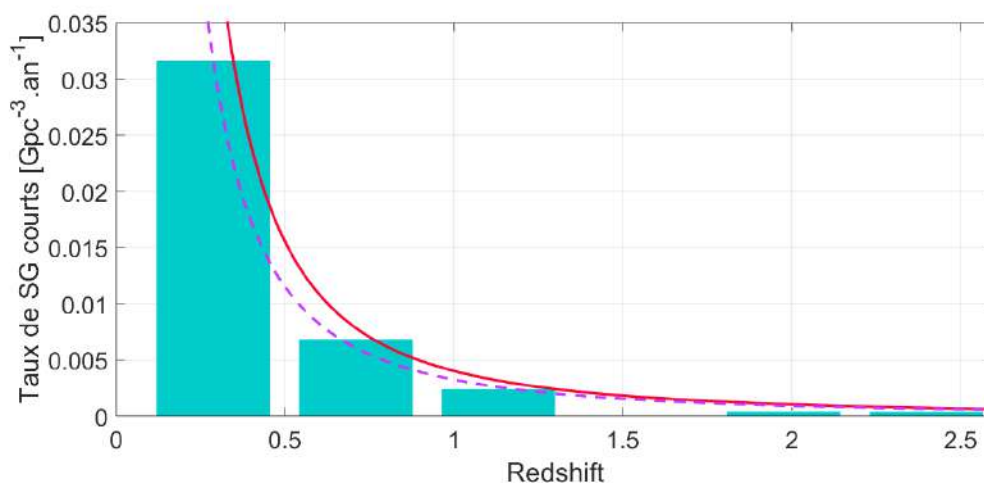


FIGURE 3.4 – Taux de sursauts gamma courts par volume comobile et par an en fonction de la distance. En bleu, se trouvent le nouveau taux basé sur les observations avec un échantillon dont les sursauts courts ne présentent aucune phase plateau. Les courbes de tendance suivent une loi de puissance définie par l’EQUATION 3.1. La courbe rouge est l’ancien fit réalisé en FIGURE 3.1 avec pour indice $b=-1,95$ et pour coefficient $a=0,004$, le nouveau fit est la courbe violette tiretée qui est définie par $b=-1.83$ et $b=0.003$.

au minimum 4 évènements par an (2 si on prend en compte les sursauts présentant une phase plateau). Cela est dû au fait que Fermi a une très large bande en énergie et un très grand champ de vue ce qui lui permet d’être bien plus sensible à la détection des sursauts gamma puisqu’il en détecte plus de 40 par an. Il faudrait un satellite de type BATSE pour pouvoir battre des records de détection en coïncidence. En préparation, il y a les futurs satellites LOFT et SVOM qui devraient permettre entre 1 et 5 détections par an, mais qui ne seront lancé qu’en 2020 quand aLIGO sera en maintenance.

Malheureusement, l’incertitude sur la position du sursaut gamma fournie par le GBM de Fermi est très grande, de l’ordre de 100 degrés carrés. Il est donc nécessaire que les équipes au sol soient prêtes à observer une bonne partie du ciel avec une assez bonne sensibilité. L’utilisation des télescopes optiques avec un profond champ de vue comme TAROT (voir SECTION 1.3.2) (Boër et al., 1999; Klotz et al., 2009) seront nécessaires. Les détecteurs radio comme SKA ou LOFAR sont aussi capables de scanner une grande boîte d’erreur à la fois. Il est donc important de préparer la collaboration à travailler ensemble, pour assurer un suivi des transients électromagnétiques et gravitationnels (Murphy et al., 2013).

3.3.3 Comparaison avec le taux de détection d’ondes gravitationnelles attendu

Les taux de détection déduits par d’autres équipes ne concernent généralement pas la détection en coïncidence, mais plutôt le taux de détection d’ondes gravitationnelles. Deux méthodes ont été couramment utilisées pour cela : la synthèse de population de coalescence d’étoiles à neutrons (Guetta & Piran, 2006) ou la déduction grâce à un échantillon observé de sursauts gamma corrigé des effets de sélection. Chacune de ces méthodes présente ses avantages et ses inconvénients mais donnent toutes des résultats compris entre quelques dizaines et quelques centaines

Chapitre3. Etude des détections coincidentes ondes gravitationnelles/électromagnétiques à partir des sursauts gamma courts

| Publication | Méthode | D_{GW} [$Gpc^{-3}.an^{-1}$] |
|--------------------------------|-------------------------------|---------------------------------|
| Ce travail | Contraintes observationnelles | 80 – 2400 |
| Coward et al. (2012) | Contraintes observationnelles | 8 – 1800 |
| Enrico Pettrillo et al. (2013) | Contraintes observationnelles | 500 – 1500 |
| Guetta & Piran (2006) | Modèle théorique | 8 – 30 |
| Abadie et al. (2010) | Modèle théorique | 2.6 – 2600 |

TABLE 3.4 – Estimations des taux de détections d’ondes gravitationnelles par volume comobile et par an, avec pour précision la méthode utilisée.

d’ondes gravitationnelles déteçtables par an.

L’avantage de notre méthode basée sur les observations est qu’elle est donc déjà corrigée de différents biais permettant d’obtenir une assez bonne estimation du taux de déteçtion en coïncidence. Pour pouvoir le convertir en taux de déteçtion d’ondes gravitationnelles, on doit corriger de l’angle de demi-ouverture dû au jet. On utilise l’EQUATION 3.11 donnée par Rhoads (1999) :

$$B(\theta_j) = [1 - \cos(\theta_j)]^{-1} \quad (3.11)$$

Il suffit ensuite de multiplier le taux d’évènements en coïncidence par $B(\theta_j)$. Ce taux d’évènements dépend du satellite utilisé. On prendra donc, le satellite de référence Swift : $D_{or} = 12.4_{-4.6}^{+5.6} Gpc^{-3}.an^{-1}$. Comme expliqué dans la SECTION 1.3.4, la valeur de l’angle de demi-ouverture θ_j du jet est assez mal connue. On utilise pour cela les deux valeurs extrêmes connues pour les sursauts gamma courts. La valeur la plus basse est obtenue pour GRB 051221A avec $\theta_j = 7^\circ$ (Soderberg et al., 2006). Cette valeur est très proche de la médiane des 4 sursauts courts dont on a une valeur assez précise de l’angle. En utilisant cette valeur pour Swift on obtient : $D_{GW} = 1660_{-620}^{+750} Gpc^{-3}.an^{-1}$ évènements par an. La plus grande valeur estimée pour θ_j est de 25° (Grupe et al., 2006). En utilisant cette limite on obtient alors : $D_{GW} = 132_{-49}^{+60}$ évènements par volume et par an. Par conséquent notre estimation de D_{GW} est comprise entre environ 80 et 2400.

La TABLE 3.4 regroupent les différents valeurs déduites pour ce taux. Nous sommes en accord avec toutes les valeurs, sauf celles venant de Guetta & Piran (2006). Ces derniers ont utilisé une méthode de synthèses de population, trouvant un taux compris entre 8 et 30 évènements $Gpc^{-3}.an^{-1}$, en désaccord avec notre estimations. L’échantillon utilisé par Enrico Pettrillo et al. (2013) diffère légèrement du notre mais reste en accord avec nos résultats. En effet, comme expliqué en SECTION 3.3.1, l’addition de quelques sursauts ne change pas significativement nos résultats. Ils ont déduits un taux de coïncidence compris entre 0.2 et 1 évènements par an, quand on a entre 0,2 et 0,9 évènements. Ces résultats sont totalement en accord avec nos estimations bien que leur échantillon ne soit composé que de 14 sursauts et exclus les magnétars en supposant qu’ils représentent 15% de leur échantillon. Notre estimation du nombre d’OG est compatible avec celui estimé par la collaboration LIGO avec une dispersion moins large.

3.3.4 Discussion

On a défini, au CHAPITRE 2, un échantillon de 30 sursauts gamma courts dont le redshift était connu et qui avait été observés par Swift. On a pu ainsi extraire le taux de déteçtions isotropique par volume et par an pour les satellites présents (Swift, Fermi) et futurs (SVOM, LOFT). On a supposé pour cela que tous les sursauts gamma courts provenaient d’une source de coalescence d’étoiles à neutrons pour laquelle l’horizon des déteçteurs gravitationnels est bien connu. On a pu ainsi appliquer ce taux aux déteçteurs d’ondes gravitationnels de seconde génération : Advanced Virgo et la combinaison entre Advanced Virgo et Advanced LIGO.

On a utilisé deux échantillons. Le premier est celui pour lequel on a une mesure du redshift et donc une détection électromagnétique à toutes les longueurs d'onde, noté *l'échantillon d'or*. Les résultats des taux en coïncidence le concernant sont faibles, très inférieurs à un par an sauf pour Fermi avec lequel on espère voir 1 à 2 détections par an pour AdV/aLIGO. Le second échantillon, *l'échantillon d'argent* a été défini en utilisant le premier échantillon, étendu aux sursauts n'ayant pas de mesure de redshift, qui n'auront été vu qu'en gamma et en émission gravitationnelle. Le taux en coïncidence, pour lequel on espère obtenir une mesure du redshift, est toujours trop faible : seul Swift est à même de pouvoir réaliser cette tâche (dans le futur, on pourra faire le suivi des boîtes d'erreur aLIGO/AdV/Fermi pour obtenir le redshift). On attend moins d'une détection par an en coïncidence avec Swift. En revanche, concernant les autres satellites et notamment Fermi, on attend avec *l'échantillon d'argent*, un nombre de détections en coïncidence compris entre 1 et 10. Les missions LOFT et SVOM devraient ainsi pouvoir être les dignes successeurs de Swift avec leur plus large champ de vue qui devrait permettre un plus grand nombre de détection (estimé à 10 sursauts gamma courts par an).

Ces résultats ne sont pas fixes. Bien que l'ajout de quelques sursauts ne change pas les taux estimé, le retrait des sursauts gamma courts présentant une phase plateau réduit de moitié les résultats attendus. Il est donc primordial de bien comprendre le lien entre la courbe de lumière et le moteur central. La détection en coïncidence permettra de confirmer ou d'infirmer si le progéniteur des sursauts gamma courts est à chaque fois une coalescence d'étoiles à neutron, ou s'il y a des fusions d'étoile à neutrons avec un trou noir, ou encore s'il s'agit d'un progéniteur plus exotique et non émetteur de sursauts gamma. Afin de mieux comprendre notre échantillon et ces taux en coïncidence on décide d'utiliser la méthode de Monte-Carlo.

Chapitre 4

Etude de la population de systèmes binaires compacts par simulations de Monte-Carlo

Les taux de détections en coïncidence déduits dans le CHAPITRE 3 permettraient une étude en coïncidence dès l’horizon 2018. Afin de mieux contraindre ces taux et surtout de voir leur implication sur les paramètres des coalescences de binaires, nous avons utilisé les simulations Monte-Carlo. Cette étude est publiée sous [Regimbau et al. \(2015\)](#), disponible dans l’ANNEXE B.

4.1 Principe

Pour réaliser ces simulations Monte-Carlo, il est nécessaire de faire la liste de tous les paramètres permettant de simuler les sources avec leur distribution attendue. Les paramètres sont tirés au sort pour créer le set initial, et pour chaque set on regarde s’il y a dans un premier temps une détection d’onde gravitationnelle et si c’est le cas on regarde si cette source peut être détectée par les détecteurs électromagnétiques. La FIGURE 4.1 montre en détail l’organisation de tous les paramètres des sources et comment ils sont reliés entre eux. On s’intéresse aux populations primordiales de binaires d’objets compacts, c’est-à-dire aux paires d’étoiles massives qui ont explosées chacune leur tour pour former un objet compact mais on survécu pour rester en système binaire. On néglige ainsi la population de binaires dynamiques, qui ont pu se former par capture dans le milieu dense interstellaire. Ce dernier point sera discuté dans la SECTION 4.3.3.

4.1.1 Simulation de la population d’EN-EN ou EN-TN

Comme expliqué en SECTION 1.3.5, on pense que la majorité des sursauts gamma courts sont dus à la coalescence de deux étoiles à neutron. Mais il est possible que le progéniteur soit la coalescence d’une étoile à neutron avec un trou noir. On considère les deux sources possibles de progéniteurs pour les sursauts gamma courts. Pour chaque population, on tire les paramètres de la source en suivant une procédure similaire à celle décrite dans ([Regimbau et al., 2012](#); [Regimbau et al., 2014](#)).

- Le redshift est tracé grâce à une probabilité de distribution $p(z)$ illustrée par la FIGURE 4.2. Pour cela le taux de coalescence noté $dR/dz(z)$ a été normalisé, dans l’intervalle entre 0 et

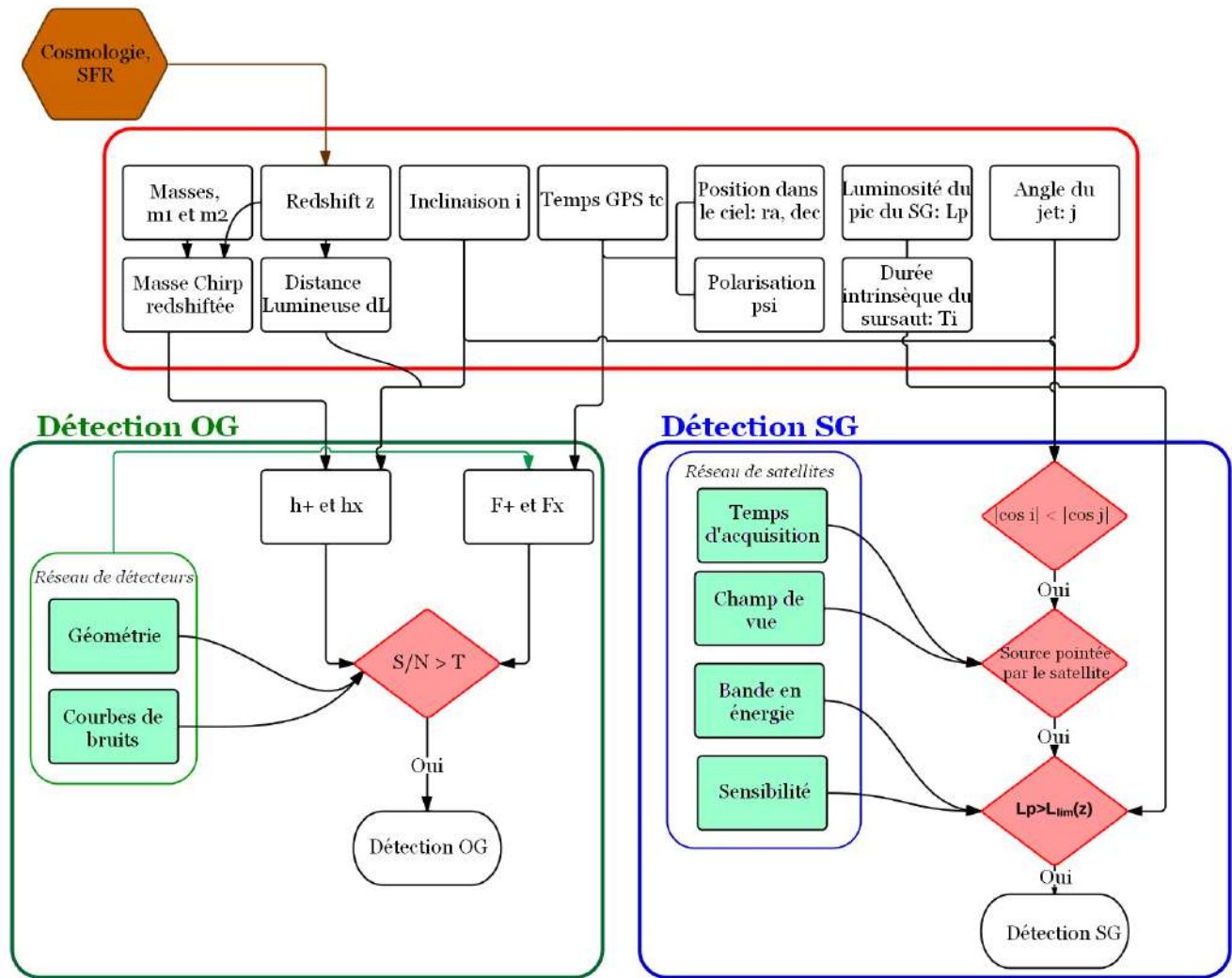


FIGURE 4.1 – Organigramme montrant les différents paramètres utilisés pour ces simulations. La boîte rouge indique les paramètres des sources détaillés dans la SECTION 4.1.1. La boîte verte montre les paramètres qui vont être utilisés pour déterminer si un évènement sera vu en onde gravitationnelle ou non, comme le détail la SECTION 4.1.2; la boîte bleue indique les paramètres qui sont utilisés pour déterminer si l'évènement sera observer comme sursaut gamma comme le décrit la SECTION 4.1.3. Les flèches mettent en avant les différentes connexions entre les paramètres. Crédits : Regimbau et al. (2015)

10 en redshift.

- La distribution isotropique des évènements dans le ciel permet d'obtenir, pour chacun d'eux, la position en coordonnées équatoriales (ra pour l'ascension droite et dec pour la déclinaison). La polarisation, ψ est sélectionnée parmi une distribution uniforme comprise entre $[0, 2\pi]$. De même le cosinus de l'inclinaison noté $\cos(i)$ est dérivé d'une distribution uniforme dans l'intervalle $[-1, 1]$.
- L'intervalle de temps entre deux évènements successifs est donné par la probabilité de distribution de l'EQUATION 4.1 en supposant que la coalescence du référentiel de l'observateur

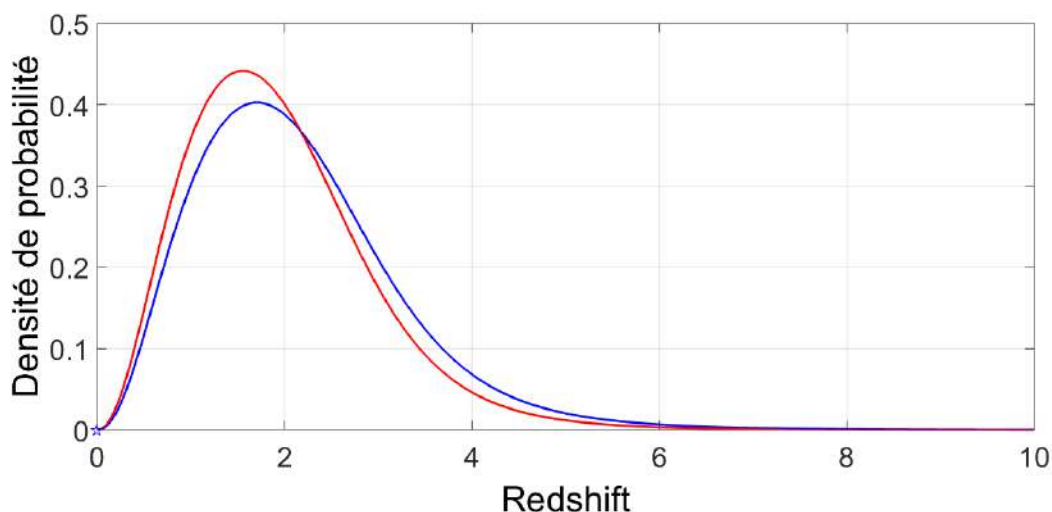


FIGURE 4.2 – Probabilité de distribution du redshift des EN-EN, en bleu, présentant un pic plus bas à $z \approx 1.9$. Le population de TN-EN en rouge montre un pic plus haut pour $z \approx 1.9$. On a utilisé un taux de formation suivant Hopkins & Beacom (2006) avec un délai de la forme $P(t_d) \propto 1/t_d$. Le minimum pour le délai t_d des EN-EN et des TN-EN est fixé respectivement à 20 Myr et 100 Myr. Crédits : Regimbau et al. (2015)

est un processus Poissonien.

$$P(\tau) = \exp(-\tau/\lambda) \quad (4.1)$$

La moyenne du temps d'attente λ est calculée grâce à l'inverse du taux de coalescences intégré sur tous les redshifts. On peut ainsi considérer que le temps de coalescence t_c dans le référentiel de l'observateur est une distribution uniforme comprise entre $[0, 2\pi]$, correspondant à une révolution de la Terre autour de son axe.

- Pour le set initial de simulations, on considère une fonction delta pour la distribution des masses avec $m_{EN} = 1.4M_\odot$ et $m_{TN} = 10M_\odot$. On discutera de l'impact sur les résultats d'une distribution plus réaliste de cette distribution de la masse.
- Pour modéliser les propriétés des sursauts gamma courts, on doit prendre en compte l'angle de demi-ouverture du jet. Pour cela, on utilise dans un premier temps, différentes valeurs fixes dans un intervalle compris entre $[5^\circ - 30^\circ]$. Comme pour les masses, on considèrera ensuite une distribution de l'angle de demi-ouverture du jet θ_j .
- La luminosité du pic intrinsèque, en erg par secondes, est sélectionnée à partir d'une distribution de loi de puissance coupée standard, proposée par Guetta & Piran (2005) suivant :

$$\Phi(L_p) \propto \begin{cases} (L_p/L_*)^\alpha & \text{if } L_*/\Delta_1 < L_p < L_*, \\ (L_p/L_*)^\beta & \text{if } L_* < L_p < \Delta_2 L_*, \end{cases} \quad (4.2)$$

avec $\alpha = -0.6$, $\beta = -2$. On considère la valeur de la luminosité moyenne $L_* = 10^{51}$ erg s^{-1} , qui correspond au modèle ii de Guetta & Piran (2005) (Hopman et al., 2006; Guetta & Stella, 2009) pour les binaires primordiales, à laquelle on a appliqué un facteur de correction $\sim 1/2$. En effet L_* était définie dans la bande en énergie comprise entre 50 – 300 keV,

alors que nous utilisons une bande deux fois moins grande pour Swift : 15 – 150 keV (voir SECTION 4.1.3). Cela est en accord avec les récents travaux de (Wanderman & Piran, 2015), qui ont un facteur 20 fois plus grand, puisqu'ils ont considéré la bande en énergie entre 1 – 10000 keV. On a aussi pris en compte une valeur moins optimiste avec $L_* = 5 \times 10^{50}$ erg s^{-1} qui correspond à la borne inférieure du modèle ii de Guetta & Piran (2005). Elle prend un compte le biais impacté par la mesure du redshift. En effet, seuls les sursauts les plus brillants ont un redshift mesuré, donc la luminosité intrinsèque doit sans doute être bien plus basse. On pose $\Delta_1 = 100$ et $\Delta_2 = 10$, dans le but de couvrir plus de 99% de la luminosité. Si on considère $\Delta_1 = 30$ comme suggéré par Guetta & Piran (2005) la différence est très négligeable et ne change rien aux résultats finaux. On néglige toute possible évolution de la luminosité avec le redshift (Butler et al., 2010; Howell et al., 2014).

- Le logarithme de la durée intrinsèque du sursaut : $\log T_i$ est déduit grâce à une distribution Gaussienne ayant pour valeur moyenne $\mu_{\log T_i} = -0.458$ et pour dispersion $\sigma_{\log T_i} = 0.502$. On a utilisé dans cette étude un échantillon de sursauts gamma courts validé par la communauté présenté par Zhang et al. (2012). Dans la discussion, on montrera l'impact de notre nouvel échantillon, présenté CHAPITRE 2, sur les résultats obtenus. Toute corrélation entre la luminosité du pic et la durée sont négligés.

4.1.2 Effets de sélection des ondes gravitationnelles

Pour chaque coalescence on doit, tout d'abord, déterminer si l'émission gravitationnelle est détectable. Pour cela, on calcule le rapport du signal à bruit noté S/B , cohérent de l'évènement, pour le réseau de détecteur, dans le cas idéal où le bruit est Gaussien (voir Ghosh & Bose (2013) pour un scénario plus complexe incluant la possibilité de fausses alarmes). Ce rapport du signal à bruit, détecté par un filtrage adapté avec un filtre optimum, dans un détecteur A est donné par l'EQUATION 4.3 .

$$\rho_A^2 = 4 \int_0^\infty \frac{|\tilde{h}_+ F_{+,A} + \tilde{h}_\times F_{\times,A}|^2}{S_{n,A}(f)} df \quad (4.3)$$

où f est la fréquence de l'onde gravitationnelle dans le référentiel de l'observateur, \tilde{h}_+ et \tilde{h}_\times les transformations de Fourier des amplitudes de polarisations + and \times , $F_{+,A}$ et $F_{\times,A}$ les fonctions de réponse de l'antenne à la polarisation de l'onde gravitationnelle et $S_{n,A}(f)$ la densité spectrale de puissance (PSD pour *power spectral density*) du détecteur A , représentée avec la FIGURE 4.3.

Pour les systèmes de faibles masses comme les binaires de trous noirs ou de TN-EN, le rapport du signal à bruit est dominé par la phase spirale du signal et peut être réduit à l'EQUATION 1.36 tel que :

$$\rho_A^2 = \frac{5}{6} \frac{(GM(1+z))^{5/3} \mathcal{F}_A^2}{c^3 \pi^{4/3} d_L^2(z)} \int_{f_{\min}}^{f_{LSO}(z)} \frac{f^{-7/3}}{S_{n,A}(f)} df. \quad (4.4)$$

\mathcal{M} est la masse combinée, notée *chirp* intrinsèque, $d_L(z)$ est la distance lumineuse, G est la constante de Gravitation, c la vitesse de la lumière, f_{\min} est la plus basse fréquence limite du détecteur et $f_{LSO}(z) = f_{LSO}/(1+z)$ est la fréquence observée (et donc redshiftée) de la dernière orbite stable (LSO pour *last stable orbit*). La réponse du détecteur est caractérisée par :

$$\mathcal{F}_A^2 = \frac{(1 + \cos^2 \iota)^2}{4} F_{+,A}^2 + \cos^2 \iota F_{\times,A}^2, \quad (4.5)$$

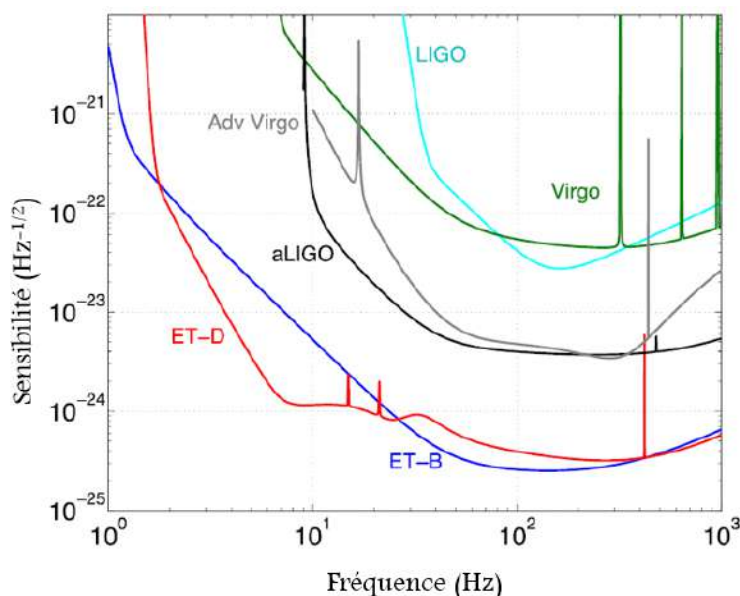


FIGURE 4.3 – Sensibilité projetée pour les détecteurs de seconde génération : Adv optimisé pour les NS-NS (Acerese, F. for the Virgo Collaboration, 2006) et aLIGO (Harry & LIGO Scientific Collaboration, 2010); et celui de troisième génération : *Einstein Telescope*, avec sa sensibilité prédite notée ET-B et la plus évoluée ET-D (Punturo et al., 2010). La sensibilité des détecteurs de premières générations est montrée à titre de comparaison. Crédits : Regimbau et al. (2015)

On prend comme hypothèse que le bruit n'est pas corrélé, ainsi le rapport du signal à bruit combiné de tout le réseau de détecteurs est simplement la somme quadratique $\rho^2 = \sum \rho_A^2$ du signal à bruit de chaque détecteur. Si ρ est plus large que le niveau limite du signal à bruit ($\rho \geq \rho_T$) alors l'évènement est considéré comme détectable.

4.1.3 Effets de sélection des sursauts gamma courts

L'angle de demi-ouverture du jet

Le premier effet de sélection qui affecte la détection des sursauts gamma courts en électromagnétique est la vitesse d'émission ultra-relativiste du rayonnement gamma qui contraint l'émission à se concentrer en un jet avec un angle de demi-ouverture θ_j . Ainsi on ne peut observer, depuis la Terre, que la fraction de sources $\Theta_j = (1 - \cos \theta_j)$ ayant un angle d'inclinaison défini par :

$$|\cos \iota| \leq \cos \theta_j \quad (0 \leq \iota \leq \theta_j \text{ or } \pi \leq \iota \leq \pi + \theta_j), \quad (4.6)$$

Le faible nombre de détections de l'émission rémanente qui ont pu être associés aux sursauts gamma courts ne permet pas d'obtenir une distribution significative de la valeur de cet angle. En se basant sur un échantillon de 79 SG longs et 13 SG courts, Fong et al. (2012) proposent une valeur médiane à 10° . Comme détaillé dans la SECTION 1.3.4 l'angle médian pour les sursauts gamma courts est compris entre 5° et 10° (Soderberg et al., 2006; Nicuesa Guelbenzu et al., 2011). Lorsque la cassure de la rémanence n'est pas détecté, on peut alors obtenir une limite basse sur l'angle de demi-ouverture du jet, qui est alors compris entre 5° et 25° (Coward et al., 2012; Berger et al., 2013a; Fox & Mészáros, 2006; Grupe et al., 2006). Avec toutes ces incertitudes, on place l'intervalle des possibles angles de demi-ouverture du jet entre 5° et 30° .

Effets instrumentaux

L'autre effet de sélection le plus évident est, bien sûr, lié à l'instrument. Le sursaut ne sera pas détecté s'il est trop faible, ou non localisé dans le champ de vue du satellite (FoV pour *Fields of View*), ou encore, s'il survient alors que le détecteur ne peut plus, à ce moment là, prendre de données. Ce dernier effet est dû au fait, principalement, que le satellite passe dans une zone nommée l'anomalie magnétique de l'Atlantique Sud (SAA) ce qui réduit le temps d'acquisition des données (DC pour *duty cycle*), à $\sim 80\%$ du temps total. Les effets du FOV et du DC seront considérés comme des facteurs réduisant la probabilité de détection, indépendamment de la distance de la source et de son spectre. La TABLE 4.1 résume les caractéristiques des différents satellites présents et à venir que nous avons utilisé.

| Mission | DC (%) | FOV (sr) | Bande en énergie (keV) |
|-----------|--------|----------|------------------------|
| Swift | 80 | 1.4 | 15–150 |
| Fermi-GBM | 80 | 9.5 | 8–30000 |
| SVOM | 80 | 2 | 4–5000 |
| LOFT | 80 | π | 2–80 |

TABLE 4.1 – Résumé des propriétés des différents détecteurs électromagnétiques : le temps d'acquisition DC, le champ de vue FOV en stéradians et la bande en énergie en keV.

L'instrument de référence utilisé reste Swift. Lorsqu'un sursaut gamma court à un redshift z , est suffisamment brillant pour être détecté, on a la relation :

$$L_{peak} \geq L_{lim}(z) \text{ with } L_{lim}(z) = F_{lim} 4\pi d_L(z)^2 k(z), \quad (4.7)$$

où L_{peak} est la luminosité du pic de la source à un redshift z , F_{lim} est le flux limite pour lequel on a une détection de sursaut gamma court et $k(z)$ est le facteur de correction k , dû au fait qu'on obtient une observation dans une certaine bande à un redshift donné quand l'Univers continu son expansion.

Pour un sursaut gamma court standard, en utilisant l'échantillon de Zhang et al. (2012), on a les valeurs moyennes pour l'énergie du pic : $E_p = 440$ keV et les indices spectraux moyens $\alpha = -0.5$, et $\beta = -2.3$. La loi de Band (Band et al., 1993) définie ainsi $F_{lim} \sim 0.4$ ph s⁻¹ cm⁻² pour un sursaut dans l'axe et dans la bande d'observation 1 – 1000 keV. Une légère variation de la valeur de E_{peak} (jusqu'à un facteur 2 – 3) ne change pas significativement nos résultats.

Pour la bande de détection de Swift 15–150 keV, on calcule une limite en flux égale à $F_{lim} \sim 0.56$ ph s⁻¹ cm⁻², ce qui correspond à $F_{lim} \sim 1.5$ ph s⁻¹ cm⁻² pour les sursauts hors axes. En plus de ces deux valeurs correspondant au flux optimal et moyen, on considère aussi la valeur la plus basse égale à 2.5 ph s⁻¹ cm⁻², correspondant aux sursauts gamma courts présentant une mesure de redshift. En pratique le mécanisme de *trigger* est bien plus complexe que l'EQUATION 4.7 et très difficile à modéliser (Lien et al., 2014). Celle-ci fournit une bonne estimation au premier ordre des conditions de *trigger* et une limite peut être dérivée en utilisant les données directement pour réduire les incertitudes (Band, 2006).

La FIGURE 4.4 représente $L_{lim}(z)$ pour ces trois limites, avec l'échantillon de 15 sursauts gamma courts ayant une mesure de redshift et répertoriés par Zhang et al. (2012) et 1000 sources simulées avec une distribution de la luminosité de pic centrée sur $L_* = 5 \times 10^{50}$ qui retrace le mieux l'échantillon des observations électromagnétiques. L'utilisation de $L_* = 10^{51}$ produit bien trop de sursauts gamma courts détectés à large redshift.

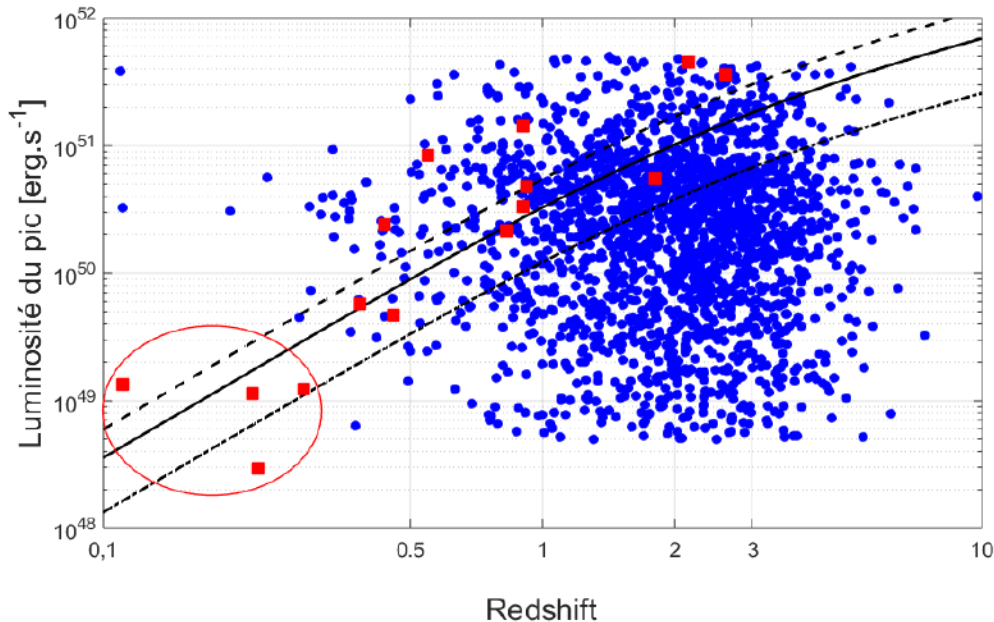


FIGURE 4.4 – Sensibilité de Swift pour un flux limite de $1.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (ligne noire continue), $2.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (ligne noire tiretée), correspondant aux sursauts gamma courts avec la mesure d'un redshift et la valeur optimale de $0.56 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (ligne alternée noire), correspondant aux sources dans l'axe. Les points bleus correspondent aux 5000 sources simulées avec la procédure Monte Carlo décrite dans la SECTION 4.1. Les carrés rouges sont les 15 sursauts gamma répertoriés comme courts par Zhang et al. (2012). La population à bas redshift et basse luminosité entourée d'un cercle rouge, en bas à gauche de la figure, ne peut pas être reproduite avec les simulations, voir CHAPITRE 5. Crédits : Regimbau et al. (2015)

4.2 Efficacité de détections

Les détecteurs sont affectés par de nombreux effets de sélections, décrits dans les SECTIONS 4.1.2 et 4.1.3. Nous présentons ici les résultats de ces nombreux effets en termes d'efficacité des détecteurs, c'est-à-dire la fraction de sources qui est détectable relativement au nombre total de sources attendues à un certain redshift.

4.2.1 Efficacité des détecteurs gravitationnelles

Plusieurs facteurs affectent la distance maximale, l'*horizon* de détection, à laquelle un détecteur d'ondes gravitationnelles pourra détecter une source :

- La position relative de la source en respect avec le plan du détecteur au moment de la coalescence. En effet un détecteur est plus sensible au signal gravitationnel si celui-ci se propage orthogonalement au plan du détecteur, ce qui signifie que le signal sera affecté à la fois par la position dans le ciel et le temps d'arrivée.
- Le second facteur est l'inclinaison de l'angle, c'est-à-dire l'angle entre la normale du plan orbital de la source et la ligne de visée de l'observateur.

La FIGURE 4.5 montre l'efficacité des détecteurs AdV et aLIGO combinés, notés ADV, et celle de ET dans le cas où la source est une coalescence EN-EN et dans celui où il s'agit de la fusion TN-

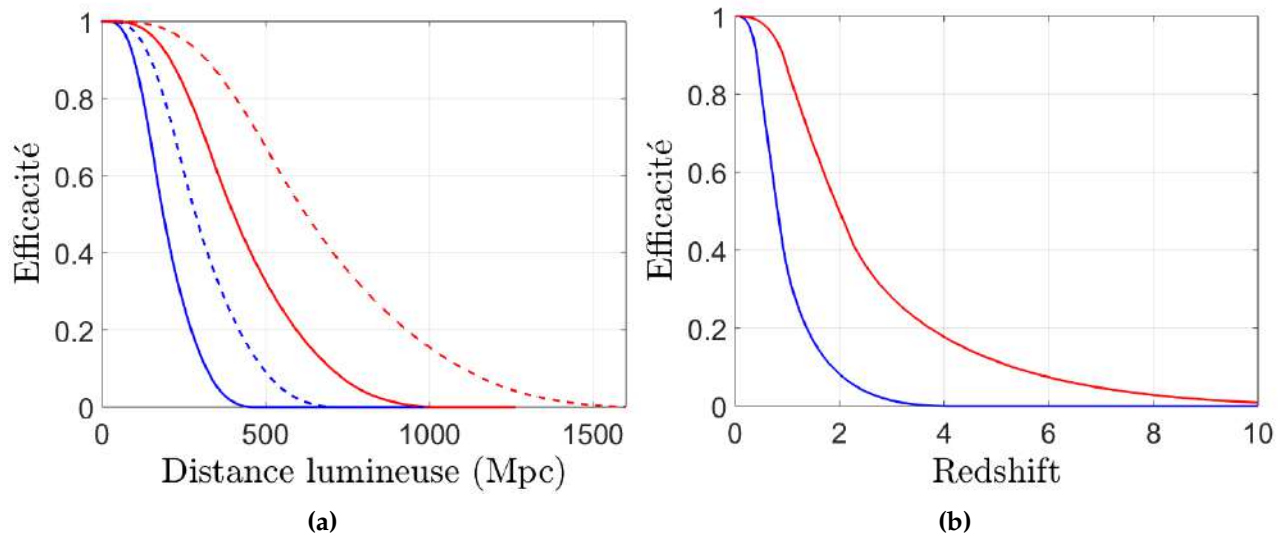


FIGURE 4.5 – (a) : Efficacité de détection des OG en fonction de la distance lumineuse pour les EN-EN en bleu, et les TN-NS en rouge pour le réseau ALV. Les lignes continue et tirée correspondent à un seuil du S/B de 12 et 8 respectivement - (b) : Efficacité de détection des OG en fonction du redshift pour les EN-EN en bleu, et les TN-NS en rouge pour ET. Le seuil du S/B est fixé à 8. Les masses de l'étoile à neutron et du trou noir sont fixées à respectivement $1.4 M_{\odot}$ et $10 M_{\odot}$. Crédits : Regimbau et al. (2015)

EN. Le seuil du signal à bruit est fixé à $\rho_T = 12$ pour ALV (Kelley et al., 2013), ce qui correspond approximativement à un signal à bruit de 8 dans au moins deux détecteurs. L'observation d'une contrepartie électromagnétique devrait permettre de réduire le seuil de ce rapport signal à bruit en augmentant la probabilité de détection. On utilise donc une seconde valeur plus basse, $\rho_T = 8$, qui correspond à un S/B d'environ 6 dans au moins deux détecteurs. Pour ET, on utilise $\rho_T = 8$ comme suggéré par le mock data challenge (Regimbau et al., 2012).

A un redshift nul, toutes les sources sont détectables. Mais avec la distance qui augmente, seules les sources les mieux localisées et orientées atteignent le seuil requis. L'horizon du détecteur correspond au maximum de la détection pour une source orientée, c'est-à-dire *face-on* et positionnée de façon optimale. Ainsi, l'horizon d'ALV est d'environ 460Mpc pour EN-EN et d'environ 1Gpc pour TN-EN, en utilisant $\rho_T = 12$, ou 720Mpc pour EN-EN et 1.6Gpc pour TN-EN avec $\rho_T = 8$. L'horizon d'ET est, lui, de $z = 4$ pour EN-EN et $z = 13.5$ pour TN-EN. Cet horizon est plus grand que celui utilisé dans le CHAPITRE 3, ainsi que celui de (Abadie et al., 2010). Cela est dû au fait que nous avons pris en compte, cette fois, le redshift (voir EQUATION 4.4). Pour le détecteur seul aLIGO, on aurait ainsi obtenu un horizon de 485Mpc pour EN-EN au lieu de 455Mpc et 1090Mpc au lieu de 927Mpc pour TN-EN.

4.2.2 Efficacité en coïncidence dans le cas d'un détecteur électromagnétique parfait

Dans le but de modéliser les effets de sélections électromagnétiques, on considère dans un premier temps, le cas d'un détecteur parfait, c'est-à-dire ayant un FOV de 4π sr, un temps d'acquisition DC de 100%, et une sensibilité infinie. Ainsi l'unique effet de sélection est l'angle du jet. Comparé au cas précédent, cela requiert que l'inclinaison ι (ou $\pi - \iota$) soit égale ou plus petite que l'angle

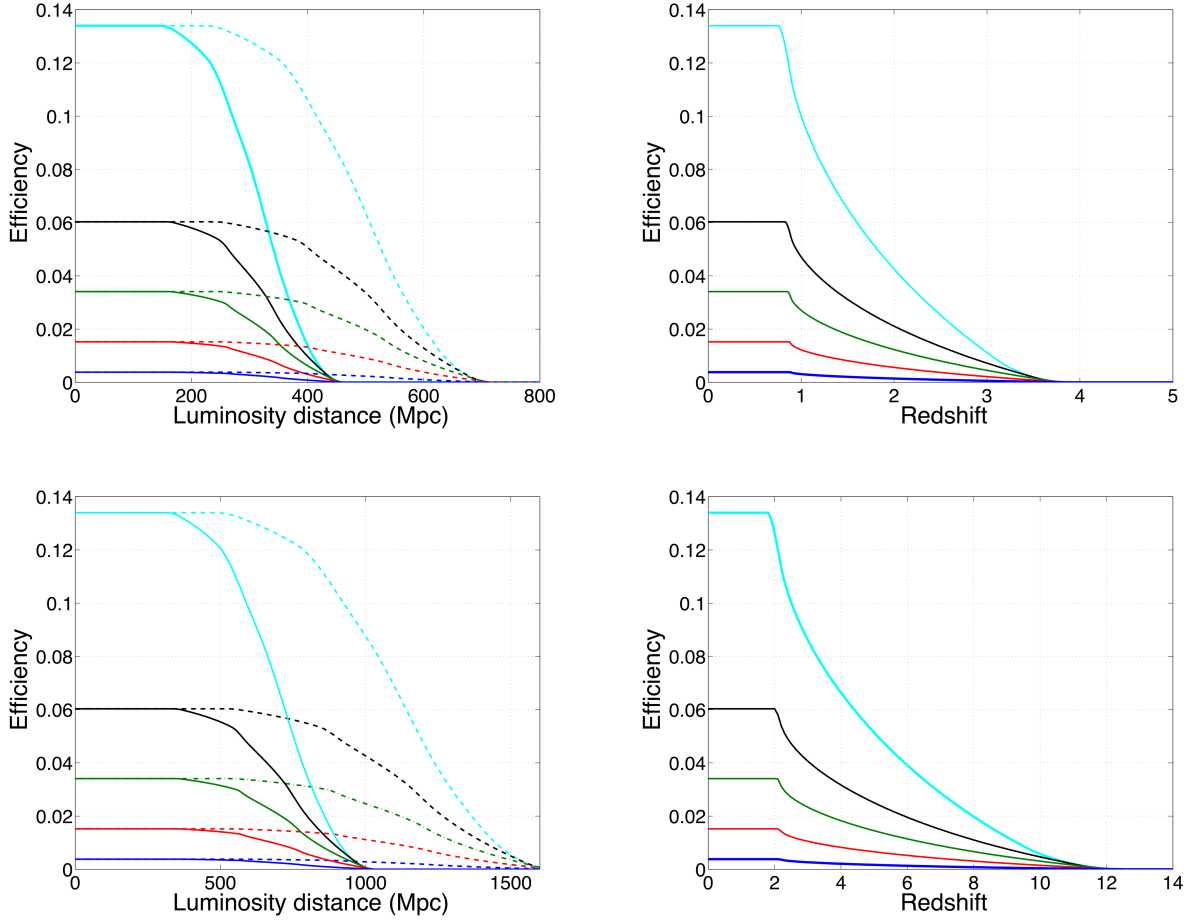


FIGURE 4.6 – (A gauche) : Efficacité de détection en coïncidence OG/SG pour les EN-EN, **en haut** et les TN-EN, **en bas**, pour ALV. On a supposé une sensibilité infinie, un FOV de 4π et un DC de 100% pour le détecteur de SG. S/B est égale à 12 (lignes continues) et 8 (lignes tiretées). - (A droite) : Efficacité de détection en coïncidence OG/SG pour les EN-EN, **en haut** et les TN-EN, **en bas**, pour ET. On a supposé une sensibilité infinie, un FOV de 4π et un DC de 100% pour le détecteur de SG. Le seuil du S/B est de 8. Les différentes lignes représentent les différentes valeur de l'angle de demi ouverture. De haut en bas : 30, 20, 15, 10 et 5 degrés. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#)

du jet, c'est-à-dire que l'un des deux jets doit pointer en direction de la Terre. L'efficacité résultante présentée dans la FIGURE 4.6, notée $\varepsilon_{cdp}(z)$, est égal au "facteur du jet" à $z = 0$ et montre un plateau jusqu'à un redshift noté z_* . Les sursauts gamma courts ayant une distance plus faible que z_* peuvent être détectés en ondes gravitationnelles. Alors, l'efficacité diminue radicalement jusqu'à atteindre l'horizon du détecteur d'OG. La fin du plateau correspond au redshift qui donne un rapport du signal à bruit tel que $\rho = \rho_T$ quand l'inclinaison est égale à l'angle de demi-ouverture du jet et que la position dans le ciel est telle que \mathcal{F} est minimale.

La FIGURE 4.7 montre l'efficacité du rapport $\varepsilon_{GW}(z)$ et $\varepsilon_{cdp}(z)$. La fraction des évènements en coïncidence SG/OG correspondent à l'efficacité de l'angle du jet à $z = 0$. Par la suite, il augmente avec la distance pour atteindre 1 une fois proche de l'horizon des détecteurs d'OG, c'est-à-dire quand les seules sources que l'on peut détecter sont les mieux orientées pour satisfaire

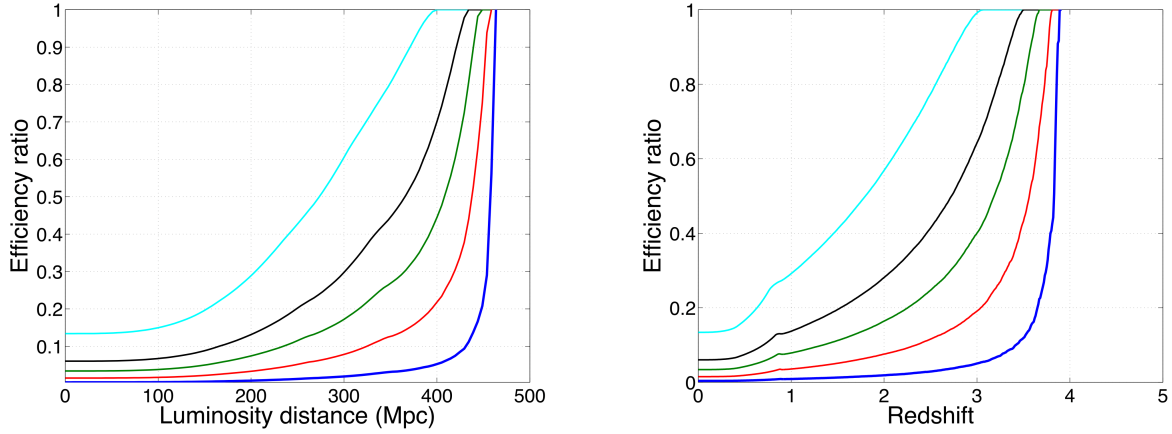


FIGURE 4.7 – Rapport entre le nombre total d’OG et celui pour lequel on observe un SG court. On a supposé une sensibilité infinie, un FOV de 4π et un temps d’acquisition de 100% pour le détecteur électromagnétique. **A gauche** : ALV avec un rapport signal à bruit de 12. - **A droite** : ET avec un rapport signal à bruit de 8. Le comportement est similaire pour TN-EN. Les différentes lignes représentent différentes valeurs d’angle du jet. Du haut vers le bas : 30, 20, 15, 10 et 5 degrés. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#)

L’EQUATION 4.6.

L’hypothèse de départ qui place un même angle de demi-ouverture moyen pour toute la population de sursauts gamma courts ne correspond, bien évidemment pas à la réalité. On considère donc un set de distributions simple, uniforme et Gaussienne pour θ_j et $\cos \theta_j$ respectivement, tout comme une distribution log-Gaussienne extraite de [Goldstein et al. \(2011\)](#), dérivée depuis les observations avec une valeur moyenne $\mu_{\log \theta_j} = 2.0794$ et une dispersion $\sigma_{\log \theta_j} = 0.69$ où θ_j est en degrés. On trouve que l’efficacité est majoritairement sensible à la moyenne de la valeur du "facteur de jet" définie par l’EQUATION 4.8 :

$$\langle \Theta_j \rangle = (1 - \langle \cos \theta_j \rangle) \quad (4.8)$$

La longueur et la pente de la distribution n’ont, quant à eux, qu’un très faible impact. Ainsi, l’efficacité est égale à $\langle \Theta_j \rangle$ pendant le plateau et la seule différence est visible à la fin, au moment où la distribution de l’angle du jet résulte en une transition douce entre le plateau et la pente de décroissance de la courbe d’efficacité.

Les étoiles à neutrons sont attendues pour avoir une distribution de la masse concentrée autour de $1.4 M_\odot$ mais la distribution de la masse des trous noirs est plus incertaine. Changer la masse du système devrait ainsi affecter le redshift z_* correspondant à la fin du plateau, ainsi que la distance d’horizon. En utilisant une fonction delta, le rapport du signal à bruit glisse vers des valeurs plus basses quand la masse décroît, tout comme z_* et l’horizon. Pour une plus large distribution, par exemple si on utilise une distribution uniforme ou Gaussienne, il y a une transition très douce entre le plateau et la pente de décroissance de la courbe d’efficacité, commençant au redshift critique $z_*(\mathcal{M}_{\min})$ correspondant à la valeur minimale de la masse *chirp* : \mathcal{M}_{\min} et s’arrêtant à $z_*(\mathcal{M}_{\max})$ correspondant à la valeur maximale \mathcal{M}_{\max} . L’horizon a une distance maximale observée pour \mathcal{M}_{\max} .

4.2.3 Cas d'un détecteur de SG réaliste

On considère, enfin, le cas d'un détecteur réaliste de sursauts gamma avec une sensibilité finie, un FoV et un temps d'acquisition DC réduits. Ces deux derniers, ainsi que le flux limite des satellites électromagnétiques sont totalement indépendant de la détection en onde gravitationnelle. L'efficacité est définie par l'EQUATION 4.9 :

$$\varepsilon_{cd}(z) = \varepsilon_{FOV} \times \varepsilon_{DC} \times \varepsilon_{cdp}(z) \times \varepsilon_{sat}(z), \quad (4.9)$$

où ε_{FOV} est le FoV divisé par 4π sr, ε_{DC} est la fraction du temps d'acquisition, ε_{cdp} est l'efficacité d'un détecteur parfait trouvée dans la SECTION 4.2.2, et $\varepsilon_{sat}(z)$ est la fraction des sursauts gamma courts dont le flux est plus large que le flux limite F_{lim} défini dans la SECTION 4.1.3.

L'efficacité de Swift est dérivée de la procédure Monte Carlo (voir CHAPITRE 3) et présentée en FIGURE 4.8 pour un seuil en flux de $1.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, une valeur pessimiste de $2.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, correspondant aux sursauts gamma courts dont on a une mesure du redshift et une valeur optimale à $0.56 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, correspondant aux sursauts dans l'axe de l'instrument, Swift étant bien plus sensible aux SG courts au centre du champ qu'au bord. L'allure est très similaire à celle présentée dans Howell et al. (2014) et Lien et al. (2014) pour les sursauts gamma longs, avec un grand indice de pente pour la décroissance exponentielle.

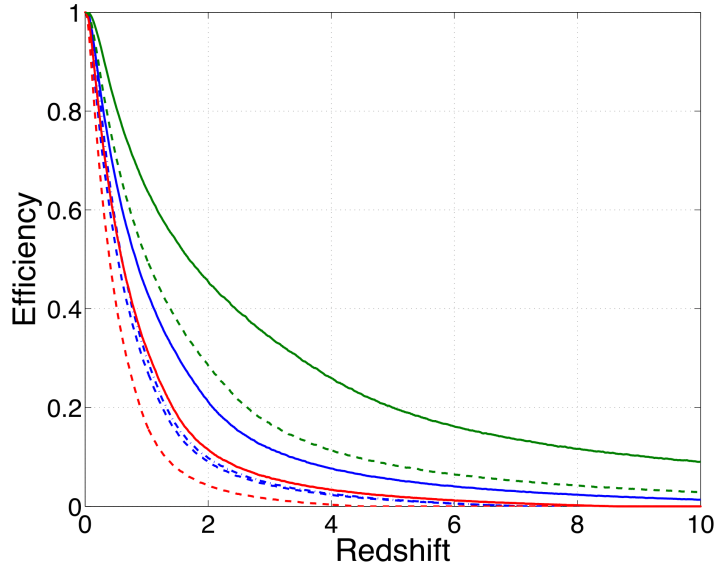


FIGURE 4.8 – Efficacité de détection des sursauts gamma courts par Swift. On a utilisé un flux limite à $1.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (lignes bleues), une valeur pessimiste à $2.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (lignes rouges), et une valeur optimale à $0.56 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (lignes vertes). Les lignes continues correspondent à la probabilité de distribution avec une luminosité du pic telle que $L_* = 10^{51} \text{ erg/s}$ et $\Delta_1 = 100$, et les lignes tiretées pour $L_* = 5 \times 10^{50}$ et $\Delta_1 = 100$. A titre de comparaison, on a indiqué l'efficacité des valeurs plus dispersées à basse luminosité c'est-à-dire pour $L_* = 5 \times 10^{50}$ et $\Delta_1 = 30$ en bleu alternées. L'efficacité est calculée pour un FOV de 4π et un DC de 100%, dans le but d'obtenir une efficacité de 1 à $z = 0$. Crédits : Regimbau et al. (2015)

La FIGURE 4.9 illustre l'efficacité de détection en coïncidence, en prenant en compte la sensibilité de Swift pour $\theta_j = 10^\circ$ et en testant les 3 différentes valeurs de limite du flux à 0.56 , 1.5 and $2.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

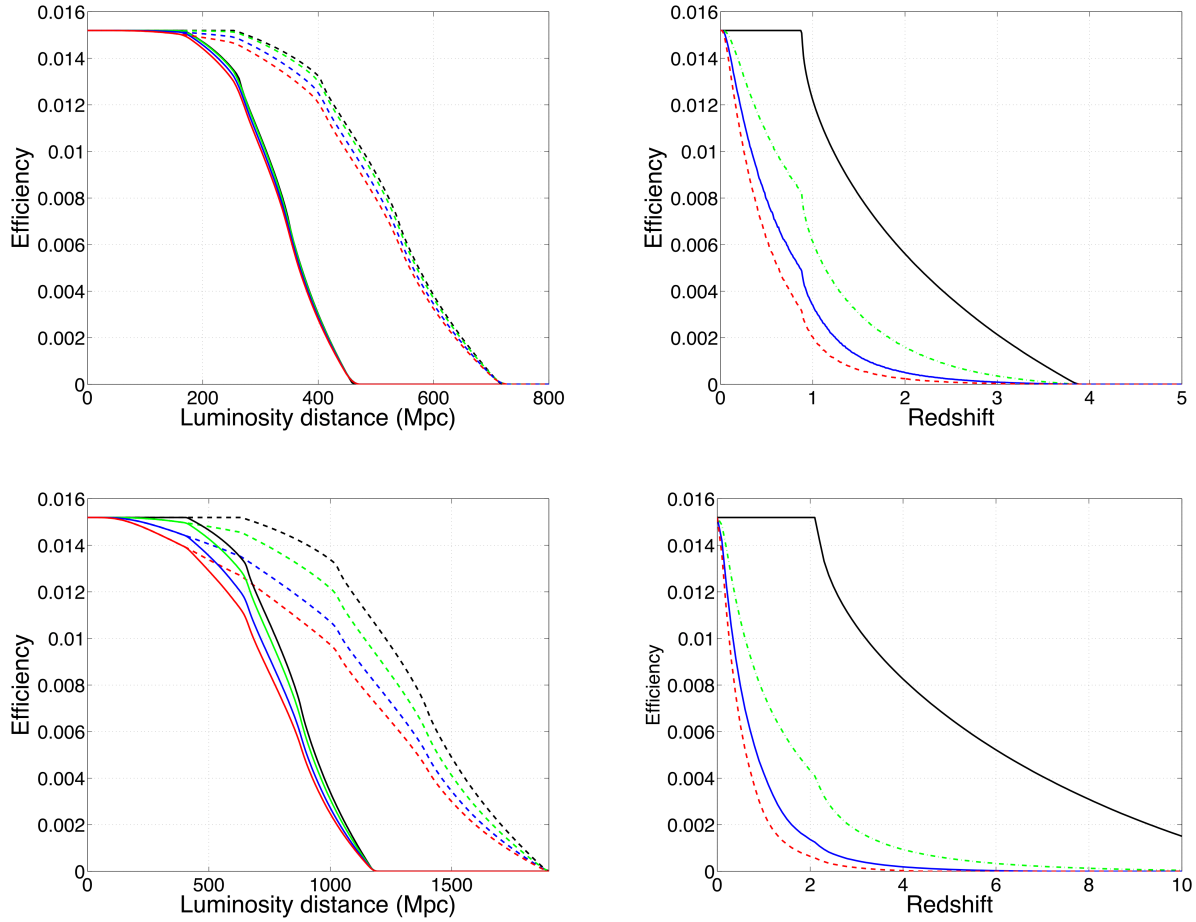


FIGURE 4.9 – Efficacité de détection SG/OG pour EN-EN **en haut** et TN-EN **en bas**, pour ALV à **gauche** et pour ET à **droite**. Les différentes limites du flux de Swift sont les lignes bleues (continues pour ALV) pour $1.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, rouges (tiretées pour ALV) $2.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et vertes (alternées pour ALV) pour $0.56 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. La courbe noire correspond à l’efficacité pour une sensibilité infinie du détecteur électromagnétique. Pour ET on a choisit une efficacité avec un seuil S/B minimum 8 pour les courbes tiretées et 12 pour les courbes pleines. L’efficacité est calculée pour un FOV de 4π et un DC de 100%. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#)

Pour ALV, la sensibilité en coïncidence est limitée à cause de l’horizon du détecteur gravitationnel. L’effet de la sensibilité de Swift n’est pas significatif pour EN-EN, mais est visible pour TN-EN, surtout avec un seuil de S/B à 8, puisque la taille du plateau est très largement réduite.

Pour ET, c’est l’inverse. C’est l’efficacité du satellite, qui va tomber bien plus rapidement que celle du détecteur gravitationnel, entraînant la fin du plateau, et diminuant l’horizon à des redshifts bien plus faibles.

Dans le but d’obtenir 100% des sources au dessus du seuil à $z \sim 1$, qui correspond à la fin du plateau pour les EN-EN, et permettre ainsi l’exploitation totale du potentiel qu’offrira ET, il faudrait que F_{lim} atteigne la valeur impressionnante de $\sim 0.0013 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ dans les dix prochaines années, en supposant que $L_* = 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$. En utilisant la valeur $L_* = 5 \times 10^{50} \text{ erg s}^{-1}$, on a un facteur deux fois plus petit encore. Pour être plus raisonnable, 80% des sources pourraient être détectées au dessus d’un seuil de $0.2 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ à $z = 1$ et $1.1 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour obtenir 50% des

sources.

4.3 Résultats et discussions

4.3.1 Taux en coïncidence

On a supposé pour cette analyse que la coalescence se produit grâce à un système lié de deux objets compacts (EN-EN ou TN-EN) tournant l'un autour de l'autre en se rapprochant par émission d'ondes gravitationnelles. Un autre scénario possible est que le système binaire se soit formé par capture dynamique dans le milieu dense stellaire. La plupart des simulations indiquent que les chances pour que ce type de scénario arrive sont très minces. En effet, la présence d'un trou noir prend la place du système durant l'interaction dynamique, empêchant le système binaire de résister. Cette population ne devrait donc pas représenter une fraction significative du nombre total de coalescences (Abadie et al., 2010). Pourtant des résultats récents entrent en faveur de ce scénario et place les TN-EN en pôle position des progéniteurs de sursauts gamma courts (Wanderman & Piran, 2015), ce qui suggère soit qu'ils seraient bien plus nombreux que les prédictions, soit que les binaires dynamiques ne sont pas affectées par les mêmes effets de sélections.

Le taux de coalescences par intervalle de redshift est défini par :

$$\frac{dR}{dz}(z) = \dot{\rho}(z) \frac{dV}{dz} \quad (4.10)$$

Il est obtenu en multipliant le volume comobile $\frac{dV}{dz}$ par le taux de coalescence par unités de volume selon :

$$\dot{\rho}(z) \propto \int \frac{\dot{\rho}_*(z_f)}{1+z_f} P(t_d) dt_d \text{ avec } \dot{\rho}(0) = \dot{\rho}_0 \quad (4.11)$$

Dans cette équation, $\dot{\rho}_*$ est le taux de formation stellaire noté SFR pour *star formation rate*, $\dot{\rho}_0$ est le taux local de coalescence en $\text{Mpc}^{-3} \text{Myr}^{-1}$, z_f le redshift au temps de formation du système de binaires massives et $P(t_d)$ la probabilité de distribution du délai, correspondant au temps entre la formation de la binaire et sa coalescence. Le nombre de systèmes massifs qui restent solidaires après l'explosion en supernova est très incertain, tout comme l'est le temps de coalescence. Ce délai dépend de scénarii complexes d'évolution impliquant des enveloppes communes et des transferts de masse. On suppose que la distribution est de la forme $P(t_d) \propto 1/t_d$ avec un délai minimal de 20 Myr pour les EN-EN et de 100 Myr pour TN-EN, comme suggéré par la synthèse de population réalisée avec le software StarTrack (Dominik et al., 2015). On laisse $\dot{\rho}_0$ comme paramètre libre, en sachant qu'il devrait être compris entre $0.001 - 10 \text{ Mpc}^{-3} \text{Myr}^{-1}$ d'après Abadie et al. (2010). Pour prendre en compte l'incertitude concernant l'implication du taux de formation stellaire, on utilise différents taux de SFR décrits en détails dans Regimbau & Hughes (2009); Regimbau (2011) et illustrés FIGURE 4.10.

Comme référence on utilise le SFR de Hopkins & Beacom (2006), qui est dérivé des mesures de la fonction de luminosité de la galaxie en UV et IR lointain, et normalisé par la limite Super Kamiokande limit sur le flux électron antineutrino à partir des anciennes supernovae gravitationnelles. Ce modèle doit être correct jusqu'à $z \sim 2$, avec de très fortes contraintes sur le redshift à $z < 1$ (jusqu'à 30 – 50%). Fardal et al. (2007)) utilisent un différent set de mesures et différentes corrections de l'extinction due à la poussière. Le SFR trouvé dans Fardal et al. (2007) est le même que celui de Hopkins & Beacom (2006) jusqu'à $z \sim 1$, mais diminue rapidement à plus haut redshift. On considère aussi le modèle décrit par Wilkins et al. (2008), qui est dérivé des mesures de

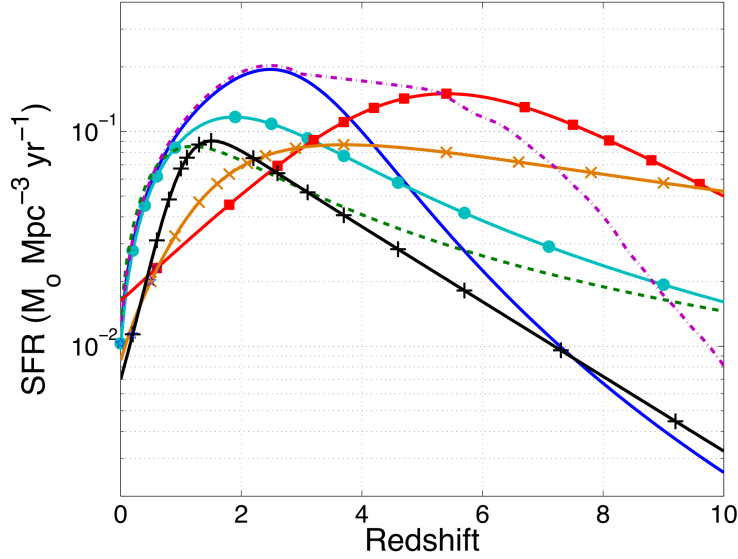


FIGURE 4.10 – Taux de formation cosmiques (en $M_{\odot} \text{Mpc}^{-3} \text{an}^{-1}$) utilisés ici, à savoir : Hopkins & Beacom (2006) qui est notre modèle de référence (bleu continu), Fardal et al. (2007) (points bleus cyans), Wilkins et al. (2008) (pointillés verts), Springel & Hernquist (2003) (carrés rouges), Nagamine et al. (2006) (croix oranges), Tornatore et al. (2007) (ligne pointillée tiretée violette) et Madau et al. (1998) (croix noires) Crédits : Regimbau et al. (2015).

densité de masses stellaires. Le SFR est équivalent à celui de Hopkins & Beacom (2006); Fardal et al. (2007) pour $z \lesssim 0.7$, mais encore une fois, il est plus faible à haut redshift. Il y a cependant une contradiction entre le SFR instantané mesuré grâce à l'émission des étoiles jeunes dans les régions de formation d'étoiles et le SFR déterminé depuis la lumière de fond extragalactique. Cela pourrait avoir un impact très important pour $z > 2$.

Finalement, on considère le SFR analytique de Springel & Hernquist (2003) dérivé depuis les simulations numériques de particules cosmologiques hydrodynamiques. Le modèle de Nagamine et al. (2006) est dérivé depuis les records fossiles de formations d'étoiles dans les galaxies proches qui sous-estiment probablement le SFR à faibles redshifts, à cause de la contribution des galaxies elliptiques. Le SFR de Tornatore et al. (2007), combine quant à lui, les observations et simulations à haut redshift. Pour être au complet, nous avons aussi considéré les anciens modèles dérivés du continuum UV et $H\alpha$, jusqu'à $z \sim 4$, où la principale incertitude vient de l'extinction de la poussière qui diffuse la lumière UV jusqu'au IR lointain (Madau et al., 1998).

Le taux de détection gravitationnel est obtenu en intégrant sur le redshift le produit entre le taux de coalescence donné dans l'EQUATION 4.11 et l'efficacité de détection des OG selon l'EQUATION 4.12 :

$$R_{\text{gw}} = \int_0^{z_{\text{max}}} \varepsilon_{\text{gw}}(z) \frac{dR}{dz}(z) dz, \quad (4.12)$$

où z_{max} correspond au début de l'activité stellaire. Avec nos modèles, on utilise $z_{\text{max}} \sim 10 - 20$.

Cette équation est différente de l'approximation $R_{\text{gw}} = \frac{4}{3} \pi (d_{\text{max}}/2.26)^3$ (Finn & Chernoff, 1993), où d_{max} est l'horizon et le facteur 2.26 la correction nécessaire pour moyenner l'orientation et la position dans le ciel. Ces deux équations sont similaires quand on utilise de petits volumes, comme

| Sources | ρ_T | 5° | 10° | 15° | 20° | 30° | OG |
|---------|----------|---------------|---------------|-------------|-------------|-------------|-----------|
| EN-EN | 12 | 0.004 – 0.005 | 0.01 – 0.02 | 0.03 – 0.04 | 0.06 – 0.07 | 0.11 – 0.13 | 2.5 – 3.0 |
| | 8 | 0.01 – 0.02 | 0.05 – 0.06 | 0.10 – 0.13 | 0.18 – 0.23 | 0.35 – 0.46 | |
| TN-EN | 12 | 0.001 – 0.002 | 0.006 – 0.008 | 0.01 – 0.02 | 0.02 – 0.03 | 0.04 – 0.06 | 1.5 – 2.0 |
| | 8 | 0.004 – 0.005 | 0.01 – 0.02 | 0.03 – 0.04 | 0.05 – 0.08 | 0.11 – 0.16 | |

TABLE 4.2 – Taux de détection en coïncidence pour les EN-EN et TN-EN en évènements par an, pour différentes valeurs de l’angle de demi-ouverture du jet. Seul ALV est pris en compte ici en coïncidence avec Swift, qui a un FOV de 1.4 sr, un temps d’acquisition de 80% et un flux limite $F_{lim} = 1.5 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. L’intervalle sur les valeurs reflète l’incertitude du SFR. On utilise deux valeurs de seuil pour le signal à bruit : la première ligne correspond à $\rho_0 = 12$ et la seconde $\rho_0 = 8$. Le taux local est fixé à $\rho_c^0 = 0.06 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ pour EN-EN et $0.003 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ pour TN-EN, obtenus récemment par [Dominik et al. \(2015\)](#) pour le modèle StarTrack. Pour d’autres taux locaux, il faudra multiplier les valeurs de la TABLE 4.2 par les valeurs de $\dot{\rho}$ correspondant au progéniteur. Les valeurs de la dernière colonne indiquent le taux de détection d’ondes gravitationnelles. Les taux pour les autres satellites peuvent être obtenus en multipliant ces résultats par le FOV/1.4 sr, avec FOV le champ de vue du satellite correspond, selon la TABLE 4.1. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#)

celui utilisé par les détecteurs avancés actuels. Mais celle-ci diverge totalement à plus grand horizon, ce qui est la caractéristique de détection avantageuse présentée par ET. Dans ce cas, utiliser correctement l’efficacité, le taux de formation d’étoiles et la cosmologie devient crucial.

On calcule donc le taux de détection en coïncidence SG/OG comme

$$R_{cd} = \int_0^{z_{\max}} \varepsilon_{cd}(z) \frac{dR}{dz}(z) dz. \quad (4.13)$$

Cette EQUATION 4.13 est bien plus précise que celle fournie par la correction de l’angle du jet $R_{cd} = \Theta_j R_{gw}$. On a ainsi un facteur de différence d’environ 3 dans le cas d’un détecteur électromagnétique parfait, juste limité à la sélection de l’angle du jet.

Les taux en coïncidence d’ondes gravitationnelles obtenus avec ALV et Swift sont présentés dans la TABLE 4.2, pour différentes valeurs d’angle de demi-ouverture. On utilise comme référence, le taux local $\rho_c^0 = 0.06 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ pour EN-EN et $0.003 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ pour TN-EN, obtenu récemment par [Dominik et al. \(2015\)](#) pour le modèle standard de StarTrack. Ils correspondent à un taux de détection d’ondes gravitationnelles d’environ 3 par an pour EN-EN et 2 par an pour TN-EN, en supposant un seuil à 12 pour le rapport signal à bruit. Cela représente une détection en coïncidence pour EN-EN et TN-EN de très peu tous les 1000 ans jusqu’à quelques uns tous les 10 ans, en fonction de l’angle θ_j . Pour les EN-EN, les taux sont de 2% ($\rho_T = 12$) et 5% ($\rho_T = 8$) plus petits que ceux obtenus en utilisant un détecteur électromagnétique d’une sensibilité infinie. Ils sont, pour les mêmes hypothèses de départ, de 10% ($\rho_T = 12$) et 18% ($\rho_T = 8$) plus petits pour TN-EN. Réduire le seuil de détection de 12 à 8 permet d’augmenter le nombre de détections d’un facteur 3. Le taux de détections en coïncidence pour Swift serait ainsi amélioré d’un facteur ~ 10 pour un détecteur avec un large FOV comme Fermi, mais seulement d’un facteur 1.4 et 2.4 pour les missions à venir SVOM et LOFT.

Nos résultats dérivés des simulations de populations cosmologiques d’EN-EN et de TN-EN sont en accord avec nos précédents taux dérivés des observations de sursauts gamma courts compris entre 0.011 et 0.31 pour l’échantillon d’or. Même en utilisant un autre échantillon, sans présence de phase plateau, les résultats restent du même ordre : entre $0.06 - 0.16 \text{ an}^{-1}$ ([Siellez et al., 2014](#)), pour notre valeur de référence du taux local de coalescences : $\dot{\rho}_c^0 \sim 0.06 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$. Les résultats sont comparables avec ceux de [Coward et al. \(2012\)](#) ($\sim 0.1 - 10 \text{ an}^{-1}$ après les corrections

Chapitre 4. Etude de la population de systèmes binaires compacts par simulations de Monte-Carlo

| Sources | 5° | 10° | 15° | 20° | 30° | OG |
|---------|--------------------|----------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| EN-EN | $(0.8 - 1.8).10^2$ | $(3 - 7).10^2$ | $(0.7 - 1.6).10^3$ | $(1.3 - 2.8).10^3$ | $(2.5 - 5.8).10^3$ | $(0.6 - 1.5).10^4$ |
| TN-EN | 7 – 15 | 27 – 61 | 59 – 136 | 104 – 239 | 228 – 517 | $(1.3 - 2.4).10^3$ |

TABLE 4.3 – La même chose que pour TABLE 4.2, mais pour ET en supposant une sensibilité infini et un champ de vue de 100% mais en considérant tout de même, puisqu’il est le même pour tous les satellites, un temps d’acquisition réduit à 80%. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#)

du FOV et DC). Les résultats de [Enrico Petrillo et al. \(2013\)](#) sont 10 fois plus grands avec 0.2 – 1 évènements par an. Mais ils correspondent parfaitement aux résultats de notre *l’échantillon d’argent* compris entre 0.19 et 1.26 évènements par an. Comparer les différentes études est difficile cependant puisque chaque auteur utilise différentes hypothèses de départ.

Le taux d’évènements en coïncidence est très sensible à l’angle du jet θ_j . Entre l’angle de demi-ouverture du jet à $\theta_j=5^\circ$ et $\theta_j=30^\circ$, le taux augmente d’un facteur ~ 35 . En utilisant les efficacités présentées dans la FIGURE 4.9, on estime que pour notre taux local de coalescences, θ_j devrait être compris entre $3^\circ - 10^\circ$ afin de pouvoir reproduire le taux actuel de sursauts gamma courts observé par Swift, soit 8 par an. Cela favoriserait un taux de coïncidence entre ALV et Swift $< 0.1 \text{ an}^{-1}$. En augmentant le taux local de coalescences, on aurait alors un angle qui serait plus bas et donc le taux final de coïncidences serait inchangé. Malgré cela, nos estimations de l’angle devrait être considérées avec précaution, puisqu’il existe beaucoup d’incertitude quant à la distribution de la luminosité intrinsèque dérivée de la synthèse de population venant d’un petit échantillon de sursauts gamma courts observés.

Les taux de coïncidences d’OG pour ET sont regroupés dans la TABLE 4.3. On a supposé un détecteur électromagnétique quasi-parfait, puisqu’il présente un FOV de $4\pi \text{ sr}$, une sensibilité infinie mais un temps d’acquisition réduit à 80%. Cela n’est bien sûr pas représentatif de la réalité mais donne une bonne limite haute du nombre de coïncidences auxquelles on peut s’attendre d’ici 10 à 20 ans. Si la sensibilité des satellites électromagnétiques ne s’améliore pas dans la prochaine dizaine d’année, le meilleur taux de détection sera de 8 sursauts par an. En effet c’est la limite imposée par le seul satellite capable d’obtenir la position de façon précise, qui détecte en moyenne 8 sursauts gamma courts par an. Ce taux est bien meilleur que celui prédit pour ALV, mais avec des ordres de grandeurs bien en dessous des capacités de détections qu’ET sera à même de fournir. Par conséquent, il serait primordial que la construction d’ET soit accompagnée de projets de nouvelle génération concernant les détecteurs de sursauts gamma, dédiés à l’étude en coïncidence.

4.3.2 Contraintes sur l’angle du jet

Les détections en coïncidence SG/OG vont nous permettre de mesurer, ou au moins de mettre de fortes contraintes sur l’angle du jet ([Chen & Holz, 2013](#); [Dietz, 2011](#)). On propose ici, par une très simple méthode de mesurer la moyenne du facteur de jet, et donc $\langle \cos \theta_j \rangle$. Le nombre de coïncidence avec ALV sera sans doute trop faible pour pouvoir faire cette estimation du paramètres. On considère donc uniquement le cas de ET. Il est aussi possible qu’à l’avenir un détecteur intermédiaire puisse, avant ET, fournir des résultats concernant la contrainte de l’angle du jet. On néglige les sources TN-EN.

Dans l’intervalle $z = 0 - 0.2$, l’efficacité du détecteur d’ondes gravitationnelles ET est pratiquement de 1 (99.5% des sources peuvent être détectées). On suppose que la sensibilité du satellite est assez bonne pour pouvoir négliger la fraction des sursauts gamma courts qui sont sous le seuil en flux. Avec un $F_{lim} = 0.1 - 0.2 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, on a 99% des sources qui sont au-dessus du seuil à

un redshift de $z = 0.2$. L'efficacité des détections en coïncidence est alors égale à la moyenne du facteur de jet (à quelques facteurs près dûs au FOV et DC). On peut construire l'estimateur de θ_j :

$$\hat{\Theta}_j = (\varepsilon_{FOV} \times \varepsilon_{DC})^{-1} \frac{N_{cd}^0}{N_{GW}^0} \quad (4.14)$$

où N_{cd}^0 est le nombre de détections en coïncidence et N_{GW}^0 le nombre de détections d'ondes gravitationnelles seules, pour z dans le bin $[0 - 0.2]$.

Dans le but de tester notre méthode on considère une population de EN-EN avec un taux local de $\dot{\rho}_c^o = 0.1 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$. En utilisant le SFR de [Hopkins & Beacom \(2006\)](#), on obtient un total de $N_{GW}^0 \sim 3000$ ondes gravitationnelles durant le temps de vie de ET, en supposant qu'il sera de 10 ans. On construit l'histogramme de $\hat{\Theta}_j$ pour un échantillon de 10^5 simulations avec la FIGURE 4.11. On trouve alors que $\hat{\Theta}_j$ est un estimateur de θ_j . En effet, la valeur moyenne $\langle \hat{\Theta}_j \rangle$ converge vers la vraie valeur avec une erreur qui dépend du nombre moyen de sources détectées en coïncidence dans une simulation. Par conséquent il dépend aussi du taux de formation d'étoiles, de l'angle du jet, du temps d'acquisition, du champ de vue et bien sûr du temps d'observation. On confirme ainsi les résultats obtenus dans la SECTION 4.3.1, la distribution de l'angle du jet n'affecte pas le nombre de détections en coïncidence, et donc l'estimateur du facteur de jet. Malgré cela, quand la distribution de θ_j n'est pas connue, on peut seulement mesurer la valeur moyenne du cosinus.

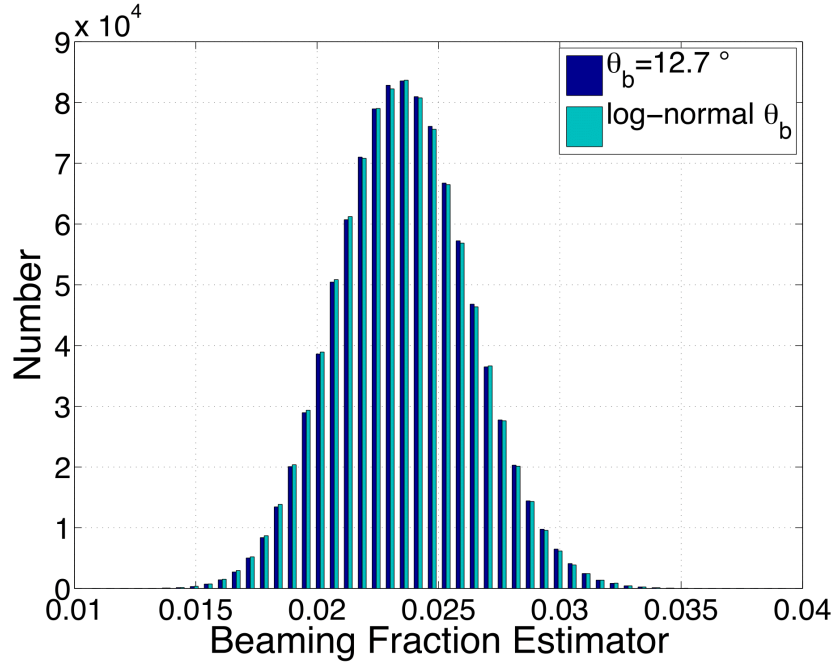


FIGURE 4.11 – Histogramme de $\hat{\Theta}_j$ dérivé grâce à un échantillon de 10^5 simulations. On a utilisé une année d'observation pour la distribution log-normale avec une moyenne $\mu_{\log \theta_j} = 2.0794$ et une dispersion $\sigma_{\log \theta_j} = 0.69$ avec θ_j en degrés ([Goldstein et al., 2011](#)). On a comparé cela à une valeur fixe de l'angle $\theta_j = 12.7^\circ$ qui donne la même moyenne pour $\hat{\Theta}_j$. On a utilisé un satellite électromagnétique parfait avec FOV = 4π sr, DC = 100% et une sensibilité du flux infinie. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#)

La TABLE 4.4 donne la valeur moyenne de $\hat{\Theta}_j$ et sa dispersion pour le SFR de [Hopkins &](#)

Beacom (2006) ($\langle N_{\text{gw}}^0 \rangle \sim 3000$) pour $\varepsilon_{\text{FOV}} = \varepsilon_{\text{DC}} = 1$ et des angles fixes égaux à 5° , 10° and 15° .

| θ_j ($^\circ$) | $\langle \hat{\Theta}_j \rangle$ | $\sigma_{\hat{\Theta}_j}$ | erreurs (%) |
|-------------------------|----------------------------------|---------------------------|-------------|
| 5 | 0.0039 | 0.0011 | 29.3 |
| 10 | 0.015 | 0.0022 | 14.5 |
| 20 | 0.060 | 0.00042 | 7.23 |

TABLE 4.4 – Moyenne et dispersion de l’estimateur d’angle du jet $\hat{\Theta}_j$ pour le SFR de Hopkins ($\langle N_{\text{gw}}^0 \rangle \sim 3000$), en supposant que le détecteur de sursauts est parfait avec un FOV de 4π sr, un DC de 100% et une sensibilité en flux infinie. Crédits : Regimbau et al. (2015)

Pour différentes combinaisons du taux local, SFR, temps d’acquisition, champ de vue et temps d’observation T , on peut alors simplement redimensionner la dispersion comme :

$$\sigma' = \sqrt{\frac{3000}{\langle N_s \rangle'}}, \quad (4.15)$$

avec :

$$\langle N_s \rangle' = T \times \varepsilon_{\text{DC}} \times \varepsilon_{\text{FOV}} \times \dot{\rho}_0 \times \langle N_{\text{gw}}^0 \rangle, \quad (4.16)$$

où T est en années et $\dot{\rho}_0$ en $\text{Mpc}^{-3} \text{Myr}^{-1}$. Pour exemple, la dispersion devrait être multipliée par 3 pour $\varepsilon_{\text{FOV}}=0.15$ et $\varepsilon_{\text{DC}}=0.8$.

4.3.3 Discussion

On a utilisé les simulations Monte Carlo pour trouver le nombre de détections en coïncidence entre les détecteurs d’onde gravitationnelles et les détecteurs électromagnétiques. On a supposé que les sursauts gamma courts pouvaient venir de la coalescence de deux étoiles à neutrons ou de la fusion TN-EN. En calculant le nombre d’évènements en coïncidence on a montré qu’outre les effets dûs à l’angle du jet et au champ de vue du satellite, la limite provient de l’horizon des détecteurs d’ondes gravitationnelles en ce qui concerne la seconde génération avancée d’AdV et aLIGO. Au contraire, c’est la limite en flux de sensibilité des détecteurs électromagnétiques qui limiteront les détections en coïncidence avec ET. Pour ALV bien sûr il est important que le satellite électromagnétique ait le plus large champ de vue, indépendamment de la sensibilité, mais pour ET il faudra que ce satellite gagne au contraire en sensibilité. On a estimé approximativement que pour avoir un détecteur de sursauts gamma courts optimisés, il faudrait que son flux limite atteigne $\sim 0.1 - 0.2 \text{ ph s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ durant les dix prochaines années pour détecter 80% des sources à un redshift d’environ 1. Ce flux sera réduit à $\sim 0.02 - 0.05 \text{ ph s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ pour avoir 80% des sources jusqu’à $z = 2$, englobant le pic de la distribution en redshift des coalescences d’EN-EN et de TN-EN. C’est aussi à cet endroit que la différence entre l’énergie sombre des différents modèles cosmologiques est le plus visible.

Avec différents modèles de formation d’étoiles, le taux en coïncidence reste très faible pour la seconde génération. Et cela quelque soit l’angle du jet utilisé ou sa distribution. Ainsi avec ALV et Swift on aurait moins d’une détection par an, en accord avec les récentes études réalisées (Coward et al., 2012; Enrico Petrillo et al., 2013; Siellez et al., 2014). Mais grâce à l’observation de la contrepartie électromagnétique, on devrait pouvoir augmenter ce niveau de détection en coïncidence, permettant ainsi de réduire le rapport signal à bruit des détecteurs. En utilisant un S/B de 8 au lieu de 12, on augmente notre taux de détections en coïncidence d’un facteur 3 avec ALV. Pour ET

le nombre de coïncidences possibles dépasse l'entendement avec entre $\sim 100 - 10000$ par an, mais cela uniquement pour un détecteur parfait. En revenant à la réalité des détecteurs électromagnétiques actuels, on est bien évidemment limité par leur propre nombre de détections par an. Ainsi ce taux se réduit à quelques détections en coïncidence au vu des satellites présents et futurs.

On a ainsi proposé une nouvelle méthode permettant d'estimer l'angle de demi-ouverture moyen du jet. Cette méthode peut s'appliquer à ALV mais avec une faible sensibilité. La précision de cette méthode s'améliorera avec l'augmentation de la sensibilité des détecteurs d'ondes gravitationnelles.

Le taux en coïncidence pourra augmenter si l'on considère la population de binaires dynamiques qui peuvent se former par capture. La population à bas redshift peut faire partie de cette population et pourrait ainsi impacter le taux de détection en coïncidence attendu. Il faudrait néanmoins grandement améliorer la sensibilité des détecteurs d'onde gravitationnelles d'un facteur 5 à 10 pour optimiser les détections simultanées.

Chapitre 5

Découverte et étude d'une population de sursauts courts sous-lumineux à bas redshift

Dans la SECTION 4.1.3, on reproduisait la population de 15 sursauts gamma courts de Zhang et al. (2012). Il apparaît clairement dans la FIGURE 4.4 une population de sursaut gamma courts à bas redshift impossibles à reproduire par nos simulations. Dans un premier temps il s'agira d'utiliser notre échantillon pour en tirer les paramètres généraux afin de pouvoir dans un second temps faire varier les paramètres des simulations et voir s'il est possible de simuler cette population à bas redshift.

5.1 Simulations de notre échantillon

5.1.1 Déterminer la luminosité de pic

L'un des critères du sursaut gamma permettant de le caractériser est sa luminosité. Le but est donc de calculer la luminosité du pic pour tous les sursauts gamma courts de notre échantillon. L_{peak} est dérivée grâce à la formule suivante :

$$L_{peak} = F_{peak} * 4\pi * \frac{D_L^2}{1+z} * \kappa \quad (5.1)$$

avec κ est le facteur de correction dû à l'expansion cosmologique, défini par :

$$\kappa = \frac{\int_{\frac{15}{1+z}}^{\frac{150}{1+z}} N_E(E) dE}{\int_{15}^{150} N_E(E) dE} \quad (5.2)$$

La Luminosité du pic L_{peak} est en erg.s^{-1} , le flux du pic est pris des tables Swift, et correspond donc au flux en photons du pic durant 1 seconde. Pour passer des photons en erg, on utilise un facteur de correction calculé grâce au software XSPEC avec le modèle de Band (défini par E_0 , α et β) permettant d'avoir la conversion du flux entre 15 et 150 keV, D_L est la distance lumineuse.

On obtient donc la luminosité pour chaque sursaut en fonction de sa distance grâce à la table des paramètres spectraux TABLE 2.2. Lorsque les valeurs des paramètres ne sont pas disponibles on

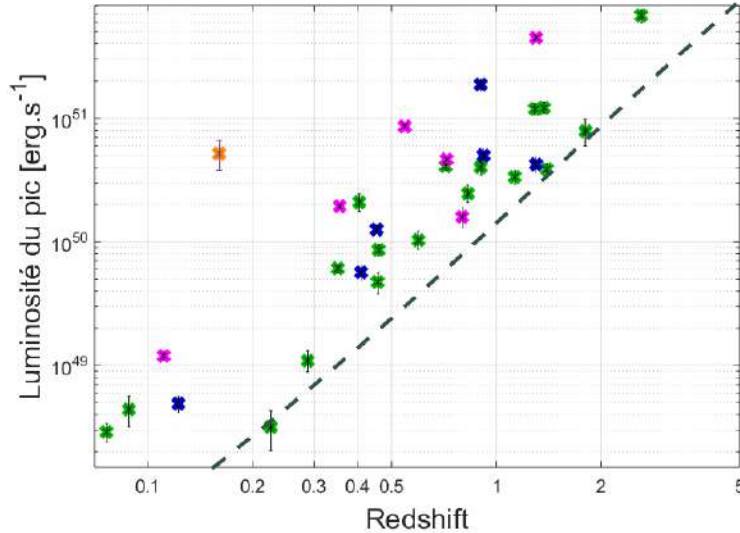


FIGURE 5.1 – Luminosité de pic des 31 sursauts gamma courts de l'échantillon notés d'une croix en fonction de la distance en redshift. Les différentes couleurs indiquent le satellite utilisée pour déterminer les paramètres spectraux : BAT en vert, HETE-2 en orange, KONUS en magenta et BAT/GBM en bleu, la courbe pointillée grise représente la limite en sensibilité jamais observée de Swift.

utilise les valeurs moyennes : $\beta = -2.3$: $\alpha = -0.9$ et $E_0 = 355\text{keV}$. Pour GRB 111117A qui est l'unique sursaut dont on peut contraindre quelque peu β , on utilise la valeur maximale de ce dernier à savoir -2.5 . Pour le sursaut GRB 050709 on utilise la valeur fournie par Boer et al. (2005), ce qui nous permet de pouvoir approximer $L_{peak} \approx 5.2 \pm 1.4 \cdot 10^{50} \text{ erg.s}^{-1}$. On discutera en SECTION 5.2 des erreurs possibles sur ces valeurs et des différences avec les valeurs fournies par Zhang et al. (2012). La FIGURE 5.1 montre la répartition de la luminosité du pic en fonction de la distance. Il est à noter que la limite en sensibilité de Swift est basée sur les observations et correspond à la limite maximale, en dessous de laquelle Swift n'a pas encore détecté d'éléments. Elle correspond à une limite empirique, basée sur la luminosité maximale en dessous de laquelle Swift n'a pas fait de détection.

5.1.2 Simuler la population

Pour simuler la population on suit la même méthode que celle présentée dans la SECTION 4.1.1, permettant de reproduire la population de coalescences de binaires. On normalise ensuite le nombre de coalescences par rapport aux observations du nombre de sursauts gamma courts. Ainsi en utilisant la limite en sensibilité de Swift, seuls 31 sursauts gamma courts sont observables. Lorsque les simulations permettent d'obtenir 31 sursauts gamma simulés observés on arrête la production de sources.

Les paramètres de notre échantillon moyens doivent donc permettre la simulations des sources en accord avec l'échantillon de sursauts gamma courts observés. Pour la simulation Monte-Carlo, on a besoin de la luminosité du pic intrinsèque. Elle est sélectionnée à partir d'une distribution de loi de puissance coupée standard, proposée par Guetta & Piran (2005) suivant l'EQUATION 4.2. On utilise nos paramètres spectraux moyens : $\beta = -2.3$ et $\alpha = -0.9$ (voir SECTION 2.2.3). On

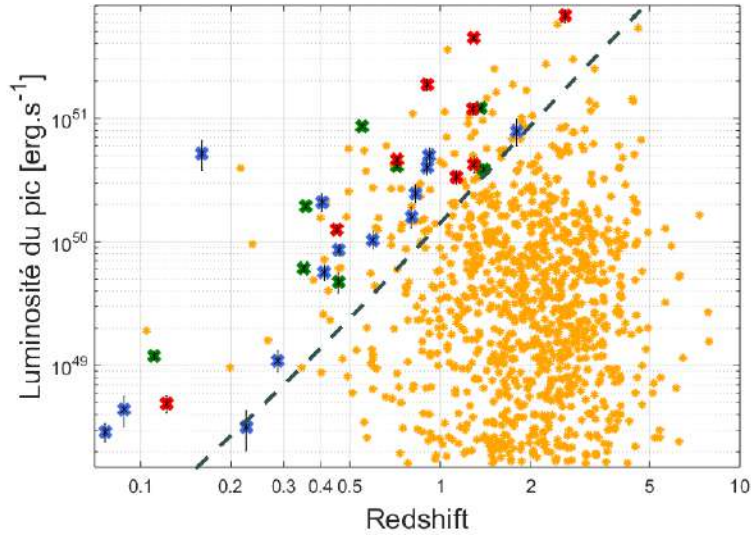


FIGURE 5.2 – Luminosité de pic des 31 sursauts gamma courts de l'échantillon notés d'une croix en fonction de la distance en redshift. Les différentes couleurs indiquent la présence ou non d'une phase plateau, suivant la FIGURE 2.12. On a indiqué en bleu les sursauts ne présentant pas assez de données pour déterminer l'allure de leur courbe de lumière, en vert ceux présentant une phase plateau et en rouge ceux sans phase plateau. Les barres d'erreur sur L_{peak} sont indiquées en noires. Les 1000 simulations sont en orange avec la limite en sensibilité de Swift représentée par la courbe en tirets grise.

considère la valeur de la luminosité moyenne $L_* = 0.7 \cdot 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$, qui est très proche de celle employée pour la borne inférieure du modèle ii de Guetta & Piran (2005)¹. Le logarithme de la durée intrinsèque du sursaut : $\log T_i$ est déduit grâce à une distribution Gaussienne ayant pour valeur moyenne $\mu_{\log T_i} = -0.663$ et pour dispersion $\sigma_{\log T_i} = 0.416$. Toutes corrélations entre la luminosité du pic et la durée sont négligées.

On obtient donc, avec la FIGURE 5.2 la simulation des sursauts gamma courts observés. Il faut 1000 sources produites pour obtenir 31 sursauts gamma courts observés, d'après nos simulations. On a utilisé pour cela le modèle de formation d'étoiles de Hopkins & Beacom (2006) avec un délai de 20Myr.

La population ayant un redshift et une luminosité faible ne sont pas reproduits par ce modèle. L'impact de la présence ou l'absence de phase plateau demeure inconnue puisque sur 4 des 6 sources à faibles redshifts et faible luminosité, on n'a pas pu utiliser la courbe de lumière. On va faire varier les paramètres de simulations du modèle, indépendamment des valeurs moyennes de l'échantillon afin d'essayer de retrouver cette population de façon simulée à bas redshift.

5.1.3 Différents paramètres impliqués

On a utilisé pour la FIGURE 5.2 le modèle du taux de formation d'étoile donné par Hopkins & Beacom (2006) pour un délai de 20Myr. Dans un premier temps on va voir l'impact de ce délai sur

1. Il est à noter qu'une seule loi de luminosité a été testé : celle de Guetta et Piran

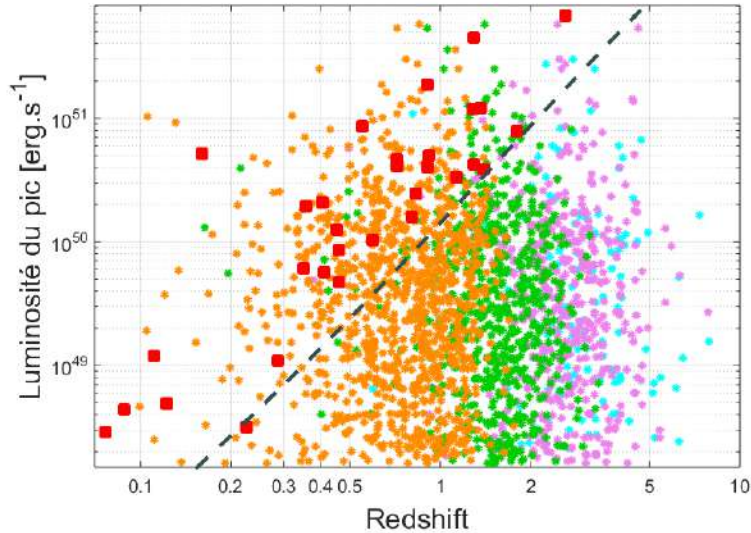


FIGURE 5.3 – Luminosité de pic en fonction de la distance en redshift. Les 31 sursauts gamma courts observés de l'échantillon sont notés par un carré rouge. Les simulations des 1000 sources sont représentées par des étoiles de différentes couleur en fonction du délai utilisé suivant le SFR de Hopkins & Beacom (2006). Le délai de 20Myr est en bleu, 100Myr en violet, 1000Myr en vert et 3000Myr en orange. La limite en sensibilité de Swift représentée par la courbe en tiret grise.

les simulations. On utilise pour cela un set de valeur allant de sources n'ayant aucun délai entre le temps de formation et leur coalescence, ce qui peu probable, avec des sources ayant un délai de 20Myr (typique des EN-EN), 100Myr (typique des TN-EN), 300Myr (cas de PSR1913+16). Bien que les études théoriques sur le délai nous font penser qu'on ne peut avoir un délai supérieur à 500Myr, on prend quand même en compte 1Gyr et 3Gyr (délai typique suggéré par Wanderman & Piran (2015) pour expliquer les sursauts gamma courts non-collapsar). Ainsi la FIGURE 5.3 nous indique qu'en utilisant de faibles délais on ne peut retrouver la population à faible redshift, et en utilisant la population avec un énorme temps de délai de 3Gyr, on perd la population à bas redshift. De plus pour obtenir le même nombre de sursauts simulés observés à bas redshift, on devrait avoir un nombre bien plus grand de sources observées à moyen redshift.

Le taux de formation d'étoiles est un modèle. Nous avons utilisé celui de Hopkins & Beacom (2006) mais de nombreux autres existent, comme nous le montre la FIGURE 4.10. On va donc utiliser différents SFR, et prendre en considération aussi le cas où les sources ne suivent pas le taux de formation d'étoiles.

La FIGURE 5.4 nous indique que le modèle de Tornatore et al. (2007) permet d'obtenir à la fois des sources à faible redshift et à haut redshift. Malheureusement, ce modèle, bien que plus fidèle à réalité comparé aux autres ne réussit pas, lui non plus à atteindre les plus faible redshift à basse luminosité. Le nouveau modèle de Vangioni et al. (2015), basé sur l'observation à haut redshift des sursauts gamma, ne produit que trop peu de sources à faible redshift. En comparant la distribution du redshift, avec celle attendu par les différents modèles via la FIGURE 5.5, il est alors évident qu'aucun modèle de simulation ne peut reproduire un tel nombre de sursauts à bas redshift.

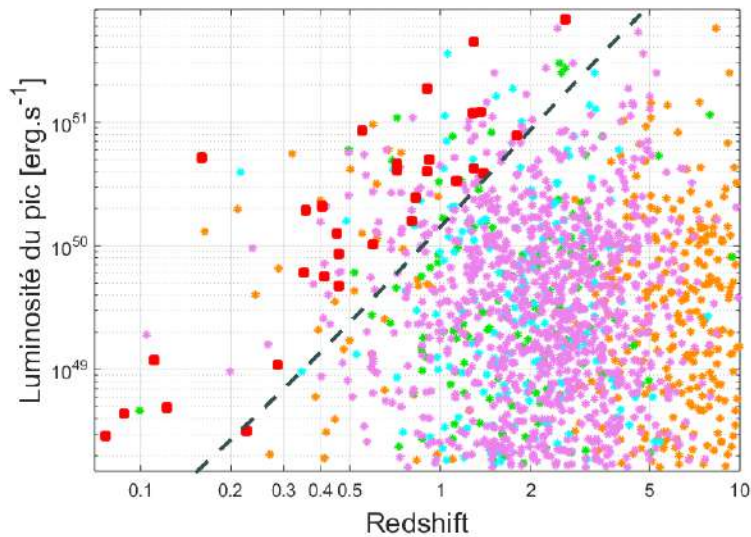


FIGURE 5.4 – Luminosité de pic en fonction de la distance en redshift. Les 31 sursauts gamma courts observés de l'échantillon sont notés par un carré rouge. Les simulations des 1000 sources sont représentées par des étoiles de différentes couleur en fonction du taux de formation d'étoiles utilisé. En orange les sources ne suivent aucun SFR, pour le reste on a fixé le délai à 20Myr et comparé : Vangioni et al. (2015) en vert, Hopkins & Beacom (2006) en cyan et Tornatore et al. (2007) en violet. La limite en sensibilité de Swift représentée par la courbe en tiret grise.

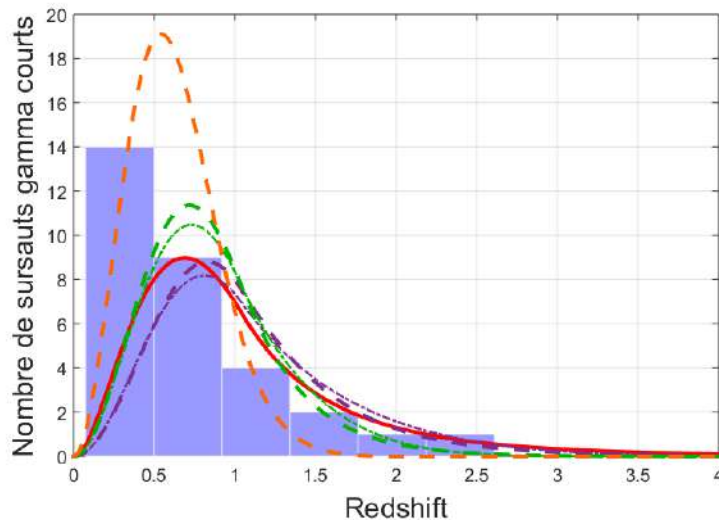


FIGURE 5.5 – Distribution du nombre de sursauts gamma courts de notre échantillon en fonction du redshift (barres bleues). Prédiction de cette distribution sans implications du SFR (courbe continue rouge), et en utilisant les modèles de taux de formation d'étoiles pour Vangioni et al. (2015) en tirets et celui de Hopkins & Beacom (2006) en tirets-pointillés. Les couleurs représentent les valeurs des différents délais : 100Myr en violet, 1Gyr en vert et 3Gyr en orange.

5.2 Discussions des résultats

La population des 31 sursauts gamma courts est très bien reproduite par les simulations en moyenne. Les simulations ne permettent pas de reproduire la population de sursauts à bas redshift et basse luminosité. En effet les sursauts présentant un redshift inférieur à 3 (voir 3.5 selon les modèles) ne peuvent, selon les modèles, présenter une luminosité aussi basse. Nous avons discuté au CHAPITRE 2 du fait que certaines valeurs de α , β et E_0 peuvent changer radicalement en fonction de l'instrument utilisé. Nous allons dans un premier temps discuter de l'échantillon observés pour valider les valeurs obtenues. Ensuite nous chercherons à voir si les 6 sursauts extrêmes présentent des caractéristiques spécifiques et nous essayerons de discuter des différents types de progéniteurs pouvant une telle population.

5.2.1 Discussion des valeurs obtenues pour L_{peak}

La TABLE 2.3 montrait que deux sursauts avaient été observés simultanément par les 3 satellites : Fermi, Swift et Wind. Des travaux ont été réalisés pour extraire les paramètres spectraux en utilisant d'un côté l'association BAT/GBM et de l'autre KONUS. Ces paramètres sont radicalement différents selon le satellite utilisé et cet écart est flagrant pour GRB 090510. L'énergie caractéristique passe de 552_{-249}^{+448} à 3864_{-640}^{+767} keV. Quant aux indices de pente, puisqu'avec KONUS, c'est le modèle de Band qui a été employé par Pal'Shin (2009b), l'indice de β a pu être extrait : $\beta = -1.61_{-0.34}^{+0.15}$, alors que dans le cas de BAT/GBM, puisqu'il s'agit d'un modèle de loi de puissance coupée utilisé par Virgili et al. (2012), on n'a pas de valeur pour β que l'on considère donc égal à la moyenne des sursauts gamma : $\beta = -2.3$. Il y a une composante haute énergie qu'on voit très bien dans le LAT et qui applatit β donc les paramètres varient beaucoup selon le modèle. Enfin l'indice α passe de $0.11_{-0.43}^{+0.48}$ avec KONUS à $-0.84_{-0.05}^{+0.05}$ pour BAT/GBM. Il est donc important de connaître l'impact de ces valeurs sur la détermination de la luminosité du pic. Avec les valeurs fournies par KONUS, $L_{peak} = 1.43_{-0.16}^{+0.17} \cdot 10^{51} \text{ erg.s}^{-1}$ alors qu'avec celles de BAT/GBM : $L_{peak} = 1.89_{-0.22}^{+0.21} \cdot 10^{51} \text{ erg.s}^{-1}$. Bien que du même ordre, la différence est importante. Malgré tout, la limite inférieure que l'on a considéré pour BAT/GBM correspond approximativement à la limite supérieure fournie par KONUS. Donc notre barre d'erreur reste correcte.

L'erreur déduite sur L_{peak} et présentée dans la FIGURE 5.1 est déduite en utilisant uniquement le minimum et le maximum de F_{peak} . Il est important de savoir si les erreurs sur les paramètres spectraux affectent cette barre d'erreur. On utilisant les valeurs du GRB 090510 fournies par KONUS puisqu'elle permettent d'avoir une très large dispersion quant aux valeurs de chaque paramètres. En utilisant les minimums de α , β et E_0 on obtient $L_{peak} = 1.68 \pm 0.19 \cdot 10^{51} \text{ erg.s}^{-1}$. Pour les valeurs maximales des paramètres du spectre on a : $L_{peak} = 1.16 \pm 0.13 \cdot 10^{51} \text{ erg.s}^{-1}$. Ainsi la valeur utilisée, puisque comprise entre $1.27 - 1.60 \cdot 10^{51} \text{ erg.s}^{-1}$ permet d'obtenir l'erreur à 2σ près.

En comparant les valeurs fournies par Zhang avec celles que l'on a obtenu, il est clair que nos valeurs restent cohérentes avec celle de Zhang et al. (2012) pour les sursauts gamma courts en commun dans l'échantillon, comme peut le montrer la FIGURE 5.6. Les paramètres spectraux ont très peu d'effet sur la luminosité. On trouve en effet que les SG courts ont un E_{peak} assez fort, mais un β très pentu (< -2.6) et sont souvent préférentiellement modélisés avec CPL. Mais la luminosité n'est pas très sensible à cet effet.

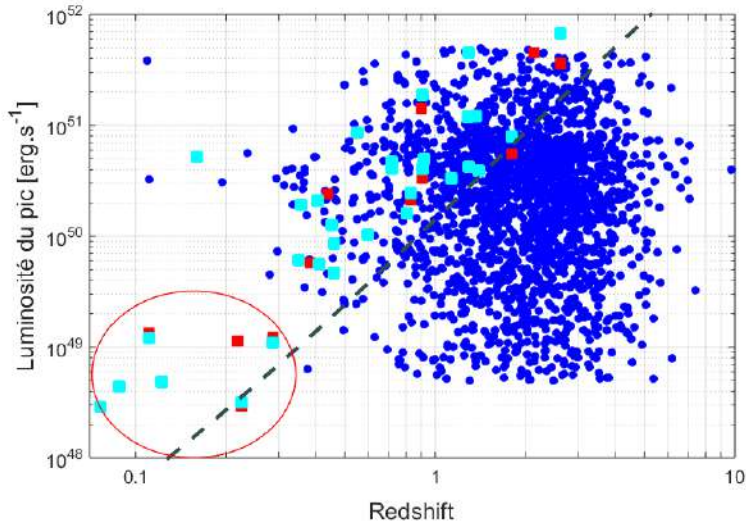


FIGURE 5.6 – Luminosité de pic en fonction de la distance en redshift. Les 15 sursauts gamma courts répertoriés dans l'échantillon de Zhang et al. (2012) sont notés par un carré rouge. Les simulations des 1000 sources sont représentées par points bleus suivant un SFR de Hopkins & Beacom (2006) avec un délai de 20Myr. On a ajouté à cette figure notre nouvel échantillon de 31 sursauts gamma courts en cyan. La limite en sensibilité de Swift représentée par la courbe en tiret grise.

5.2.2 Implications de cette nouvelle population

Les sursauts gamma courts composants cette potentielle nouvelle population se situent à bas redshift et basse luminosité. Au vu des simulations on pose comme valeur caractérisant l'échantillon $z < 0.35$ et $L_{peak} < 1.5 \cdot 10^{49} \text{ erg.s}^{-1}$. Les sursauts correspondants sont alors au nombre de 6 : GRB 090417A, GRB 080905A, GRB 070923, GRB 061201, GRB 060502B et GRB 050509B. Les sursauts GRB 090417A et GRB 070923 ne sont généralement pas associés à un redshift Berger (2014), ainsi habituellement ces sursauts ne sont pas pris en compte dans l'échantillon de sursauts gamma courts. Les autres ne présentent aucune spécificités. Ces 6 sursauts gamma courts ont des valeurs de paramètres qui sont cohérents avec les valeurs moyennes obtenues habituellement pour cette classe de sursauts. Leur *offset* est compris entre 18.5 et 320 kpc et le type de galaxie auxquels ils sont associés est très varié. Rien ne permet de les distinguer de l'échantillon à part leur redshift et leur luminosité très basse.

Cette potentielle nouvelle population est très mal comprise. Puisqu'aucun paramètre ne semble pouvoir la reproduire, il doit y avoir un modèle de luminosité très différent de celui utilisé habituellement. Ce modèle original peut être dû à un progéniteur différent :

- Rowlinson et al. (2013) a suggéré que tous les sursauts gamma courts, ou au moins la moitié d'entre eux, présentaient un modèle de magnétar milliseconde, observable sous forme d'un plateau dans leur courbe de lumière. En suivant sa définition du plateau, et son étude réalisée sur les différents sursauts courts de son échantillon, la phase plateau serait présente dans 1 à 4 des 6 sursauts courts de la sous-population de notre échantillon. Cela correspond, à ce que Rowlinson et al. (2013) attend pour tous les sursauts gamma courts en général : avec entre la moitié et les 2/3 d'entre eux qui présentent une phase plateau.

- Il est possible que l'impact des populations binaires dynamiques ait été sous-estimé. [Wanderman & Piran \(2015\)](#) expliquent ainsi que les sursauts gamma courts seraient composés de deux populations. Le premier groupe correspondant à 60 - 80% de l'échantillon des sursauts gamma courts de Swift, serait au dessus du taux attendu et leur progéniteur présenteraient un délai compris entre 3 et 4Gyr. Le second groupe, entre 20 et 40% serait des potentiels imposteurs suivant le taux de formations d'étoiles sans délai. Suite aux simulations Monte-Carlo, on pense qu'il s'agit au contraire d'une population formée à 80% de sursauts gamma courts ne suivant pas le taux de formation d'étoiles. Et pour 20% d'entre eux, plus proches, il s'agirait d'une sous-population, potentiellement due à des binaires qui se seraient formées dans les amas globulaires. Ce taux n'est qu'un minimum puisque la sous-population doit avoir une luminosité moyenne bien plus basse, que la limite en luminosité observable par Swift nous empêche de détecter.

La population ayant un délai de 3Gyr ne peut expliquer aucune de ces sous-population. Les simulations de la distribution du nombre de sursauts gamma courts en fonction du redshift de la [FIGURE 5.5](#) montre alors un plus grand nombre de sursauts gamma courts à faible redshift que celui détecté. Ils prennent en compte la limite en luminosité de Swift. Si ce scénario était avéré, la quantité de sursauts gamma courts à faible redshift et faible luminosité aurait été au moins doublée.

- Les interactions dynamiques profitent quant à elles aux binaires lourdes, en particulier au TN-EN. Cela pourrait expliquer la luminosité plus faible des sursauts gamma courts à bas redshift. Celles-ci entraînent par ailleurs un horizon de détection pour les émissions électromagnétiques. Mais puisque les amas globulaires, principale zone de formation de ces binaires, se sont formés il y a ~ 10 Gy, cette sous-population devrait également pouvoir exister à des redshifts plus grands. Cela augmenterait alors de façon considérable le nombre de détections en coïncidence possible avec les instruments de 3e génération.
- Enfin, nous pourrions rediscuter l'idée de Don Lamb qui émettait l'hypothèse que les sursauts gamma courts provenaient du halo de la galaxie. A l'époque l'observation de rémanences a haut redshift avaient montrés que les sursauts provenaient de sources extragalactique. Mais l'hypothèse d'une sous population plus importantes de sursauts gamma courts galactique peut encore être discutée. Et puisque nous avons utilisé une loi de distribution définie par Guetta et Piran pour réaliser nos simulations, il serait interessant de remettre celle ci en question dans une prochaine étude et de contraindre une nouvelle loi de distribution de luminosité en utilisant cette nouvelle population de sursauts gamma courts.

Chapitre 6

Conclusion finale

6.1 Résultats et discussions

6.1.1 Taux en coïncidence

Les taux en coïncidence peuvent être déterminés de différentes façons. La première méthode utilise les contraintes observationnelles. L'un des progéniteurs supposé des sursauts gamma courts est la coalescence d'étoiles à neutrons (Eichler et al., 1989) qui produit des ondes gravitationnelles. Ces émissions électromagnétiques sont les événements les plus brillants de notre Univers. Étudiés depuis plus de 40 ans, ils sont facilement détectables par les réseaux de satellites dédiés et de télescopes. Cette méthode semble donc être la plus adéquate pour l'estimation du taux de détection en coïncidence. Pour cela il faut utiliser un échantillon de sursauts gamma courts fiable. Les critères permettant de distinguer les sursauts courts des longs ne sont pas fixes. Ils dépendent du satellite utilisé. La durée observée du sursaut est le critère de référence mais cette limite fixée à 2 secondes pour BATSE (Kouveliotou et al., 1993) varie selon le satellite utilisé (Gehrels et al., 2004). La sélection des sursauts gamma qualifiés de courts est donc cruciale.

Nous avons employé cette méthode dans un premier temps en supposant que tous les sursauts gamma courts provenaient d'une coalescence d'étoiles à neutrons. Swift montre une distinction entre sursauts gamma longs et courts pour une durée intrinsèque de 1 seconde. En considérant ce critère de durée et leur dureté, j'ai défini un échantillon de 30 sursauts gamma courts observés par Swift, dont le redshift est connu, nommé *l'échantillon d'or*. Leur distribution en fonction de la distance a permis l'extraction du taux de détection isotropique par volume et par an pour Swift. En utilisant les caractéristiques des détecteurs telles que leur champ de vue et leur capacité à observer les sursauts gamma courts, ce taux a été déduits pour d'autres satellites tels Fermi ou les futures missions SVOM et LOFT. Ils sont ensuite appliqués aux détecteurs de seconde génération, limités par leur *horizon* de détection : 145Mpc pour AdV et 355Mpc pour ALV. Afin de rendre compte du taux réel de sursauts gamma courts observés, nous avons défini un second échantillon nommé *l'échantillon d'argent*. Il prend en compte le fait que la sélection des 30 sursauts a été réalisée uniquement avec des événements dont le redshift était connu. Or, en se basant sur la définition canonique des sursauts gamma courts, 76% d'entre eux ne présentent pas de mesure de distance. J'ai supposé que cette proportion de sursauts gamma courts canoniques sans redshift était la même que celle des sursauts gamma courts défini dans *l'échantillon d'or* et que le taux de distribution des sursauts gamma courts de *l'échantillon d'or* suivait celui de *l'échantillon d'argent*. Cela a permis de déduire

Chapitre 6. Conclusion finale

un nouveau taux de détection en coïncidence pour les différents détecteurs en suivant *l'échantillon d'argent*.

L'échantillon d'or permet d'avoir une estimation du taux en coïncidence pour les sursauts dont le redshift est connu. Aucun détecteur, à part Fermi, n'atteint une détection ferme en coïncidence par an. Swift n'est pas performant pour la détection des sursauts gamma courts et cela entraîne inévitablement un très faible taux de détections en coïncidence. C'est malheureusement le satellite le plus performant pour trouver précisément une position pour les sursauts gamma courts. Pour ce qui est de *l'échantillon d'argent*, Swift ne réussit toujours pas à obtenir un évènement par an, contrairement aux autres satellites. Le plus performant reste sans conteste Fermi, qui détecte 5 fois plus de sursauts gamma courts par an que Swift. Il permettra la détection de 1 à 3 évènements par an pour aLIGO et jusqu'à 10 évènements en coïncidence par an pour ALV. Les futures missions permettront elles aussi la détection entre 1 et 5 coïncidences par an mais uniquement lorsque les détecteurs AdV et aLIGO auront atteint l'horizon à 355Mpc, ce qui devrait correspondre à leur date de lancement, en 2018.

Cet échantillon doit être considéré avec précaution. En effet, d'autres progéniteurs semblent pouvoir produire, eux aussi, des sursauts gamma courts. C'est le cas des binaires de trous noirs, ou de TN-EN dont l'onde gravitationnelle émet un signal significativement différent. C'est aussi le cas des magnétars qui ne produisent pas de signal gravitationnel puissant. Pour réaliser une estimation de l'impact de ce type de progéniteurs sur *l'échantillon d'or*, j'ai considéré le cas où la phase plateau était associée à la présence d'un magnétar. En excluant les sursauts présentant une phase plateau, ces estimations en coïncidence sont réduites de moitié. Ainsi la méthode observationnelle à ses limites.

Une seconde méthode pour l'estimation des taux en coïncidence consiste à utiliser les modélisations théoriques. Nous avons donc décidé de réaliser la simulation d'une population de coalescence d'objets compacts en suivant la méthode de Monte Carlo. Deux types de progéniteurs ont été considérés : la coalescence EN-EN et TN-EN. Les simulations indiquent que les facteurs faisant varier le taux en coïncidence sont, d'un côté liés au jet avec l'angle dû à sa focalisation, de l'autre côté dus aux limites des détecteurs. Dans tous les cas, bien évidemment, le champ de vue du satellite électromagnétique limite ce taux. La seconde génération de détecteurs d'ondes gravitationnelles sera principalement limitée par l'horizon de ces derniers. Au contraire, avec la troisième génération c'est la flux limite en sensibilité des détecteurs électromagnétiques qui sera la principale contraintes du taux de détection en coïncidence. Ainsi il faudrait que le flux limite atteigne $\sim 0.1 - 0.2 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ durant les dix prochaines années pour détecter 80% des sources à un redshift d'environ 1. Ce flux sera réduit à $\sim 0.02 - 0.05 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour avoir 80% des sources jusqu'à $z = 2$, englobant le pic de la distribution en redshift des coalescences d'EN-EN et de TN-EN. C'est aussi à cet endroit que la différence entre l'énergie sombre des différents modèles cosmologiques est le plus visible.

Cette méthode de modélisation est basée sur la physique stellaire puisque l'objet compact formé est issu de deux étoiles massives qui ont suffisamment évoluées pour former une binaire d'étoiles à neutrons ou de trou noir avec une étoile à neutrons. Les taux de la fonction de masse initiale ont ainsi été déduits de ces études basées sur les observations. Le taux local de EN-EN a été fixé à $\rho_c^0 = 0.06 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ et celui de TN-EN à $0.003 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$. Un autre paramètre utilisé pour ces simulations est le taux de formation d'étoiles. Les modèles varient les uns par rapport aux autres mais présentent globalement un pic aux environ d'un redshift 2 (voir 4 selon certains

modèles) et sont en décroissance actuellement (voir pour revue [Madau & Dickinson \(2014\)](#)). Avec ces différents modèles de formation d'étoiles, le taux en coïncidence est très faible pour la seconde génération. En accord avec la méthode observationnelle, on trouve un taux de détection en coïncidence entre ALV et Swift de moins d'une détection par an.

Cependant ce taux peut être augmenter en considérant la contrepartie électromagnétique. En effet le seuil de détection en coïncidence devrait pouvoir augmenter grâce à l'observation de sursauts gamma courts qui pourront être utilisés comme alerte. La sensibilité des détecteurs gravitationnels pourra alors être diminuée passant d'un rapport de signal à bruit de 12 à 8 pour ALV. Cette sensibilité améliorée augmentera d'un facteur 3 le taux de détections en coïncidence. Quant à ET, les possibilités sont grandes puisqu'il sera capable de détecter avec un détecteur électromagnétique parfait $\sim 100 - 10000$ évènements en coïncidence par an. Cela signifie que seule la sensibilité des détecteurs électromagnétiques réduisent ce taux en coïncidence à quelques dizaines de sursauts par an.

La comparaison avec d'autres taux est réalisable par deux moyens. J'ai montré qu'en corrigeant notre taux de détection en coïncidence par l'angle du jet, on obtenait des estimations du nombre d'ondes gravitationnelles attendues par an, en accord avec la plupart des autres équipes. [Ziosi et al. \(2014\)](#) a comparé quant à lui les taux déduits du nombre de sources en fonction du progéniteurs avec la FIGURE 6.1 qui reprend nos travaux présentés dans [Siellez et al. \(2014\)](#). Nous sommes en accord avec les autres équipes du point avec cette méthode, avec une moyenne conservative.

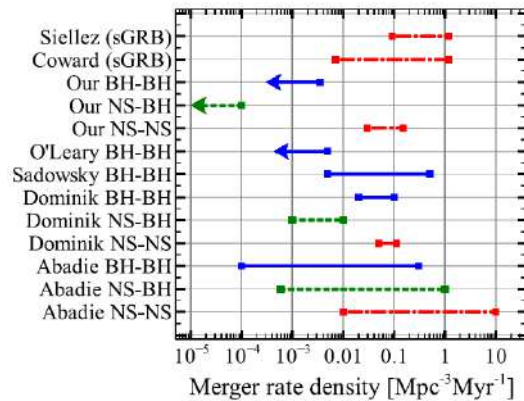


FIGURE 6.1 – Comparaison des taux de prédictions de coalescences d'EN-EN, TN-EN et TN-TN pour différents travaux. Du haut vers le bas : [Siellez et al. \(2014\)](#); [Coward et al. \(2012\)](#); [Ziosi et al. \(2014\)](#); [O'Leary et al. \(2006\)](#); [Sadowski et al. \(2008\)](#); [Dominik et al. \(2013\)](#); [Abadie et al. \(2010\)](#) - Crédits : [Ziosi et al. \(2014\)](#).

6.1.2 Implications et contraintes

Angle du jet La détection en coïncidence a de nombreuses implications. Elle permettra bien sûr de pouvoir confirmer ou infirmer le progéniteur à l'origine de l'émission des sursauts gamma courts. Mais elle permettra aussi de pouvoir améliorer les connaissances sur la physique en place. Ainsi, grâce aux simulations Monte Carlo, nous avons proposé une nouvelle méthode permettant une estimation de l'angle de demi-ouverture. Bien que valide avec ALV mais pour une faible sensibilité, il faudra attendre ET pour réellement pouvoir contraindre l'angle du jet. Cette estimateur de θ_j est noté $\hat{\theta}_j$. Sa valeur moyenne permet de converger vers la valeur moyenne de l'angle. Mais

lorsque la distribution de ce dernier est inconnue, on ne peut alors mesurer que la moyenne du cosinus de l'angle.

Stratégie pour les détecteurs électromagnétiques Les taux de détections en coïncidence sont bien plus importants pour Fermi que pour Swift et cela, quel que soit le détecteur gravitationnel utilisé. Cela vient des caractéristiques de Fermi qui présente en plus de sa très grande bande en énergie, un important champ de vue d'environ 75% du ciel lui permettant de pouvoir détecter plus de 40 sursauts gamma courts par an. L'inconvénient de Fermi et des satellites autres que Swift est le fait que l'incertitude sur la position du sursaut gamma est grande, de l'ordre d'une centaine de degrés carrés pour le GBM de Fermi. Pour pouvoir assurer un suivi électromagnétiques des contreparties gravitationnelles il faut donc que les télescopes au sol puisse scanner une grande partie du ciel avec une sensibilité suffisante. Des fermes de télescopes ont été développées dans ce but avec un champ de vue suffisamment profond pour pouvoir détecter ces émissions (Singer et al., 2015). De plus les détecteurs radio sont optimisés pour scanner de grande boîtes d'erreurs. Un effort important doit donc être fourni pour une collaboration sans faille entre les observateurs d'ondes gravitationnelles et ceux de sursauts gamma.

Afin d'aider à la détection en coïncidence, il serait utile de développer des satellites dédiés à la détection des sursauts gamma courts. Pour cela, outre un plus grand champ de vue, il faudrait augmenter la sensibilité en flux des détecteurs. Notons aussi que le champ de vue ainsi que le trigger du flux limite ("peak flux trigger") rend GBM plus sensible, alors que Swift BAT, bien que plus sensible aux SG courts au milieu de son champ de vue, perd de la sensibilité hors axe (Burns et al., 2016). Pour atteindre une détection optimisée à observer 80% des sources jusqu'à un redshift de 1, le flux limite de sensibilité doit atteindre $\sim 0.1 - 0.2 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Et puisque la distribution en redshift des EN-EN et TN-EN présente un maximum à un redshift de 2, le flux devra être réduit à $\sim 0.02 - 0.05 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour avoir 80% des sources détectées. Obtenir des détections jusqu'à cette distance est important pour l'étude cosmologiques car c'est à cet endroit que la différence entre les différents modèles est accentuée.

6.1.3 Nouvelle population

La simulation Monte-Carlo des sources de sursauts gamma courts a été réalisée sur l'échantillon de 31 sursauts gamma courts présentant un redshift. En faisant l'analyse des spectres, j'ai pu déduire les valeurs de la luminosité du pic pour chacun des sursauts. Du point de vue des simulations, j'ai utilisé différents taux de formations stellaires et aussi différents délais, situés entre 20Myr et 3000Myr. Ces simulations se sont révélées concluantes pour 80% de l'échantillon. Le reste n'a pas pu être reproduit, quels que soit les paramètres utilisés. Ces sursauts impossibles à simuler sont regroupés à bas redshift et basse luminosité.

Cette population, outre sa distance proche et sa faible luminosité, semble correspondre en moyenne à l'échantillon global de sursauts gamma courts. Il est à noter que leur *offset* est plutôt élevé, compris entre 18.5 et 320kpc, comparé à la médiane de 5kpc. Cela suggère que le progéniteur que nous avons supposé pour nos simulations est peut être quelque peu différent. Il pourrait s'agir de binaires dynamiques, formées par capture, qui semblent avoir un impact sous-estimé sur le taux de sursauts gamma observés (Hut et al., 1992). L'hypothèse d'une sous-population de sursauts gamma courts non-collapsar peut être aussi envisagée (Wanderman & Piran, 2015).

Ces sursauts à bas redshift ne peuvent être détectés après une certaine luminosité, dû à la limite en flux de Swift. Cette potentielle nouvelle population ne serait donc que le top de l'iceberg. On

peut néanmoins déduire une limite basse du taux de ces sursauts gamma courts faibles en utilisant notre set de données. On a donc 2.6 sursauts gamma courts faible par an et par Gpc³. En utilisant les angles du jet moyens compris entre 7° et 25°, on a donc un taux compris entre 28 et 256 ondes gravitationnelles détectables par an à un redshift proche. Bien que dans l'univers local, en utilisant l'*horizon* de détection de Virgo et LIGO initial, estimé à environ 60Mpc, il est normal qu'aucun d'entre eux n'aient été détecté puisqu'on obtient un taux de coïncidence à cette époque de 0.025 - 0.32 évènements par an.

6.2 Conclusion et perspectives

Le taux en coïncidence est très faible si l'on considère la population habituelle de sursauts gamma courts et varie selon les détecteurs. Les études multi-messagers requiert un travail considérable : d'un côté pour augmenter la sensibilité des détecteurs d'ondes gravitationnelles, et de l'autre pour améliorer celle des détecteurs électromagnétiques. Le taux entre Swift et ALV est dans tous les cas inférieur à 1. Ce taux est donc restreint à l'*horizon* de détection des détecteurs de seconde génération. Dans la décade qui arrive, avec la nouvelle génération de détecteur comme ET, il sera crucial de développer des satellites avec une sensibilité accrue, puisque le maximum de détections en coïncidence sera limité aux nombres de sursauts détectés par le satellite.

Le taux de coïncidence pourra augmenter si l'on considère qu'un nombre non négligeable de sursauts gamma courts peuvent se former par capture. Cette population dynamique pourrait être l'une des explications possibles à la potentielle population à bas redshift et basse luminosité que nous avons découvert. En effet comme de nombreuses sources sont faibles, on ne voit sans doute que le top de l'iceberg de cette sous-population. Il semble que les sursauts gamma courts sont donc issus pour moins de 80% d'entre eux d'une population de binaires d'étoiles à neutrons bien reproduite par les simulations. Le reste est quant à lui sujet à interprétation. Il pourrait être dû à une population avec un grand délai de formation, comme suggéré par [Nakar et al. \(2006\)](#); [Virgili et al. \(2011\)](#); [Wanderman & Piran \(2015\)](#). Il pourrait s'agir de binaires dynamiques dont la majorité ne serait pas détectés, car située à plus basse luminosité [Nakar et al. \(2006\)](#). Ils peuvent être aussi dû de la coalescence d'une étoile à neutrons avec un trou noir, présents en plus grande quantité à bas redshift et à plus basse luminosité que ce qui était prévu [Virgili et al. \(2011\)](#).

Si aucune détection en coïncidence n'est réalisable avec les satellites en gamma ou en X; il sera alors possible d'espérer obtenir un signal radio, et cela avec l'avantage de pouvoir être vu quelques semaines à quelques années après la réception du signal gravitationnel. De plus, dans le cas de rémanence orpheline on devrait pouvoir observer ce sursaut lorsque le jet est suffisamment décéléré par le milieu environnant sans focalisation [Rhoads \(1997\)](#). Il est cependant très difficile d'identifier ces émissions. Obtenir une détection en gamma et en X en coïncidence reste la meilleure source d'informations pour mieux comprendre ces évènements.

L'amélioration des détecteurs doit rester une priorité pour rendre ces détections en coïncidence possibles. Le travail en collaboration avec les détecteurs des différentes bandes d'énergie est aussi à préparer pour pouvoir réaliser l'analyse des données conjointement. Obtenir une détection en coïncidence permettra de pouvoir déterminer avec certitude le ou les progéniteurs à l'origine des sursauts gamma courts. Cela permettra aussi de mettre en lien les données issues du progéniteurs, fournies par les observations électromagnétiques, avec celles qui concernent le modèle du moteur central et sont obtenues avec les détecteurs gravitationnels. La compréhension de notre échantillon de sursauts gamma courts est cruciale dans la préparation de ces détections simultanées et dans la

Chapitre6. Conclusion finale

compréhension des potentiels différents types de progéniteurs à l'origine de ces émissions.

Bibliographie

- Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2014, *Phys. Rev. D*, 90, 102002
- Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, R., et al. 2010, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 173001
- Abbasi, R., Abdou, Y., Abu-Zayyad, T., et al. 2012, *Nature*, 484, 351
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Atwood, W. B., et al. 2008, *Science*, 322, 1218
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009a, *Nature*, 462, 331
- . 2009b, *ApJL*, 706, L138
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Arimoto, M., et al. 2009c, *Science*, 323, 1688
- . 2009d, *Science*, 323, 1688
- . 2009e, *Science*, 323, 1688
- Abramovici, A., Althouse, W. E., Drever, R. W. P., et al. 1992, *Science*, 256, 325
- Accadia, T., Acernese, F., Antonucci, F., et al. 2011, *Classical and Quantum Gravity*, 28, 114002
- Acernese, F., Agathos, M., Agatsuma, K., et al. 2015, *Classical and Quantum Gravity*, 32, 024001
- Acernese, F. for the Virgo Collaboration. 2006, *Classical and Quantum Gravity*, 23, 635
- Ackermann, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al. 2010, *ApJ*, 716, 1178
- Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2011, *ApJ*, 729, 114
- . 2014a, *Science*, 343, 42
- Ackermann, M., Albert, A., Atwood, W. B., et al. 2014b, *ApJ*, 793, 64
- Adams, T., Leong, J. R., Slutsky, J., et al. 2015, *Classical and Quantum Gravity*, 32, 135014
- Amaldi, E., Coccia, E., Cosmelli, C., et al. 1984, *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, 7, 338
- Antoniadis, J., Freire, P. C. C., Wex, N., et al. 2013, *Science*, 340, 448
- Astone, P., Bronzini, F., Bassan, M., et al. 1991, *EPL (Europhysics Letters)*, 16, 231
- Astone, P., Bassan, M., Bonifazi, P., et al. 1993, *Phys. Rev. D*, 47, 362
- Astone, P., Bassan, M., Bassan, M., et al. 1997, *Astroparticle Physics*, 7, 231

BIBLIOGRAPHIE

- Astone, P., Bassan, M., Blair, D. G., et al. 1999, *Astroparticle Physics*, 10, 83
- Astone, P., Bassan, M., Coccia, E., et al. 2013, *Phys. Rev. D*, 87, 082002
- Baggio, L., Bignotto, M., Bonaldi, M., et al. 2008, *Classical and Quantum Gravity*, 25, 095004
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- Band, D. L. 2006, *ApJ*, 644, 378
- Barnes, J., & Kasen, D. 2013, *ApJ*, 775, 18
- Belczynski, K., Holz, D. E., Fryer, C. L., et al. 2010, *ApJ*, 708, 117
- Belczynski, K., Perna, R., Bulik, T., et al. 2006, *ApJ*, 648, 1110
- Berger, E. . 2010, *ApJ*, 722, 1946
- Berger, E. 2007, *ApJ*, 670, 1254
- . 2009, *ApJ*, 690, 231
- . 2014, *Annual Review of A&A* , 52, 43
- Berger, E., Fong, W., & Chornock, R. 2013a, *ApJL*, 774, L23
- Berger, E., Fox, D. B., Price, P. A., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1000
- Berger, E., Zauderer, B. A., Levan, A., et al. 2013b, *ApJ*, 765, 121
- Bhat, P. N., Fishman, G. J., Meegan, C. A., et al. 1992, *Nature*, 359, 217
- Blair, D. G., Heng, I. S., Ivanov, E. N., & Tobar, M. E. 1998, in *Second Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments*, ed. E. Coccia, G. Veneziano, & G. Pizzella, 127
- Bloom, J. S., Fox, D., Tanvir, N. R., et al. 2009, *GRB Coordinates Network*, 9137, 1
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, *ApJ*, 123, 1111
- Bloom, J. S., Sigurdsson, S., & Pols, O. R. 1999a, *MNRAS*, 305, 763
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., et al. 1999b, *Nature*, 401, 453
- Bloom, J. S., Prochaska, J. X., Pooley, D., et al. 2006, *ApJ*, 638, 354
- Bloom, J. S., Perley, D. A., Chen, H.-W., et al. 2007, *ApJ*, 654, 878
- Boër, M., Bringer, M., Klotz, A., et al. 1999, *A&A Supplement series*, 138, 579
- Boer, M., Ricker, G., Atteia, J.-L., et al. 2005, *GRB Coordinates Network*, 3653, 1
- Bondi, H., Pirani, F. A. E., & Robinson, I. 1959, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 251, 519
- Bonifacio, P., Caffau, E., Spite, M., et al. 2015, *ArXiv e-prints*, arXiv :1504.05963
- Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., et al. 1999, *ApJ*, 524, 82

- Bromberg, O., Nakar, E., & Piran, T. 2011a, *ApJL*, 739, L55
- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T., & Sari, R. 2011b, *ApJ*, 740, 100
- . 2013, *ApJ*, 764, 179
- Burgay, M., D’Amico, N., Possenti, A., et al. 2003, *Nature*, 426, 531
- Burns, E., Connaughton, V., Zhang, B.-B., et al. 2016, *ApJ*, 818, 110
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, *Space Science Reviews*, 120, 165
- Burrows, D. N., Grupe, D., Capalbi, M., et al. 2006, *ApJ*, 653, 468
- Butler, N. R., Bloom, J. S., & Poznanski, D. 2010, *ApJ*, 711, 495
- Champion, D. J., Lorimer, D. R., McLaughlin, M. A., et al. 2004, *MNRAS*, 350, L61
- Chen, H.-Y., & Holz, D. E. 2013, *Physical Review Letters*, 111, 181101
- Christensen, L., Hjorth, J., & Gorosabel, J. 2004, *A&A*, 425, 913
- Church, R. P., Levan, A. J., Davies, M. B., & Tanvir, N. 2011, *MNRAS*, 413, 2004
- Connaughton, V. 2002, *ApJ*, 567, 1028
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783
- Covino, S., Malesani, D., Israel, G. L., et al. 2006, *A&A*, 447, L5
- Coward, D. M., Howell, E. J., Branchesi, M., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 2141
- Coward, D. M., Todd, M., Vaalsta, T. P., et al. 2010, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 27, 331
- Coward, D. M., Howell, E. J., Piran, T., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 2668
- Cucchiara, A., Levan, A. J., Fox, D. B., et al. 2011, *ApJ*, 736, 7
- Cucchiara, A., Prochaska, J. X., Perley, D., et al. 2013, *ApJ*, 777, 94
- de Ugarte Postigo, A., Castro-Tirado, A. J., Guziy, S., et al. 2006, *ApJL*, 648, L83
- Demorest, P. B., Pennucci, T., Ransom, S. M., Roberts, M. S. E., & Hessels, J. W. T. 2010, *Nature*, 467, 1081
- Dhawan, V., Mirabel, I. F., Ribó, M., & Rodrigues, I. 2007, *ApJ*, 668, 430
- Dichiara, S., Guidorzi, C., Frontera, F., & Amati, L. 2013, *ApJ*, 777, 132
- Dietz, A. 2011, *A&A*, 529, A97
- Dimmelmeier, H., Font, J. A., & Müller, E. 2002, *A&A*, 393, 523
- Dominik, M., Belczynski, K., Fryer, C., et al. 2013, *ApJ*, 779, 72
- Dominik, M., Berti, E., O’Shaughnessy, R., et al. 2015, *ApJ*, 806, 263

BIBLIOGRAPHIE

- Duncan, R. C., & Thompson, C. 1992, *ApJL*, 392, L9
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, *Nature*, 340, 126
- Einstein, A. 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769
- Einstein, A. 1918, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 154-167., 154
- Enrico Petrillo, C., Dietz, A., & Cavaglia, M. 2013, *ApJ*, 767, 140
- Fardal, M. A., Katz, N., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2007, *MNRAS*, 379, 985
- Fenimore, E. E., Epstein, R. I., Ho, C., et al. 1993, *Nature*, 366, 40
- Fenimore, E. E., Ricker, G., Atteia, J.-L., et al. 2004, *GRB Coordinates Network*, 2735, 1
- Fermi LAT Collaboration, Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *Science*, 326, 1512
- Feroci, M., den Herder, J. W., Bozzo, E., et al. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8443, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2
- Ferrero, P., Sanchez, S. F., Kann, D. A., et al. 2007, *ApJ*, 134, 2118
- Filipe Da Silva Costa, C., Costa, C. A., & Denys Aguiar, O. 2014, *Classical and Quantum Gravity*, 31, 085012
- Finn, L. S., & Chernoff, D. F. 1993, *Phys. Rev. D*, 47, 2198
- Fong, W., Berger, E., & Fox, D. B. 2010, *ApJ*, 708, 9
- Fong, W., Berger, E., Chornock, R., et al. 2011, *ApJ*, 730, 26
- Fong, W., Berger, E., Margutti, R., et al. 2012, *ApJ*, 756, 189
- Fong, W., Berger, E., Chornock, R., et al. 2013, *ApJ*, 769, 56
- Fong, W., Berger, E., Metzger, B. D., et al. 2014, *ApJ*, 780, 118
- Fox, D. B. 2009, *GRB Coordinates Network*, 9134, 1
- Fox, D. B., & Mészáros, P. 2006, *New Journal of Physics*, 8, 199
- Fox, D. B., & Ofek, E. 2007, *GRB Coordinates Network*, 6819, 1
- Fox, D. B., Frail, D. A., Price, P. A., et al. 2005, *Nature*, 437, 845
- Frontera, F., Costa, E., dal Fiume, D., et al. 1997, *A&A Supplement series*, 122, 357
- Fruchter, A. S., Levan, A. J., Strolger, L., et al. 2006, *Nature*, 441, 463
- Fryer, C. L., Woosley, S. E., & Hartmann, D. H. 1999, *ApJ*, 526, 152
- Fynbo, J. P. U., Watson, D., Thöne, C. C., et al. 2006, *Nature*, 444, 1047
- Gal-Yam, A., Fox, D. B., Price, P. A., et al. 2006, *Nature*, 444, 1053

- Galama, T., Groot, P. J., Vanparadijs, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 479
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, *Nature*, 395, 670
- Gao, W.-H., & Fan, Y.-Z. 2006, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 6, 513
- Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E., & Fox, D. B. 2009, *Annual Review of A&A*, 47, 567
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005
- Gehrels, N., Sarazin, C. L., O'Brien, P. T., et al. 2005, *Nature*, 437, 851
- Gehrels, N., Norris, J. P., Barthelmy, S. D., et al. 2006, *Nature*, 444, 1044
- Ghirlanda, G., Nava, L., Ghisellini, G., Celotti, A., & Firmani, C. 2009, *A&A*, 496, 585
- Ghosh, S., & Bose, S. 2013, *ArXiv e-prints*, arXiv :1308.6081
- Gold, T. 1968, *Nature*, 218, 731
- Goldstein, A., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2011, *ArXiv e-prints*, arXiv :1101.2458
- Golenetskii, S., Aptekar, R., Mazets, E., et al. 2005, *GRB Coordinates Network*, 4394, 1
- . 2006, *GRB Coordinates Network*, 5890, 1
- . 2007, *GRB Coordinates Network*, 6690, 1
- Golenetskii, S., Aptekar, R., Frederiks, D., et al. 2010a, *GRB Coordinates Network*, 10890, 1
- . 2010b, *GRB Coordinates Network*, 11470, 1
- . 2013, *GRB Coordinates Network*, 14771, 1
- Goodman, J. 1986, *ApJL*, 308, L47
- Greiner, J., Clemens, C., Krühler, T., et al. 2009, *A&A*, 498, 89
- Grindlay, J., Portegies Zwart, S., & McMillan, S. 2006, *Nature Physics*, 2, 116
- Groot, P. J., Galama, T. J., van Paradijs, J., et al. 1997, *IAU Circ.*, 6584, 1
- Grupe, D., Burrows, D. N., Patel, S. K., et al. 2006, *ApJ*, 653, 462
- Guetta, D., & Piran, T. 2005, *A&A*, 435, 421
- . 2006, *A&A*, 453, 823
- Guetta, D., & Stella, L. 2009, *A&A*, 498, 329
- Hanami, H. 1997, *ApJ*, 491, 687
- Harrison, F. A., Bloom, J. S., Frail, D. A., et al. 1999, *ApJL*, 523, L121
- Harry, G. M., & LIGO Scientific Collaboration. 2010, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 084006
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Nature*, 217, 709

BIBLIOGRAPHIE

- Hjorth, J., & Bloom, J. S. 2012, *The Gamma-Ray Burst - Supernova Connection*, 169–190
- Hobbs, G., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., & Kramer, M. 2005, *MNRAS*, 360, 974
- Hopkins, A. M., & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
- Hopman, C., Guetta, D., Waxman, E., & Portegies Zwart, S. 2006, *ApJL*, 643, L91
- Howell, E. J., Coward, D. M., Stratta, G., Gendre, B., & Zhou, H. 2014, *MNRAS*, 444, 15
- Huang, K. Y., Urata, Y., Filippenko, A. V., et al. 2005, *ApJL*, 628, L93
- Hulse, R. A., & Taylor, J. H. 1975, *ApJL*, 195, L51
- Hümmer, S., Baerwald, P., & Winter, W. 2012, *Physical Review Letters*, 108, 231101
- Hunt, L. K., Palazzi, E., Michałowski, M. J., et al. 2014, *A&A*, 565, A112
- Hut, P., McMillan, S., Goodman, J., et al. 1992, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 104, 981
- Jègues-Wolkiewiez, C. 2015, *L'ethnoastronomie nouvelle appréhension de l'art préhistorique (Editions du Puits de Roulle)*
- Kalogera, V., Kim, C., Lorimer, D. R., et al. 2004, *ApJL*, 614, L137
- Kelley, L. Z., Mandel, I., & Ramirez-Ruiz, E. 2013, *Phys. Rev. D*, 87, 123004
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJL*, 182, L85
- Klotz, A., Boër, M., Atteia, J. L., & Gendre, B. 2009, *ApJ*, 137, 4100
- Klotz, A., Vachier, F., & Boër, M. 2008, *Astronomische Nachrichten*, 329, 275
- Kocevski, D., Thöne, C. C., Ramirez-Ruiz, E., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 963
- Kochanek, C. S., & Piran, T. 1993, *ApJL*, 417, L17
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *ApJL*, 413, L101
- Landau, L., & Lifshitz, E. 1962, *The classical theory of Fields* (Pergamon, Oxford)
- Lazzati, D., Ramirez-Ruiz, E., & Ghisellini, G. 2001, *A&A*, 379, L39
- Lee, W. H., Ramirez-Ruiz, E., & van de Ven, G. 2010, *ApJ*, 720, 953
- Leibler, C. N., & Berger, E. 2010, *ApJ*, 725, 1202
- Levesque, E. M., Bloom, J. S., Butler, N. R., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 963
- Lien, A., Sakamoto, T., Gehrels, N., et al. 2014, *ApJ*, 783, 24
- LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration, Aasi, J., et al. 2013, *ArXiv e-prints*, arXiv :1304.0670
- Lithwick, Y., & Sari, R. 2001, *ApJ*, 555, 540

- Lü, H.-J., Liang, E.-W., Zhang, B.-B., & Zhang, B. 2010, *ApJ*, 725, 1965
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, *Annual Review of A&A*, 52, 415
- Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
- Maraston, C. 2005, *MNRAS*, 362, 799
- Margutti, R., Berger, E., Fong, W., et al. 2012, *ApJ*, 756, 63
- Maselli, A., Beardmore, A. P., Lien, A. Y., et al. 2013, *GRB Coordinates Network*, 14448, 1
- Mauceli, E., Geng, Z. K., Hamilton, W. O., et al. 1996, *Phys. Rev. D*, 54, 1264
- Mészáros, P. 2014, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 256, 241
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 1997, *ApJ*, 476, 232
- . 2010, *ApJ*, 715, 967
- Metzger, B. D., & Berger, E. 2012, *ApJ*, 746, 48
- Metzger, B. D., Giannios, D., Thompson, T. A., Bucciantini, N., & Quataert, E. 2011, *MNRAS*, 413, 2031
- Metzger, B. D., Quataert, E., & Thompson, T. A. 2008, *MNRAS*, 385, 1455
- Misner, C., Thorne, K., & Wheeler, J. 1973, *Gravitation* (Freeman and co, New York)
- Moore, C. J., Cole, R. H., & Berry, C. P. L. 2015, *Classical and Quantum Gravity*, 32, 015014
- Moss, G. E., Miller, L. R., & Forward, R. L. 1971, *Applied Optics*, 10, 2495
- Mou, G., Yuan, F., Bu, D., Sun, M., & Su, M. 2014, *ApJ*, 790, 109
- Murphy, T., Chatterjee, S., Kaplan, D. L., et al. 2013, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 30, 6
- Nagamine, K., Ostriker, J. P., Fukugita, M., & Cen, R. 2006, *ApJ*, 653, 881
- Nakar, E. 2007, *Physics Reports*, 442, 166
- Nakar, E., Gal-Yam, A., & Fox, D. B. 2006, *ApJ*, 650, 281
- Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJL*, 395, L83
- Nava, L., Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Celotti, A. 2011, *A&A*, 530, A21
- Nemiroff, R. J. 1994, *Comments on Astrophysics*, 17, 189
- Nicuesa Guelbenzu, A., Klose, S., Rossi, A., et al. 2011, *A&A*, 531, L6
- Nicuesa Guelbenzu, A., Klose, S., Greiner, J., et al. 2012, *A&A*, 548, A101
- Nissanke, S., Kasliwal, M., & Georgieva, A. 2013, *ApJ*, 767, 124

BIBLIOGRAPHIE

- Nomoto, K., & Kondo, Y. 1991, *ApJL*, 367, L19
- Norris, J. P., & Bonnell, J. T. 2006, *ApJ*, 643, 266
- Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, *ApJ*, 642, 389
- O'Brien, P. T., & Tanvir, N. R. 2009, *GRB Coordinates Network*, 9136, 1
- O'Leary, R. M., Rasio, F. A., Fregeau, J. M., Ivanova, N., & O'Shaughnessy, R. 2006, *ApJ*, 637, 937
- Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, *ApJS*, 122, 465
- Pacini, F. 1967, *Nature*, 216, 567
- Paczynski, B. 1986, *ApJL*, 308, L43
- . 1995, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107, 1167
- Pagani, C., D'Elia, V., Page, K. L., Palmer, D. M., & Ukwatta, T. N. 2015, *GRB Coordinates Network*, 17728, 1
- Pal'Shin, V. 2009a, *GRB Coordinates Network*, 9345, 1
- . 2009b, *GRB Coordinates Network*, 9344, 1
- Perley, D. A. 2013, *GRB Coordinates Network*, 15319, 1
- Perley, D. A., Modjaz, M., Morgan, A. N., et al. 2012, *ApJ*, 758, 122
- Perley, D. A., Li, W., Chornock, R., et al. 2008, *ApJ*, 688, 470
- Perley, D. A., Metzger, B. D., Granot, J., et al. 2009, *ApJ*, 696, 1871
- Perley, D. A., Cenko, S. B., Corsi, A., et al. 2014, *ApJ*, 781, 37
- Perna, R., & Belczynski, K. 2002, *ApJ*, 570, 252
- Piran, T., Nakar, E., & Rosswog, S. 2013, *MNRAS*, 430, 2121
- Portegies Zwart, S. F., & Yungelson, L. R. 1998, *A&A*, 332, 173
- Prasad Modak, K., Majumdar, D., & Rakshit, S. 2015, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 3, 11
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, *ApJS*, 126, 19
- Prochaska, J. X., Bloom, J. S., Chen, H.-W., et al. 2006, *ApJ*, 642, 989
- Punturo, M., et al. 2010, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 194002
- Qin, Y.-P., Xie, G.-Z., Xue, S.-J., et al. 2000, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 52, 759
- Rau, A., McBreen, S., & Kruehler, T. 2009, *GRB Coordinates Network*, 9353, 1
- Rees, M. J. 1966, *Nature*, 211, 468
- Rees, M. J., & Meszaros, P. 1994, *ApJL*, 430, L93

- Regimbau, T. 2011, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 11, 369
- Regimbau, T., & Hughes, S. A. 2009, *Phys. Rev. D*, 79, 062002
- Regimbau, T., Meacher, D., & Coughlin, M. 2014, *Phys. Rev. D*, 89, 084046
- Regimbau, T., Siellez, K., Meacher, D., Gendre, B., & Boër, M. 2015, *ApJ*, 799, 69
- Regimbau, T., Dent, T., Del Pozzo, W., et al. 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 122001
- Rhoads, J. E. 1997, *ApJL*, 487, L1
- . 1999, *ApJ*, 525, 737
- Rowlinson, A., O'Brien, P. T., Metzger, B. D., Tanvir, N. R., & Levan, A. J. 2013, *MNRAS*, 430, 1061
- Rowlinson, A., Wiersema, K., Levan, A. J., et al. 2010, *MNRAS*, 408, 383
- Sadowski, A., Belczynski, K., Bulik, T., et al. 2008, *ApJ*, 676, 1162
- Sakamoto, T., Lamb, D. Q., Kawai, N., et al. 2005, *ApJ*, 629, 311
- Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2011, *ApJS*, 195, 2
- Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W., et al. 2012, *GRB Coordinates Network*, 13614, 1
- Sakamoto, T., Troja, E., Aoki, K., et al. 2013, *ApJ*, 766, 41
- Salvaterra, R., Della Valle, M., Campana, S., et al. 2009, *Nature*, 461, 1258
- Savaglio, S., Glazebrook, K., & Le Borgne, D. 2009, *ApJ*, 691, 182
- Schwartz, D. A. 2004, *International Journal of Modern Physics D*, 13, 1239
- Siellez, K., Boër, M., & Gendre, B. 2014, *MNRAS*, 437, 649
- Singer, L. P., Kasliwal, M. M., Cenko, S. B., et al. 2015, *ApJ*, 806, 52
- Soderberg, A. M., Berger, E., Kasliwal, M., et al. 2006, *ApJ*, 650, 261
- Springel, V., & Hernquist, L. 2003, *MNRAS*, 339, 312
- Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M., et al. 2003, *ApJL*, 591, L17
- Starling, R. L. C. 2008, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 366, 4393
- Stone, N., Loeb, A., & Berger, E. 2013, *Phys. Rev. D*, 87, 084053
- Stratta, G., D'Avanzo, P., Piranomonte, S., et al. 2007, *A&A*, 474, 827
- Stratta, G., Gendre, B., Atteia, J. L., et al. 2013, *ApJ*, 779, 66
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *ApJ*, 724, 1044
- Tanvir, N. R., Levan, A. J., Fruchter, A. S., et al. 2013, *Nature*, 500, 547
- Taylor, J. H., & Weisberg, J. M. 1982, *ApJ*, 253, 908

BIBLIOGRAPHIE

- The LIGO Scientific Collaboration, Aasi, J., Abbott, B. P., et al. 2015, *Classical and Quantum Gravity*, 32, 074001
- Thöne, C. C., Campana, S., Lazzati, D., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 479
- Thorne, K. 1987, *300 years of Gravitation* (Cambridge University Press)
- Thorsett, S. E., & Chakrabarty, D. 1999, *ApJ*, 512, 288
- Tornatore, L., Borgani, S., Dolag, K., & Matteucci, F. 2007, *MNRAS*, 382, 1050
- Troja, E., King, A. R., O'Brien, P. T., Lyons, N., & Cusumano, G. 2008, *MNRAS*, 385, L10
- Tueller, J., Antonelli, L. A., Barthelmy, S., et al. 2005, *GRB Coordinates Network*, 3005, 1
- Usov, V. V. 1992, *ApJ*, 389, 635
- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, *Nature*, 386, 686
- Vangioni, E., Olive, K. A., Prestegard, T., et al. 2015, *MNRAS*, 447, 2575
- Vestrand, W. T., Borozdin, K. N., Brumby, S. P., et al. 2002, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4845, *Advanced Global Communications Technologies for Astronomy II*, ed. R. I. Kibrick, 126–136
- Villasenor, J. S., Lamb, D. Q., Ricker, G. R., et al. 2005, *Nature*, 437, 855
- Virgili, F. J., Qin, Y., Zhang, B., & Liang, E. 2012, *MNRAS*, 424, 2821
- Virgili, F. J., Zhang, B., O'Brien, P., & Troja, E. 2011, *ApJ*, 727, 109
- Wanderman, D., & Piran, T. 2010, *MNRAS*, 406, 1944
- . 2015, *MNRAS*, 448, 3026
- Waxman, E. 1995, *Physical Review Letters*, 75, 386
- Waxman, E., & Bahcall, J. 1997, *Physical Review Letters*, 78, 2292
- Weber, J. 1969, *Physical Review Letters*, 22, 1320
- Weisberg, J. M., & Taylor, J. H. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 328, *Binary Radio Pulsars*, ed. F. A. Rasio & I. H. Stairs, 25
- Wijers, R. A. M. J., Bloom, J. S., Bagla, J. S., & Natarajan, P. 1998, *MNRAS*, 294, L13
- Wilkins, S. M., Trentham, N., & Hopkins, A. M. 2008, *MNRAS*, 385, 687
- Willingale, R., O'Brien, P. T., Osborne, J. P., et al. 2007, *ApJ*, 662, 1093
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273
- Woosley, S. E., & Heger, A. 2006, *ApJ*, 637, 914
- Wright, C. M., & De Geer, L.-E. 2017, *Science Global Security* 25, 95
- Xin, L.-P., Liang, E.-W., Wei, J.-Y., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 27

- Yang, B., Jin, Z.-P., Li, X., et al. 2015, *Nature Communications*, 6, 7323
- Yoon, S.-C., Podsiadlowski, P., & Rosswog, S. 2007, *MNRAS*, 380, 933
- Yost, S. A., Harrison, F. A., Sari, R., & Frail, D. A. 2003, *ApJ*, 597, 459
- Yost, S. A., Aharonian, F., Akerlof, C. W., et al. 2006, *Astronomische Nachrichten*, 327, 803
- Yu, Y. B., Wu, X. F., Huang, Y. F., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 3642
- Zendri, J.-P., Baggio, L., Bignotto, M., et al. 2002, *Classical and Quantum Gravity*, 19, 1925
- Zhang, B. 2007, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 7, 1
- Zhang, B., Fan, Y. Z., Dyks, J., et al. 2006, *ApJ*, 642, 354
- Zhang, B., Zhang, B.-B., Virgili, F. J., et al. 2009, *ApJ*, 703, 1696
- Zhang, Z. B., Chen, D. Y., & Huang, Y. F. 2012, *ApJ*, 755, 55
- Zheng, Z., & Ramirez-Ruiz, E. 2007, *ApJ*, 665, 1220
- Ziosi, B. M., Mapelli, M., Branchesi, M., & Tormen, G. 2014, *MNRAS*, 441, 3703
- Zitouni, H., Guessoum, N., Azzam, W. J., & Mochkovitch, R. 2015, *Astrophysics and Space Science*, 357, 7

BIBLIOGRAPHIE

Appendices

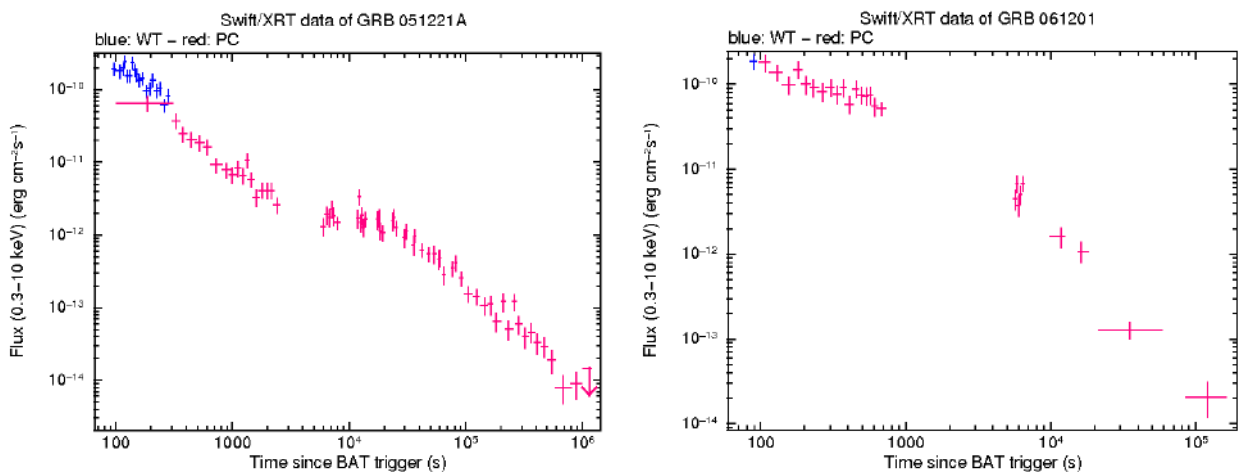
Annexe A

Analyses

A.1 Courbes de lumière

On a regroupé les courbes de lumière disponibles de l'échantillon des sursauts gamma courts, présentés dans le CHAPITRE 2. Le sursaut détecté par HETE-2 : GRB 070809 ne présente aucune courbe de lumière. De plus, pour les sursauts GRB 070923 et GRB 090417A, le XRT n'a pas réussi la prise de données. La FIGURE A.2 regroupent les courbes de lumière ne présentant pas assez de coups pour en déduire l'allure de la courbe, ou avec trop de bruit. La FIGURE A.1 rassemble les sursauts présentant une phase plateau, et la FIGURE A.3 celles qui, au contraire, n'en présentent aucun. Notons qu'aucun test statistique n'a été réalisé pour décider des courbes présentant un plateau ou non.

FIGURE A.1 – Présence d'une phase plateau



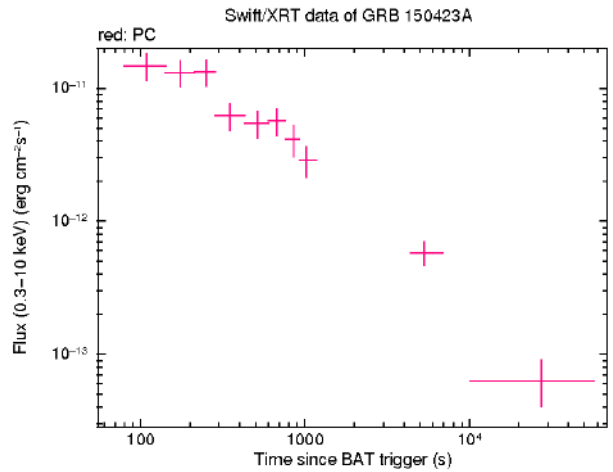
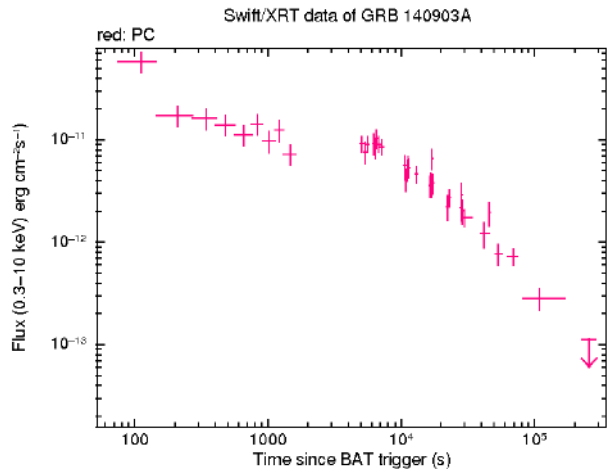
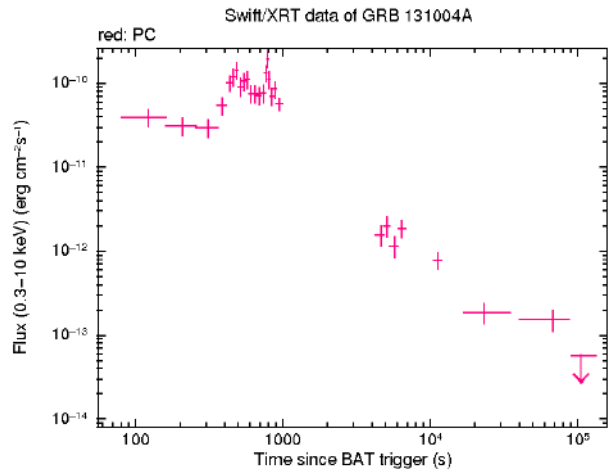
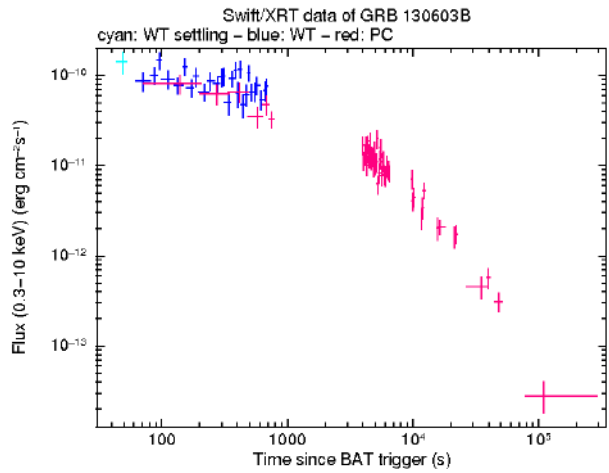
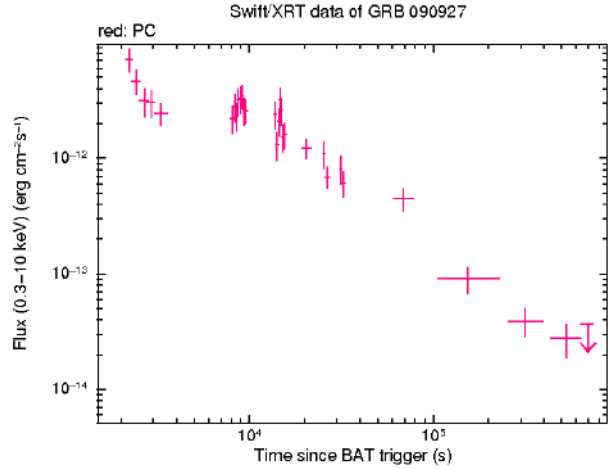
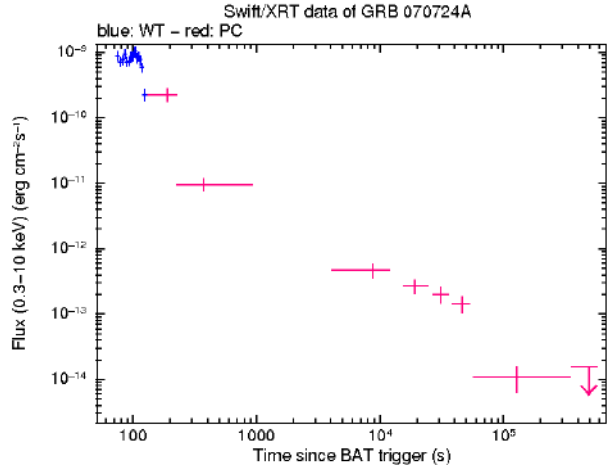
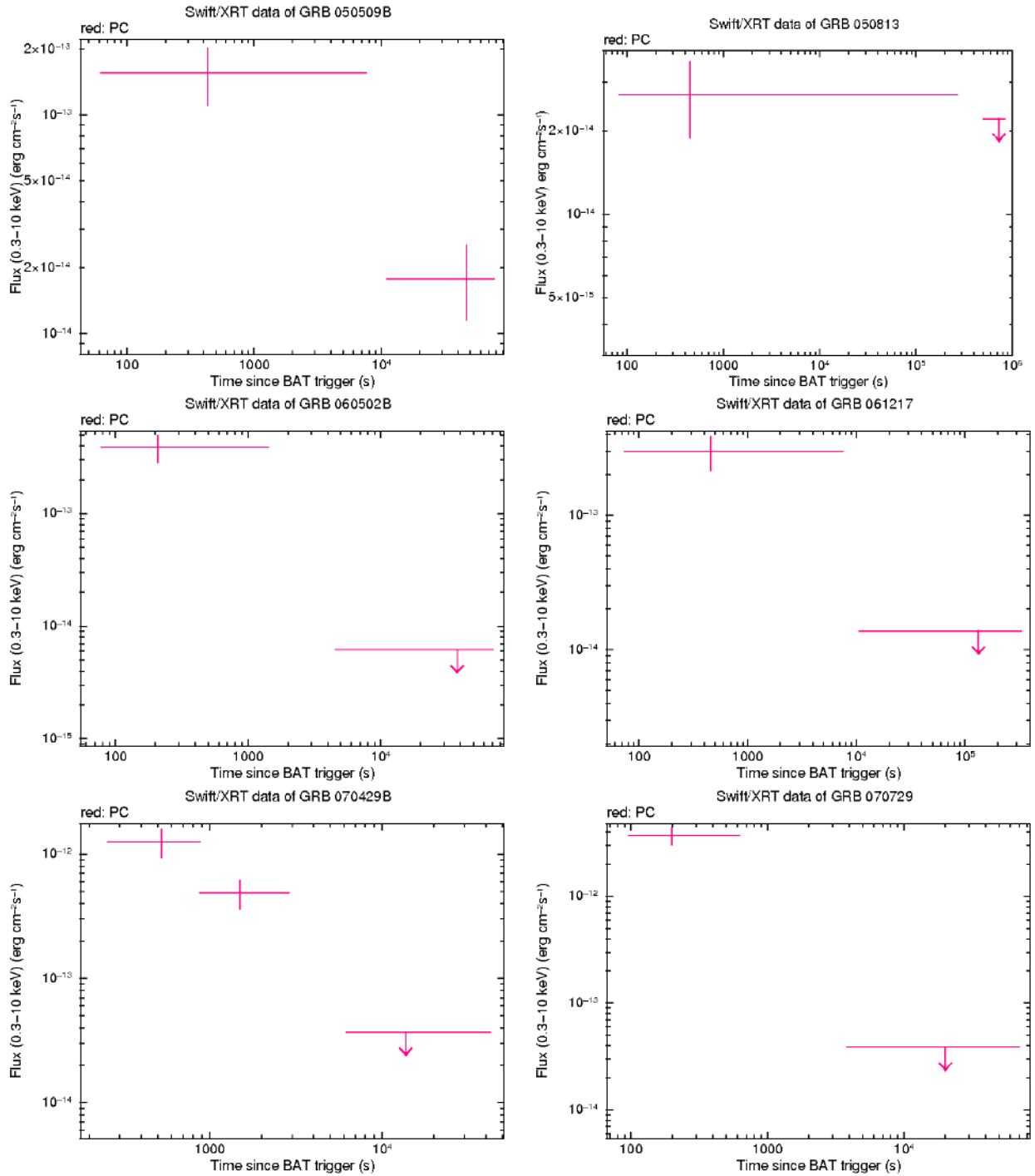


FIGURE A.2 – Pas assez de données



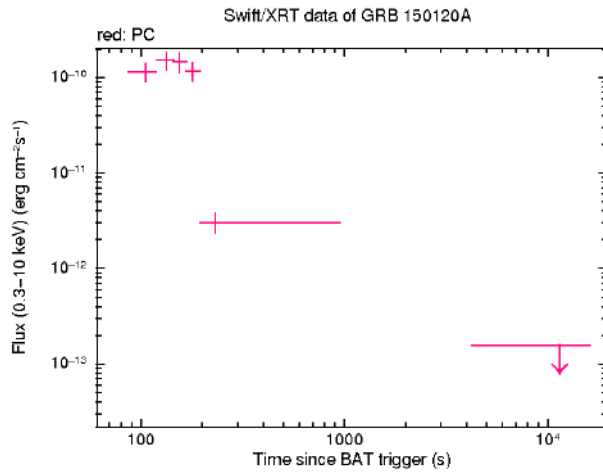
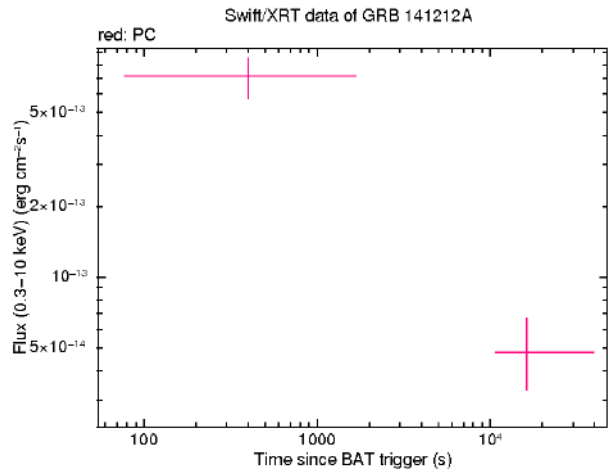
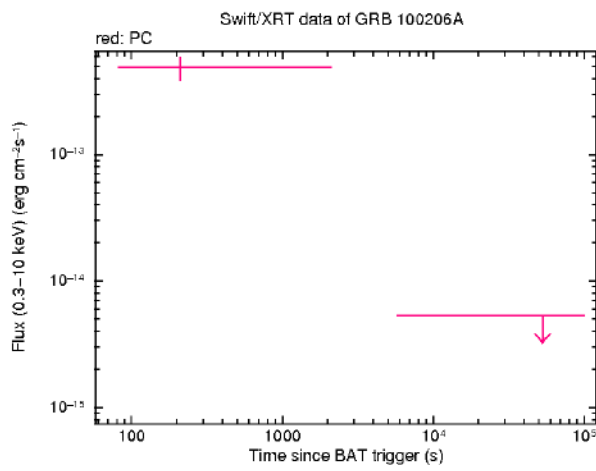
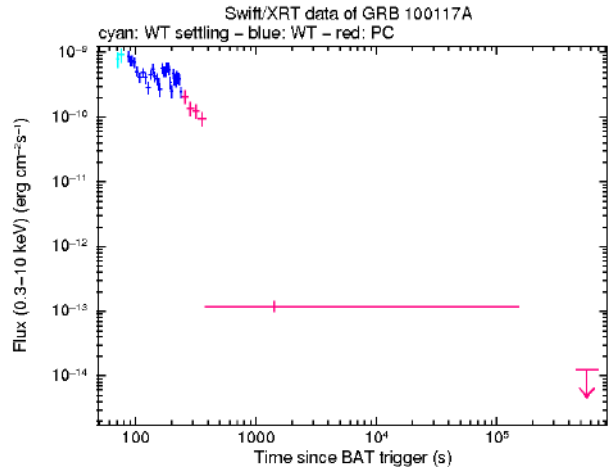
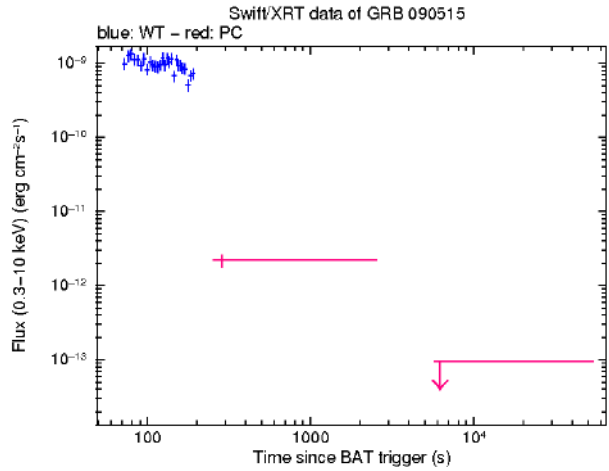
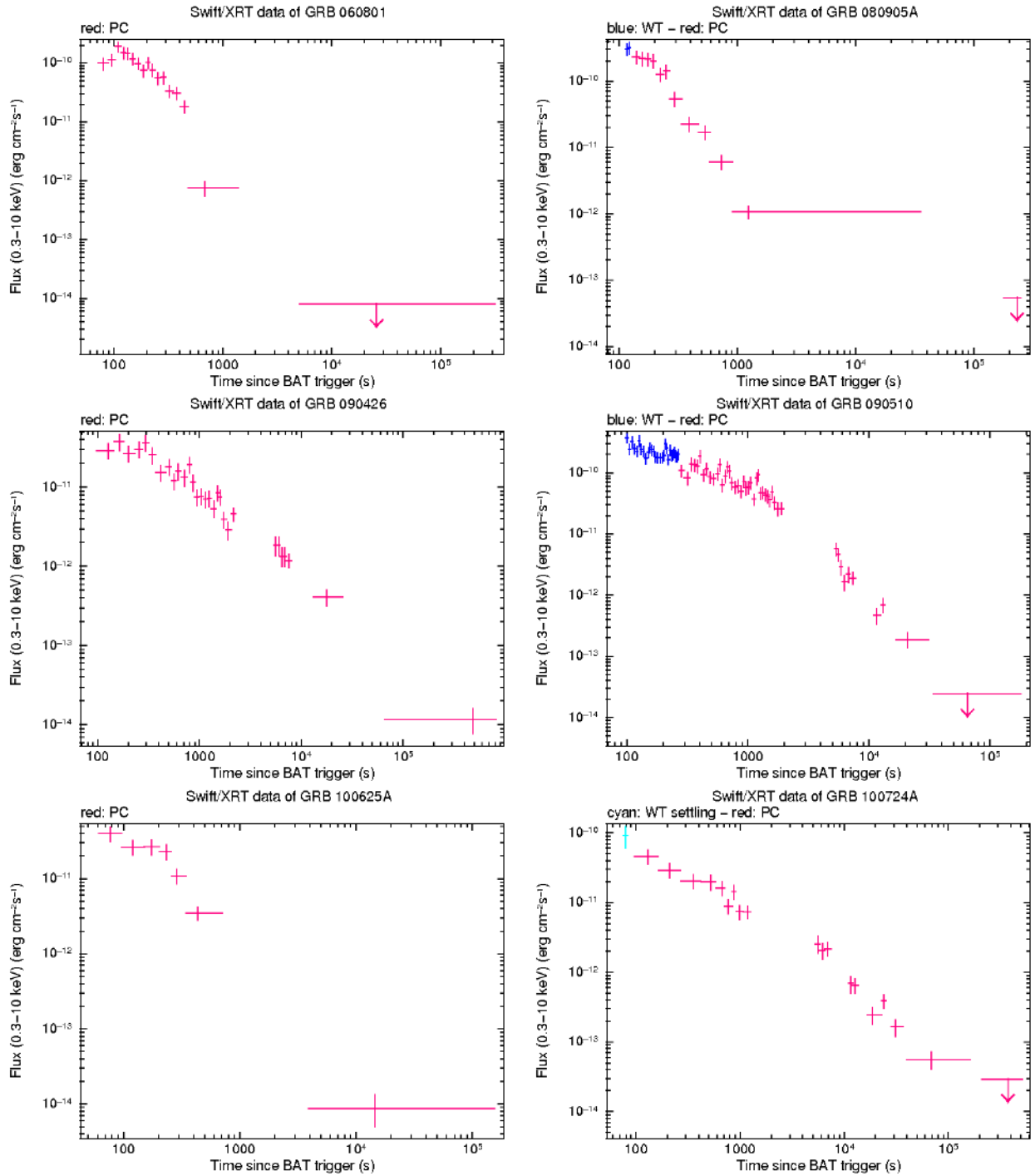
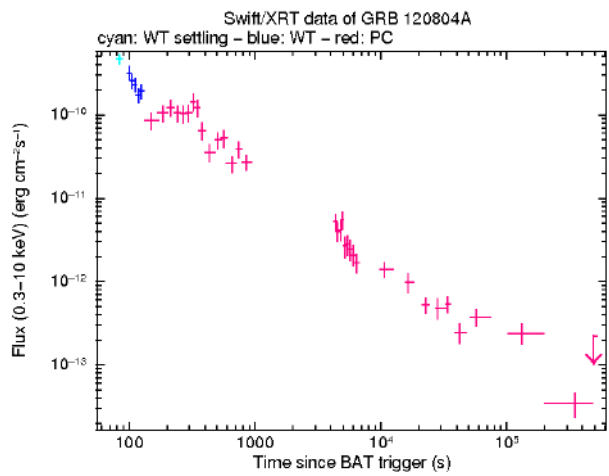
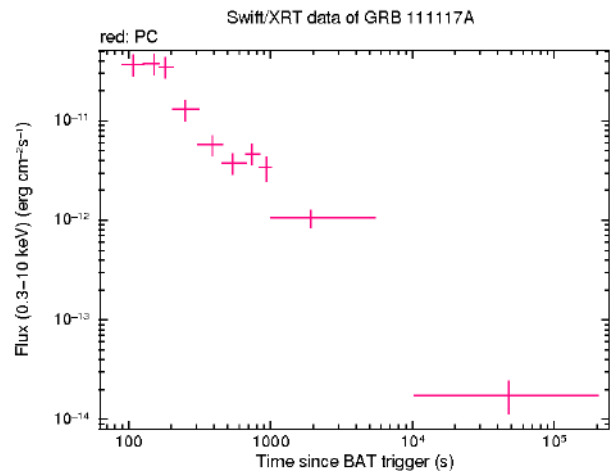
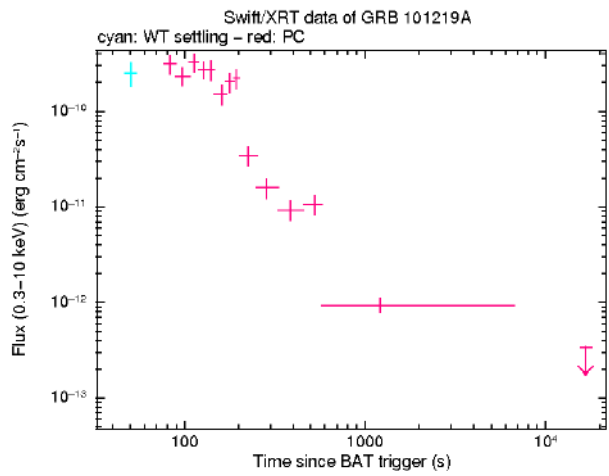


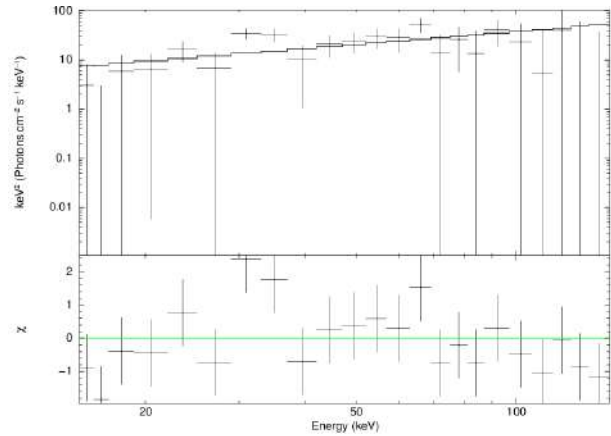
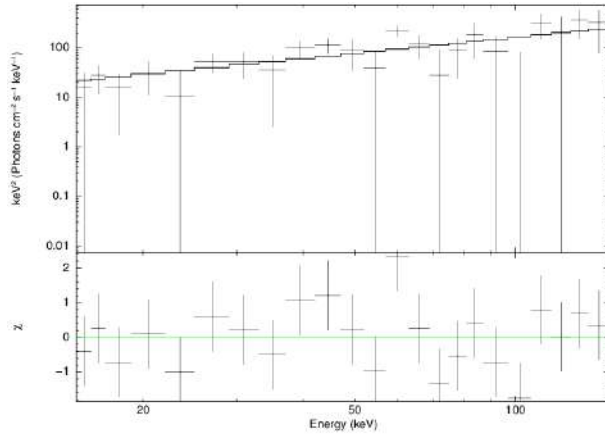
FIGURE A.3 – Absence de phase plateau



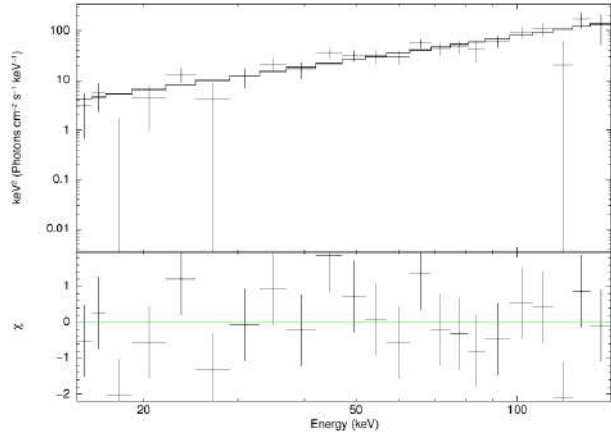
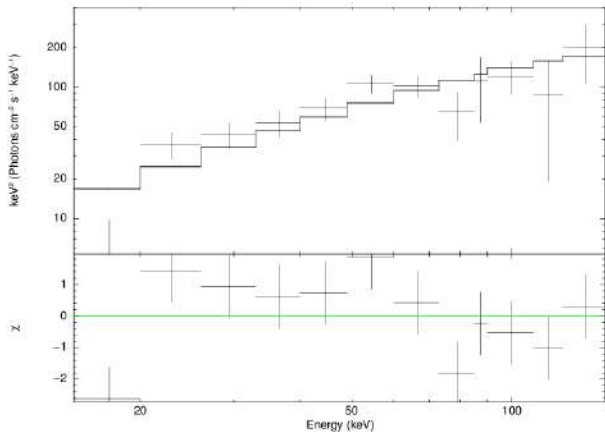


A.2 Analyse spectrale

A.2.1 Spectres

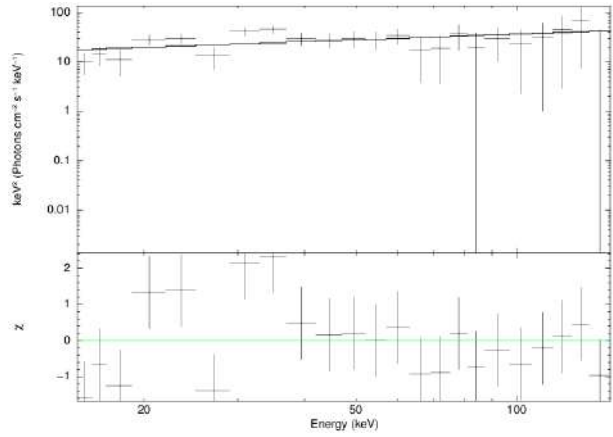
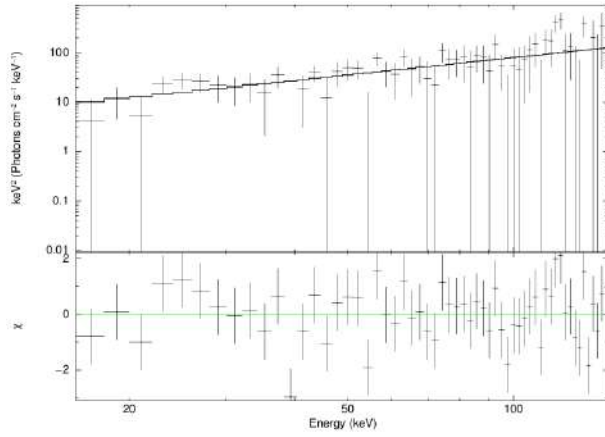


(a) GRB 050509B : spectre avec modèle de loi de puissance sur 23 bins. (b) GRB 050813 : spectre avec modèle de loi de puissance sur 23 bins.

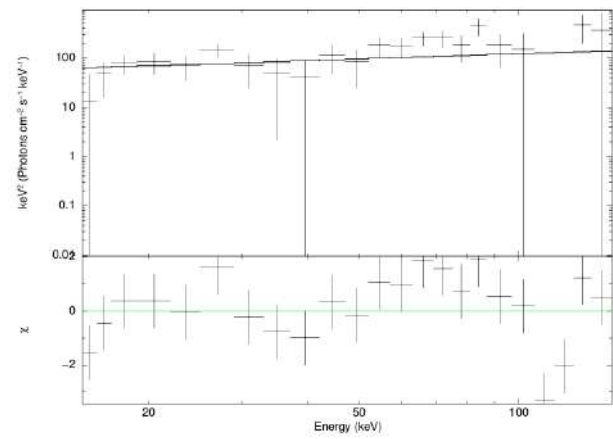
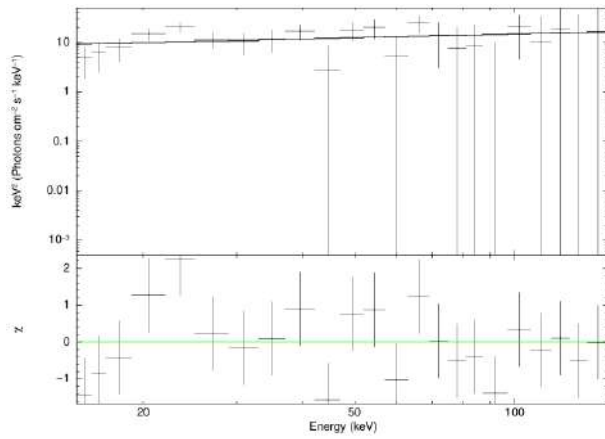


(a) GRB 060503B : spectre avec modèle de loi de puissance sur 12 bins. (b) GRB 060801 : spectre avec modèle de loi de puissance sur 23 bins.

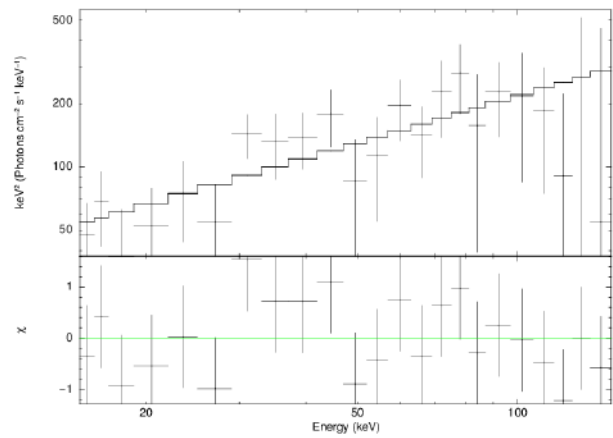
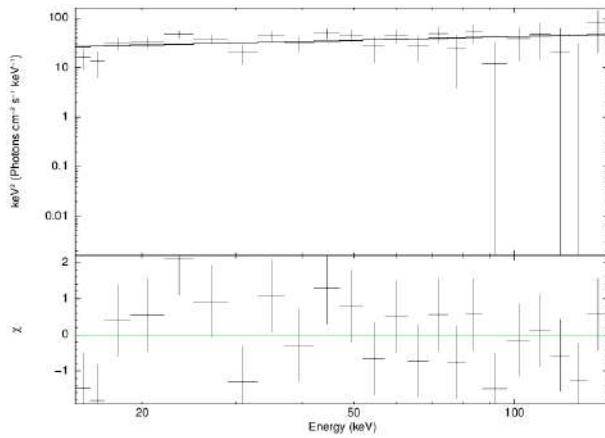
Chapitre A. Analyses



(a) GRB 061217 : spectre avec modèle de loi de puissance (b) GRB 070429 : spectre avec modèle de loi de puissance sur 58 bins.

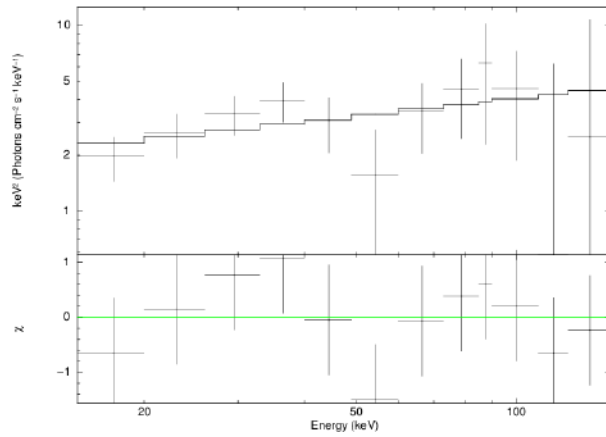


(a) GRB 070724A : spectre avec modèle de loi de puissance (b) GRB 090417A : spectre avec modèle de loi de puissance sur 23 bins.

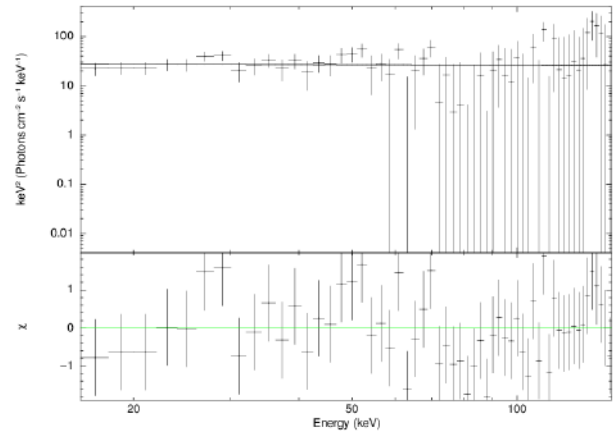


(a) GRB 090426 : spectre avec modèle de loi de puissance (b) GRB 090515 : spectre avec modèle de loi de puissance sur 23 bins.

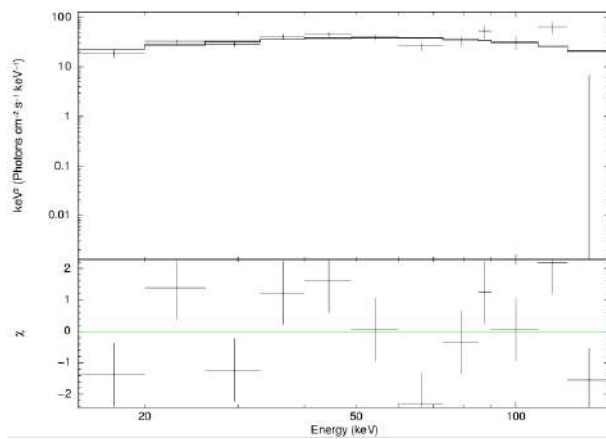
A.2. Analyse spectrale



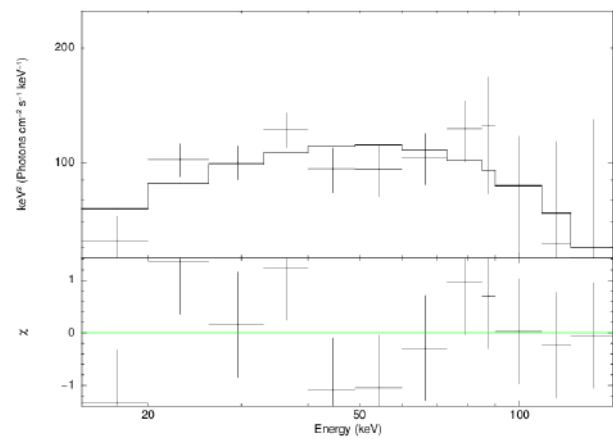
(a) GRB 090927 : spectre avec modèle de loi de puissance sur 12 bins.



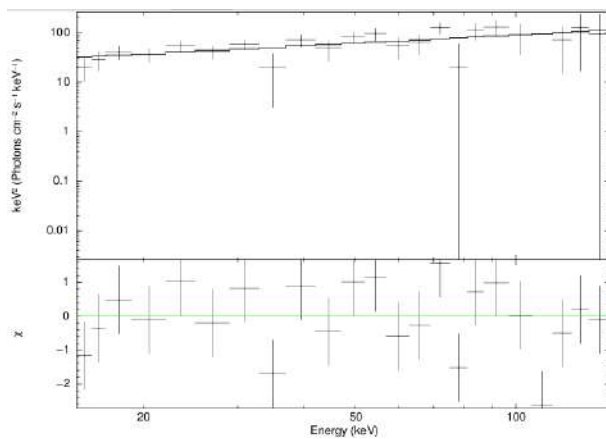
(b) GRB 100724A : spectre avec modèle de loi de puissance sur 58 bins.



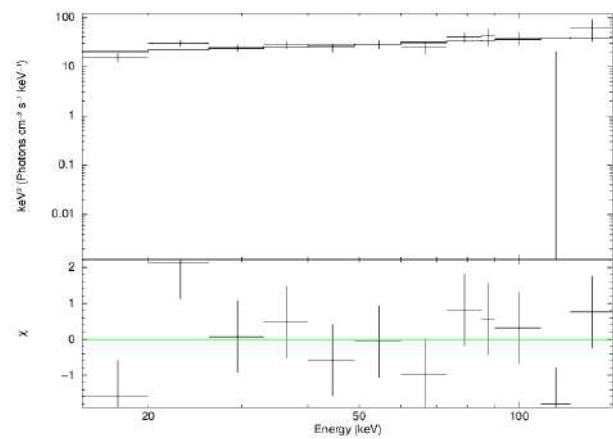
(a) GRB 131004 : spectre avec modèle de loi de puissance sur 12 bins.



(b) GRB 140903A : spectre avec modèle de loi de puissance sur 12 bins.



(a) GRB 141212A : spectre avec modèle de loi de puissance sur 23 bins.



(b) GRB 150120A : spectre avec modèle de loi de puissance sur 12 bins.

A.2.2 Progamme

Ces spectres ont été réalisés sur la base d'un script que j'ai créé. Pour le lancer il est nécessaire d'avoir installé tous les tools fournis par Swift, et notamment le BATGRBPRODUCT.

Le scipt `spectre.sh` permet de créer les spectres selon différents binning B et les fichiers `binB.xcm` permettent de créer les modèles associés à ces spectres selon le modèle de loi de puissance ou de Band, et d'extraire les paramètres dans des fichiers textes. Il est important de noter que j'ai créé ces routines pour avoir une base, sur laquelle j'ai ensuite pu retravailler les spectres les plus intéressants.

Pour démarrer les scripts suivre les commandes

```
$ ftools  
$ setcaldb  
$./spectre.sh
```

Tous les guides et softwares sont disponibles sur <http://swift.gsfc.nasa.gov/analysis/>.

Le script du BATGRBPRODUCT est décrit ici : <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/caldb/help/batgrbproduct.html>

De nombreux tutoriels ont été réalisés lors d'un workshop : <http://grbworkshop.wikidot.com/s9-10-swift-bat>

FICHER spectre.sh

```
#!/bin/bash

#lecture du fichier texte : table_swift.txt. Il contient la correspondance entre le nom du sursaut en
colonne d, sa date en a, son mois en b, et sa séquence d'identification en c
while read a b c d
do

#####
##### TELECHARGEMENT#####
#####

##création du répertoire du sursaut
mkdir GRB"$d"

##entrer dans ce dossier
cd GRB"$d"

##téléchargement des données par le ftp de swift
wget -S --passive-ftp ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/swift/data/obs/"$a"_"$b"/"$c".tar

##détarage des données
tar -xvf "$c".tar

##dézippage des fichiers dont on aura besoin par la suite
cd "$c"/bat/event
gunzip *
cd ../../..

#####
##### BATGRBPRODUCT #####
#####

## Création du dossier qui va contenir les données sur lesquelles on va travailler pour les spectres
mkdir process_bat
cd process_bat

##création des données de spectre avec batgrbproduct
batgrbproduct /data/ksiellez/automatic/GRB"$d"/"$c" ./

#####
##### BINING #####
#####

cd pha
mkdir process_spectra
cd ..

## renommer les fichiers pour ne pas utiliser $c ou $b dans l'appel des fichiers via batbinevt ou tout
autre bat ftools
cp events/sw"$c"b_preslew.evt events/preslew.evt
```

```
cp auxil/sw"$c"b_qmap.fits auxil/qmap.fits
cp gti/sw"$c"b_dur.gti gti/dur.gti
cp auxil/sw"$c"b_all.evau auxil/all.evau
```

#Bining de 6

```
#Accumulating spectrum for energy bins 15-20,20-30,30-50,50-80,80-110,110-150 and time interval
gti/sw"$c"b_dur.gti[GTI_TOT]
```

```
batbinevt infile='events/preslew.evt' outfile='pha/process_spectra/bin_6.pha' outtype=PHA
timedel=0 timebinalg=uniform energybins='15-20,20-30,30-50,50-80,80-110,110-150'
detmask='auxil/qmap.fits' ecol=ENERGY weighted=YES outunits='RATE' gtifile='gti/dur.gti[GTI_TOT]'
clobber=yes
```

```
#Updating spectral keyword for pha/process_spectra/bin_6.pha
batupdatephakw infile='pha/process_spectra/bin_6.pha' auxfile='auxil/all.evau'
```

```
#Updating systematic error for pha/process_spectra/bin_6.pha
batphasyerr infile='pha/process_spectra/bin_6.pha' syserrfile=CALDB
```

```
#Creating GRB response matrix for this binig
batdrngen infile='pha/process_spectra/bin_6.pha' outfile='pha/process_spectra/bin_6.rsp'
chatter=2 clobber=yes 'hkfile=NONE'
```

#Bining de 12

```
#Accumulating spectrum for energy bins 15-20,20-26,26-33,33-40,40-49,49-60,60-73,73-85,85-90,90-
110,110-125,125-150 and time interval gti/sw"$c"b_dur.gti[GTI_TOT]
```

```
batbinevt infile='events/preslew.evt' outfile='pha/process_spectra/bin_12.pha' outtype=PHA
timedel=0 timebinalg=uniform energybins='15-20,20-26,26-33,33-40,40-49,49-60,60-73,73-85,85-
90,90-110,110-125,125-150' detmask='auxil/qmap.fits' ecol=ENERGY weighted=YES outunits='RATE'
gtifile='gti/dur.gti[GTI_TOT]' clobber=yes
```

```
#Updating spectral keyword for pha/process_spectra/bin_12.pha
batupdatephakw infile='pha/process_spectra/bin_12.pha' auxfile='auxil/all.evau'
```

```
#Updating systematic error for pha/process_spectra/bin_12.pha
batphasyerr infile='pha/process_spectra/bin_12.pha' syserrfile=CALDB
```

```
#Creating GRB response matrix for this binig
batdrngen infile='pha/process_spectra/bin_12.pha' outfile='pha/process_spectra/bin_12.rsp'
chatter=2 clobber=yes 'hkfile=NONE'
```

#Bining de 23

```
#Accumulating spectrum for energy bins 15-16,16-17,17-19,19-22,22-25,25-29,29-33,33-37,37-42,42-
47,47-52,52-57,57-63,63-69,69-75,75-81,81-87,87-97,97-107,107-117,117-127,127-137,137-150 and
time interval gti/sw"$c"b_dur.gti[GTI_TOT]
```

```
batbinevt infile='events/preslew.evt' outfile='pha/process_spectra/bin_23.pha' outtype=PHA
timedel=0 timebinalg=uniform energybins='15-16,16-17,17-19,19-22,22-25,25-29,29-33,33-37,37-
42,42-47,47-52,52-57,57-63,63-69,69-75,75-81,81-87,87-97,97-107,107-117,117-127,127-137,137-
150' detmask='auxil/qmap.fits' ecol=ENERGY weighted=YES outunits='RATE'
gtifile='gti/dur.gti[GTI_TOT]' clobber=yes
```

```
#Updating spectral keyword for pha/process_spectra/bin_23.pha
batupdatephakw infile='pha/process_spectra/bin_23.pha' auxfile='auxil/all.evauX'

#Updating systematic error for pha/process_spectra/bin_23.pha
batphasyserr infile='pha/process_spectra/bin_23.pha' syserrfile=CALDB

#Creating GRB response matrix for this binig
batdrngen infile='pha/process_spectra/bin_23.pha' outfile='pha/process_spectra/bin_23.rsp'
chatter=2 clobber=yes 'hkfile=NONE'

#Bining de 58

#Accumulating spectrum for energy bins CALDB:80 channels and time interval
gti/sw"$c"b_dur.gti[GTI_TOT]
batbinevt infile='events/preslew.evt' outfile='pha/process_spectra/bin_58.pha' outtype=PHA
timedel=0 timebinalg=uniform energybins='CALDB:80' detmask='auxil/qmap.fits' ecol=ENERGY
weighted=YES outunits='RATE' gtifile='gti/dur.gti[GTI_TOT]' clobber=yes

#Updating spectral keyword for pha/process_spectra/bin_58.pha
batupdatephakw infile='pha/process_spectra/bin_58.pha' auxfile='auxil/all.evauX'

#Updating systematic error for pha/process_spectra/bin_58.pha
batphasyserr infile='pha/process_spectra/bin_58.pha' syserrfile=CALDB

#Creating GRB response matrix for this binig
batdrngen infile='pha/process_spectra/bin_58.pha' outfile='pha/process_spectra/bin_58.rsp'
chatter=2 clobber=yes 'hkfile=NONE'

#####
##### CREATION DES MODELES PAR XSPEC #####
#####

cp /data/ksiellez/automatic/bin6.xcm .
cp /data/ksiellez/automatic/bin12.xcm .
cp /data/ksiellez/automatic/bin23.xcm .
cp /data/ksiellez/automatic/bin58.xcm .

xspec - bin6.xcm
xspec - bin12.xcm
xspec - bin23.xcm
xspec - bin58.xcm

#####
##### SORTIR DU FICHIER POUR PREPARER LE PROCHAIN SPECTRE#####
#####

cd ../..

done < table_swift.txt
```

FICHER bin6.xcm

Ce fichier est identique pour bin6.xcm, bin12.xcm, bin23.xcm et bin58.xcm, j'ai juste changé les noms des fichiers d'entrée et de sortie.

```

cpd pha/process_spectra/bin6.ps/cps
da pha/process_spectra/bin_6.pha
setplot en
pl ld
cpd none

#####
##### PL model #####
#####

cpd pha/process_spectra/bin6_pow.ps/cps
mo pow & &
query yes
reno
query yes
fit
pl ld del
cpd none

cpd
pha/process_spectra/bin6_pow_eeufs.ps/cps
pl eeufs del
cpd none

##### Création fichier texte #####

set fileid [open
pha/process_spectra/bin6pow.txt w]

tclout param 1
set par1 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $par1 { } cpar1
set lpar1 [split $cpar1]
puts $fileid "photon_index [lindex $lpar1 0]"

tclout err 1
set err1 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $err1 { } cerr1
set lerr1 [split $cerr1]
puts $fileid "photon_index_err [lindex $lerr1
0]"

tclout param 2
set par2 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $par2 { } cpar2
set lpar2 [split $cpar2]
puts $fileid "normalisation [lindex $lpar2 0]"

tclout err 2
set err2 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $err2 { } cerr2
set lerr2 [split $cerr2]
puts $fileid "normalisation_err [lindex $lerr2
0]"

tclout dof
set degree [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $degree { } cdof
set ldof [split $cdof]
puts $fileid "dof [lindex $degree 0]"

tclout stat
set chistat [string trim $xspec_tclout]
puts $fileid "chistat $chistat"

tclout flux
set erg [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $erg { } cerg
set lerg [split $cerg]
puts $fileid "flux_erg_cm-2_s-1 [lindex $lerg
0]"
puts $fileid "flux_photons [lindex $lerg 3]"

tclout rate all
set count [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $count { } ccount
set lcount [split $ccount]
puts $fileid "count_sec [lindex $lcount 0]"
puts $fileid "count_sec_err [lindex $lcount 1]"

tclout expos
set time [string trim $xspec_tclout]
puts $fileid "time_exposure $time"

close $fileid

#bin6pow.txt contient les 2 paramètres du
modèle de loi de puissance et leur erreur – le
degré de liberté – le chi2 – le flux – le nombre
de coups par secondes et son erreur – et le
temps d'exposition.

#####

```

```
##### Band model #####
cpd pha/process_spectra/bin6_grb.ps/cps
mo grb & & &
query yes
reno
query yes
fit
pl ld del
cpd none

cpd
pha/process_spectra/bin6_grb_eeufs.ps/cps
pl eeufs del
cpd none

##### Création fichier text #####
set fileid [open
pha/process_spectra/bin6grb.txt w]

tclout param 1
set par1 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $par1 { } cpar1
set lpar1 [split $cpar1]
puts $fileid "alpha [lindex $lpar1 0]"
tclout err 1
set err1 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $err1 { } cerr1
set lerr1 [split $cerr1]
puts $fileid "alpha_err [lindex $lerr1 0]"

tclout param 2
set par2 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $par2 { } cpar2
set lpar2 [split $cpar2]
puts $fileid "beta [lindex $lpar2 0]"
tclout err 2
set err2 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $err2 { } cerr2
set lerr2 [split $cerr2]
puts $fileid "beta_err [lindex $lerr2 0]"

tclout param 3
set par3 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $par3 { } cpar3
set lpar3 [split $cpar3]
puts $fileid "tem [lindex $lpar3 0]"
tclout err 3
set err3 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $err3 { } cerr3

set lerr3 [split $cerr3]
puts $fileid "tem_err [lindex $lerr3 0]"

tclout param 4
set par4 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $par4 { } cpar4
set lpar4 [split $cpar4]
puts $fileid "norm [lindex $lpar4 0]"
tclout err 4
set err4 [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $err4 { } cerr4
set lerr4 [split $cerr4]
puts $fileid "norm_err [lindex $lerr4 0]"

tclout dof
set degree [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $degree { } cdof
set ldof [split $cdof]
puts $fileid "dof [lindex $degree 0]"
tclout stat
set chistat [string trim $xspec_tclout]
puts $fileid "chistat $chistat"

tclout flux
set erg [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $erg { } cerg
set lerg [split $cerg]
puts $fileid "flux_erg_cm-2_s-1 [lindex $lerg 0]"
puts $fileid "flux_photons [lindex $lerg 3]"

tclout rate all
set count [string trim $xspec_tclout]
regsub -all { +} $count { } ccount
set lcount [split $ccount]
puts $fileid "count_sec [lindex $lcount 0]"
puts $fileid "count_sec_err [lindex $lcount 1]"
tclout expos
set time [string trim $xspec_tclout]
puts $fileid "time_exposure $time"

close $fileid

#bin6pow.txt contient les 4 paramètres du
modèle de Band et leur erreur – le degré de
liberté – le chi2 – le flux – le nombre de coups
par secondes et son erreur – et le temps
d'exposition.

exit
```

Annexe B

Publications

Simultaneous event detection rates by electromagnetic and gravitational wave detectors in the advanced era of LIGO and Virgo

K. Siellez,^{*} M. Boër and B. Gendre

ARTEMIS (CNRS/UNS/OCA) UMR 7250, Boulevard de l'Observatoire, BP 4229, F-06304 Nice Cedex 4, France

Accepted 2013 October 6. Received 2013 September 23; in original form 2013 June 5

ABSTRACT

We present several estimates of the rate of simultaneous detection of the merging of a binary system of neutron stars in the electromagnetic and the gravitational wave domains, assuming that they produce short gamma-ray bursts (GRBs). We have based our estimations on a carefully selected sample of short GRBs corrected from redshift effects. The results presented in this paper are based on actual observation only. In the electromagnetic spectrum, we considered observations by current (*Swift* and *Fermi*) and future (*LOFT* and *SVOM*) missions. In the gravitational wave domain, we consider detections by the Advanced Virgo instrument alone and the network of both Advanced LIGO and Advanced Virgo. We discuss on the possible biases present in our sample, and how to fix them. For present missions, assuming a detection in the following years, we find that we should observe simultaneously between 0.11 and 4.2 gravitational wave events per year with *Swift* and *Fermi*, respectively. For future projects (*LOFT* and *SVOM*), we can expect less than one common detection per year. We check the consistency of our results with several previously published rate of detection of gravitational waves.

Key words: gravitational waves – gamma-ray burst: general – stars: neutron.

1 INTRODUCTION

With the advent of Virgo and LIGO in their advanced form, and the probable discovery of gravitational sources, astronomy is facing a major shift in its history. Mankind is indeed entering the era of non-photon detectors, which can detect and observe gravitational waves (hereafter GWs) and possibly neutrinos (e.g. Acernese et al. 2009; Harry et al. 2010; Accadia et al. 2012; Aartsen et al. 2013). This will open new windows on physical events that are, at the moment, totally closed (for a review, see Abadie et al. 2012). It is however probable, and indeed it is already the case (Aasi et al. 2013), that the first detections will be of faint events, and will anyway need to be observed in the electromagnetic domain, both to enhance the confidence on the GW and/or neutrino detection and to optimize the scientific return of the detection itself. This kind of simultaneous observation is however difficult. Theoretical studies (Kanner et al. 2012; Nissanke, Kasliwal & Georgieva 2013) have shown all the difficulty of exploring large error boxes with current electromagnetic instrumentation. Any solution to reduce the error box would strongly help.

Among potential sources of GWs that could lead to an observable phenomenon during the maximal emission of GWs, the merging of

two compact objects is one of the most promising and best modelled (Abbott et al. 2008; Abadie et al. 2010b). These events are believed to be associated with a class of gamma-ray bursts (GRBs), namely the short GRBs (hereafter sGRBs; Eichler et al. 1989). Even if other progenitors have been proposed for sGRBs (such as newborn magnetars; Usov 1992), the merging of two neutron stars (NSs) in a binary system should produce an extremely intense electromagnetic signal. At the same time, this object has been studied theoretically, and observations have proven that they emit their binding energy (Thorne 1987), theoretically as GWs. The fact that sGRBs are detectable up to very large distance (the largest claimed distance of a sGRB is $z = 4.6$; de Ugarte Postigo et al. 2006) should allow easily a combined detection. Ironically, it is the limited distance at which the GW detectors can perform a detection (the range is 150 Mpc for Advanced Virgo and 200 Mpc for Advanced LIGO) that dramatically reduces the number of such events (see Aasi et al. 2013). sGRBs are rare in the Universe, and the sampled volume is so small that the final detection rate is low (Coward et al. 2012; Chen et al. 2013). Despite these limitations, a few strict estimations of the detection rate of an event simultaneously in both windows, based on actual observation, have been done. Most of the results obtained so far were derived from theoretical modelling and population synthesis hypotheses (e.g. Guetta & Piran 2006). Enrico Petrillo, Dietz & Cavaglià (2013) have composed an estimation rate based on the *Swift* observations. However, as we show in Section 4.5, their selection of data might bias somewhat their result. The aim of this

^{*}E-mail: Karelle.Siellez@oca.eu

paper is to strengthen this result, using the most recent observations to estimate that rate.

The major issue of our work is that there is no *possible* solution, to date, to claim that a given GRB is caused by the merging of a binary NS system (BNS). One can only assume, and this will be our main hypothesis in this work, that most sGRBs are caused by this phenomenon. Mergers can occur also from neutron star–black hole (NS–BH) or black hole–black hole (BH–BH) binary systems. These last two types of events are probably detectable at larger distances by AdV/aLIGO (see Paczynski et al. 1991; Stone, Loeb & Berger 2013). Yet the signal they produce in the detectors is more difficult to compute over the full parameter space, and their rate is poorly constrained. In addition, it is believed that the electromagnetic signal they produce is weaker than that of BNS systems, though this issue is still debated (see e.g. Davis, Levan & King 2005; Rosswog 2005), and it is unclear whether they produce long or short events. Therefore, in this work, we will consider only the issue of the BNS/sGRB connection.

The second problem we face is that the definition of sGRBs is entirely empirical (Kouveliotou et al. 1993) and has no physical ground: sGRBs last less than 2 s in the observer frame and have harder spectra than long GRBs (IGRBs)! This definition has an obvious limitation: a burst that would be classified as short at a given redshift would be classified as long at a larger redshift, because of time dilation and cosmological effects (see Kocevski & Petrosian 2013). Conversely, this does not exclude that at least some IGRBs originate from the merger of NSs, or BH–NS systems (see e.g. van Putten 2009). In this work, we only address the case of sGRBs and we deal with these limitations using another discriminative method to separate sGRBs and IGRBs.

This paper is organized as follows: we present our selection method and our final sample in Section 2; we then use it to derive the local rate of sGRBs in Section 3, and we deduce the rate of simultaneous detections of electromagnetic/GWs events from NS–NS binaries; in Section 4, we discuss our results and their consequences in terms of detectability; we finally conclude in Section 5. In the remaining part of this paper, all errors are quoted at 1σ when not specifically indicated. We use a standard flat cold dark matter model for the Universe, with $\Omega_m = 0.23$ and $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. sGRB and IGRB stand for short and long GRBs, respectively, EM for electromagnetic waves, GW for gravitational waves, AdV and aLIGO for the Advanced Virgo and Advanced LIGO interferometers, respectively.

2 DATA SELECTION AND METHODS

The selection of an unbiased sample is of paramount importance for the estimation of the rate. The main problem is the scarcity of sGRBs, as only a handful of GRBs discovered from the *Swift* spacecraft have a redshift estimate. Meanwhile, the potential sample of bursts (detected by the *Swift* satellite from 2004 December 17 to 2012 June 12) is of 679 bursts detected, among which 191 have a known redshift. We thus decided to reconstruct a more accurate sample using three different filters.

2.1 Rest-frame duration

As already stated, the use of the canonical definition of a short burst would lead to link this kind of burst with the redshift, a short burst being confused with a long one in case of high redshift (see equation 1). As we are interested in the nature of the progenitor, this correlation with redshift has to be removed. We thus decided to

use the rest-frame duration as a first criteria,

$$\tau_{90} = \frac{T_{90}}{1+z}, \quad (1)$$

where τ_{90} is the 90 per cent burst duration in the rest frame. We removed from the raw sample all bursts with $\tau_{90} > 2$ s.

2.2 Spectral selection

sGRBs are harder than long ones (Kouveliotou et al. 1993). It is thus tempting to select only the hardest bursts, removing all soft events. Empirically, the spectral model that reproduces best the GRB spectrum is the Band model (Band et al. 1993). This model consists of a broken power law smoothly joined at a typical energy, E_0 . From a practical point of view, selecting hard bursts means to set a limit on E_0 . However, this would again lead to a link with the redshift of the burst, as the observed E_0 value depends on the $(1+z)$ factor. Things are even more complicated by the fact that the *Swift*-BAT instrument has a narrow band, preventing a direct filtering from the spectral parameters. Often the BAT instrument detects only one segment of this model. The power-law segment photon indices are usually named α for the soft segment and β for the hard one. Typically, the value of α is of the order of 1.2 and β of the order of 2.3 (Barraud et al. 2003). We have assumed that for a hard burst, the BAT would have detected only the soft segment α (i.e. the peak energy is above the BAT high-energy limit). This translate to consider a burst to be hard only if the measured spectral index is lower than 2. We rejected all other events.

2.3 Presence of a plateau phase

The last parameter of selection is the plateau phase. This phase has been discovered by *Swift* (Tagliaferri et al. 2005) and could be due to energy injection (Zhang et al. 2006). It could also represent a soft tail of a disguised IGRB. Lastly, magnetar progenitors are known to produce a plateau phase (e.g. Metzger et al. 2011). As we are interested in the merging of an NS binary system (where few energy should be available once the merging is done), we prefer to remove all bursts with a plateau phase, assuming they are related to other kinds of progenitors (see however Gao et al. 2013). This is a conservative criterion and only less than the half of the candidates that passed the two previous filters survived to this one. Because of that, for some rare bursts where the light curve does not allow to determine if a plateau phase is present or not, we relaxed this criteria and validated these events.

The final sample consists of 17 events, listed in Table 1 together with their properties.

3 DETECTION RATE

Our sample consists of 17 events. Among them, four were not classified as sGRBs using the standard criteria of the observed duration T_{90} . At the same time, five canonical sGRBs were removed from it. We note that only eight bursts are in common with the sample of Enrico Petrillo et al. (2013); this is due to their different selection criteria (see below). Fig. 1 presents the redshift distribution. As it can be seen, and as expected, we inserted high-redshift sGRBs though no event with a redshift larger than 2.75 is present.

From this distribution, we estimated the event density as a function of the redshift, assuming a power-law model with constant rate

Table 1. The sample of sGRBs used in this work. See text for details.

| GRB | Redshift | Spectral index | Duration (s) | | Plateau ^a |
|---------|----------|----------------|--------------|------------|----------------------|
| | | | Observed | Rest frame | |
| 101219A | 0.718 | 0.63 ± 0.09 | 0.60 | 0.35 | NO |
| 100816A | 0.803 | 0.73 ± 0.24 | 2.90 | 1.61 | NO |
| 100724A | 1.288 | 1.92 ± 0.21 | 1.40 | 0.61 | NO |
| 100206A | 0.41 | 0.66 ± 0.17 | 0.12 | 0.09 | × |
| 100117A | 0.920 | 0.88 ± 0.22 | 0.30 | 0.16 | NO |
| 090809 | 2.737 | 1.34 ± 0.24 | 5.40 | 1.45 | NO |
| 090510 | 0.903 | 0.98 ± 0.20 | 0.30 | 0.16 | NO |
| 080905A | 0.122 | 0.85 ± 0.24 | 1.00 | 0.47 | NO |
| 071020 | 2.142 | 1.11 ± 0.05 | 4.20 | 1.34 | NO |
| 070429B | 0.904 | 1.72 ± 0.23 | 0.47 | 0.25 | NO |
| 061217 | 0.827 | 0.86 ± 0.30 | 0.21 | 0.11 | × |
| 060801 | 1.131 | 0.47 ± 0.24 | 0.49 | 0.23 | NO |
| 060502B | 0.287 | 0.98 ± 0.19 | 0.13 | 0.10 | × |
| 051221A | 0.547 | 1.39 ± 0.06 | 1.40 | 0.90 | NO |
| 050922C | 2.198 | 1.37 ± 0.06 | 4.50 | 1.41 | NO |
| 050813 | 1.800 | 1.28 ± 0.37 | 0.45 | 0.16 | × |
| 050509B | 0.225 | 1.57 ± 0.38 | 0.07 | 0.06 | × |

^aA cross indicates low-quality data preventing a discrimination on this criteria. See text for details.

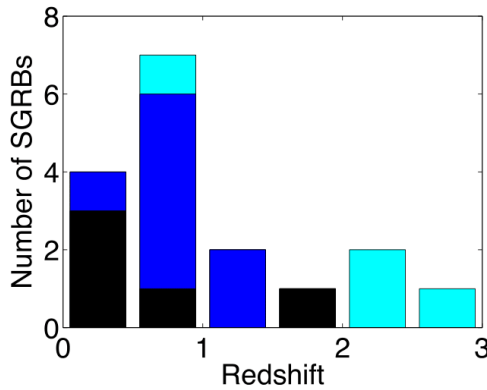


Figure 1. Redshift distribution of the rate of sGRBs by year. We indicate in dark blue the ‘classical’ short bursts and in cyan the four events we added. The black ones are canonical sGRBs with no conclusions on the presence of the plateau phase.

in the local Universe (i.e. within $z \leq 0.05$), to avoid inconsistency (see below):

$$Y = a z^b, \quad (2)$$

where Y is the rate of sGRBs by year and by comobile volume.

We obtained a best-fitting power-law index b of -1.6 ± 0.5 , and $a = 0.0025 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (Fig. 2). The correct formula for the detection rate in the Universe is given by

$$R = \iiint_0^{\infty} D(z, \theta, \varphi) dz d\theta d\varphi \text{ yr}^{-1}. \quad (3)$$

In equation (3), D is the rate of sGRBs per unit volume in the local Universe. It depends on the distance and the direction of the sky considered, because the local Universe is not homogeneous, with the presence of galaxies and voids. Since the catalogues of nearby galaxies located inside the AdV/aLIGO range is far from

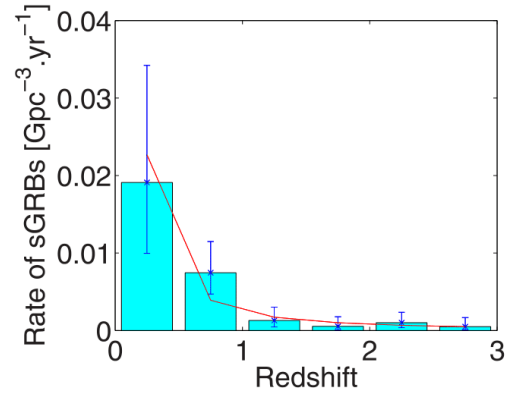


Figure 2. The redshift distribution of the rate of sGRBs by year and by comobile volume is in cyan. In dark blue are the error bars using the Poisson statistic. This distribution has been fitted by a power law in red, the numerical form of the event density function is quoted in the text.

being complete, we cannot compute equation (3) directly. We add the supplementary hypothesis that the Universe (within that range) is isotropic and homogeneous. This means that D is independent of θ and φ and that D does not vary with the distance. This last statement, is not strictly true: D varies with the distance. Nonetheless, taking its value to be 200 Mpc and assuming it constant is a good proxy for the real integration of its value over the ranges of the instruments. We discuss later the impact of a variation of D , i.e. adding close-by or distant GRBs, on our results. This value of D can be obtained by the value of Y given in equation (2) for $z = 0.05$ corresponding to 200 Mpc and correcting by the fact that *Swift* has a field of view of 1.4 sr instead of 4π . We obtained

$$D = 2.7 \pm 0.9 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}. \quad (4)$$

Applying equations (3) and (4), we obtain for Virgo, in its advanced configuration (range of 150 Mpc), $R = 0.036 \pm 0.012 \text{ yr}^{-1}$. The combination of AdV/aLIGO, which increases the range up to 300 Mpc (Regimbau, private communication), leads to $R = 0.3 \pm 0.1 \text{ yr}^{-1}$. These numbers are low, and one may wonder if they are accurate. We discuss this point in the next section, but already note that they are based on a sample detected by *Swift*, which is not well suited for detecting sGRBs.

4 DISCUSSION

4.1 Statistic validation

The range of Advanced Virgo is 0.035 (when expressed in redshift units) and about 0.07 for the network AdV/aLIGO. To date, no sGRB has been detected so close to the Earth. In other words, we have extrapolated the detection rate in a region without data: in the following, we assess the impact of this point.

In Fig. 3, we compare the peak flux of a template sGRB with the detection threshold of *Swift* for this event. As one can clearly see, at low redshift this kind of burst can be detected, while at high redshift there are selection effects at play.

As the fit using a power law might reflect also an underestimation of the GRB rate at high redshift because of an instrumental bias, we

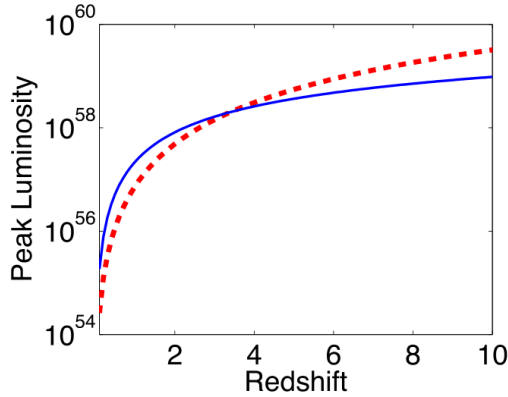


Figure 3. Detectability of sGRBs as a function of the redshift. The red dashed line represents the *Swift* detection sensibility for an sGRB with all properties (duration, peak flux, B and parameters) set to the median of the observed values. The blue solid line represents the peak flux of this template GRB.

have tested this possibility and the influence of a larger number of distant events: let us add a burst at large redshift in our sample and recompute all rates. We find that they remain constant within errors. This can easily be explained: at high redshift, the sampled volume is so large that the addition of a few bursts will not be significant. Only a large population of NS–NS systems could modify it; however, the merging of a binary system of NSs is a process that takes a long time to occur (Portegies Zwart & Yungelson 1998), and it is possible that this population of binaries is still partly evolving (i.e. not merging) at high redshift. In any case, the impact of the rejection of a burst at high redshift on the local density is negligible.

The situation is different at low redshift. We have again inserted a burst in our sample, this time at redshifts $z = 0.04, 0.08$ and 0.11 (the latter two values being the proposed redshifts for GRB 061201 not present in our sample; see Berger 2007). We find that for all cases, the addition of this nearby burst multiply by a factor about 2 the rates we have obtained so far (the largest rate when considering the 300 Mpc range with this modified sample is $R = 0.4 \pm 0.1$ sGRB yr^{-1}). Thus, even if an uncertainty is larger in the final rate, our estimates are still valid.

In the following, we will maintain our initial sample, but we will discuss the implications taking into account this uncertainty.

4.2 Removing the redshift measurement bias

Our sample is based only on sGRBs with a measured redshift. Indeed, this could be considered as a ‘gold sample’ of sGRBs that would be detected in the gamma-ray, X-ray, optical bands (i.e. in the electromagnetic spectrum) as well as with GWs.

Using the canonical definition of an sGRBs: $T_{90} < 2$ s, we find 57 sGRB and among them 18 have a known redshift. We conclude that only 31.6 per cent of sGRBs detected by *Swift* have a redshift measurement. We thus define a ‘silver sample’ of sGRBs that will be detected simultaneously in EM and GW without an associated redshift measurement (e.g. because the afterglows fade quickly, of a dark GRBs, faint sources, no confirmed host, etc.). We note that this situation can change dramatically with the recent discovery

of a probable kilonova associated with an sGRB (Berger, Fong & Chornock 2013; Tanvir et al. 2013).

Our method to select sGRBs is based on the redshift measurement (to get the τ_{90} value). We assume that the ratio of sGRB without redshift to the ones with redshift measurement is the same as for canonical sGRBs (31.6 per cent). We also assume that these sGRBs have the same redshift distribution as our ‘gold sample’. This second hypothesis is fair, as most of the sGRBs are nearby, where selections effects play no role when estimating the redshift (Coward et al. 2013). Using these numbers, we find that the rate for the silver sample is $R = 0.12 \pm 0.04 \text{ yr}^{-1}$ for a 150 Mpc range (AdV) and $R = 1.0 \pm 0.4 \text{ yr}^{-1}$ for a range of 300 Mpc (aLIGO/AdV combined).

4.3 Removing the instrumental bias

Swift is not the best-suited instrument to detect sGRBs (see e.g. Zhang 2007). In fact, the BATSE 4B catalog (Paciesas et al. 1999) contains a larger proportion of sGRBs. There is thus another bias to correct, linked to the sensitivity of the instrument. We have assumed that the discrepancy in sensitivity does not modify the distribution in redshift nor the ratio of sGRBs selected with our method to canonical sGRBs. This last statement means that this ratio, equal to 18/57 (see previous section), is constant for all missions. We are then able to reconstruct the gold and silver samples for past and present missions. The detection rate density in volume D_{inst} for each instrument is calculated following this formula:

$$D_{\text{inst}} = D_{\text{Swift}} \times \frac{(\text{number of sGRBs/yr})_{\text{inst}}}{(\text{number of sGRBs/yr})_{\text{Swift}}}. \quad (5)$$

D_{Swift} is D expressed for *Swift* in Tables 2 and 3 and the number of sGRBs per year for *Swift* is 7.6. The number of sGRB per year for each instrument is obtained either with the estimation of expected trigger number given by the instrument collaboration [see Feroci et al. (2012) for the *LOFT* mission and Atteia (private communication) for *SVOM*] or from the published catalogues. These values are 44 sGRB per year for the *Fermi*-GBM detector, using their online catalogue (from 2008 July to 2010 July) and 55.6 for BATSE using the 4B catalog. The results are given in Tables 2 and 3 for the silver and gold samples, respectively.

4.4 Best observation strategy

The estimated rates listed in Tables 2 and 3 are valid for the whole sky. Because the different ranges of GW detectors correspond to a volume of 0.013–0.108 Gpc^3 , the final numbers are low. For instance, considering *Swift*, the final number of common EM/GW events that can be expected each year is 0.11. In the best possible scenario, i.e. with *Fermi*-GBM, we obtain $N = 4.2 \pm 1.6$ sGRB yr^{-1} for a 300 Mpc range corresponding to the combination of AdV/aLIGO (Regimbau, private communication). This means that only 2–3 events per year should lead to an observation simultaneously at high energy and in GW. The GBM uncertainties on the GRB positions are large (of the order of 100 deg^2). It is thus a key point to be prepared to observe a large portion of the sky with enough sensitivity. The use of optical telescopes with a wide field of view such as TAROT (Boër et al. 1999; Klotz et al. 2009) will be critical. Radio instruments such as SKA and LOFAR may also scan a whole error box at a glance, and indeed working groups are already preparing the follow-up of EM/GW transients (see e.g. Murphy et al. 2013).

Table 2. Summary of our results for the silver sample (see text): we indicate the detection rate density in volume (D), the sGRB isotropic event rate (R) and the number of simultaneous EM/GW events per year within the field of view of the instrument (N) for two different ranges: 150 Mpc (AdV detector) and 300 Mpc (AdV/aLIGO combined detectors).

| Mission | FoV (sr) | Energy band (keV) | D ($\text{Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$) | R (yr^{-1}) | Horizon | | AdV/aLIGO | |
|-------------------|----------|-------------------|--|--------------------------|-------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| | | | | | AdV | N (yr^{-1}) | R (yr^{-1}) | N (yr^{-1}) |
| <i>Swift</i> | 1.4 | 15–150 | 9 ± 3 | 0.12 ± 0.04 | 0.013 ± 0.005 | 1.0 ± 0.4 | 0.11 ± 0.05 | |
| BATSE | π | 25–1800 | 66 ± 22 | 0.87 ± 0.30 | 0.22 ± 0.08 | 7.2 ± 2.4 | 1.8 ± 0.6 | |
| <i>Fermi</i> -GBM | 9.5 | 8–40 000 | 52 ± 18 | 0.7 ± 0.30 | 0.52 ± 0.23 | 5.6 ± 2.0 | 4.2 ± 1.6 | |
| <i>LOFT</i> | π | 2–80 | 36 ± 12 | 0.48 ± 0.14 | 0.12 ± 0.04 | 2.9 ± 1.0 | 0.7 ± 0.3 | |
| <i>SVOM</i> | 2 | 4–250 | 36 ± 12 | 0.48 ± 0.14 | 0.08 ± 0.03 | 2.9 ± 1.0 | 0.5 ± 0.2 | |

Table 3. Same as Table 2 for the gold sample (see text).

| Mission | FoV (sr) | Energy band (keV) | D ($\text{Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$) | R (yr^{-1}) | Horizon | | AdV/aLIGO | |
|-------------------|----------|-------------------|--|--------------------------|-------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| | | | | | AdV | N (yr^{-1}) | R (yr^{-1}) | N (yr^{-1}) |
| <i>Swift</i> | 1.4 | 15–150 | 2.7 ± 0.9 | 0.036 ± 0.012 | 0.004 ± 0.002 | 0.3 ± 0.1 | 0.033 ± 0.011 | |
| BATSE | π | 25–1800 | 20 ± 7 | 0.26 ± 0.09 | 0.06 ± 0.02 | 2.2 ± 0.8 | 0.55 ± 0.2 | |
| <i>Fermi</i> -GBM | 9.5 | 8–40 000 | 16 ± 6 | 0.21 ± 0.08 | 0.16 ± 0.06 | 1.7 ± 0.7 | 1.3 ± 0.6 | |
| <i>LOFT</i> | π | 2–80 | 11 ± 4 | 0.15 ± 0.06 | 0.04 ± 0.02 | 1.2 ± 0.5 | 0.3 ± 0.12 | |
| <i>SVOM</i> | 2 | 4–250 | 11 ± 4 | 0.15 ± 0.06 | 0.024 ± 0.003 | 1.2 ± 0.5 | 0.19 ± 0.08 | |

4.5 Comparison with other results

Previous works have in general not derived the rate of dual observations, rather the rate of detection of GWs. Two main methods have been followed: population synthesis models evolved up to the merging of NS binaries (e.g. Guetta & Piran 2006), and observed sample of short bursts corrected for selection effects (e.g. Coward et al. 2012). Both methods have their advantages and disadvantages, but give consistent results of a few tens of GW triggers per year. We now check if our findings are consistent with these results.

Based on observations, our method is already corrected for several biases and gives the actual common EM/GW detection rate. In order to convert it to the GW detection rate, we have to apply a correction for the jet opening half-angle θ_j given by (Rhoads 1999)

$$B(\theta_j) = [1 - \cos(\theta_j)]^{-1}. \quad (6)$$

The main uncertainty is the value of θ_j one should use. The only measurement of it in our sample is $\theta_j = 7^\circ$ for GRB 051221A (Soderberg et al. 2006). Using this value for all bursts, we obtain

$D_{\text{GW}} = 1154 \pm 389 \text{ Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$. However, Coward et al. (2011) indicate that the beaming angle derived for GRB 051221A is the lowest measured for any sGRBs and may not be representative. Hence, they use a larger value of $\theta_j = 14^\circ$. When we use this last number, we obtain $D_{\text{GW}} = 290 \pm 98 \text{ Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$. The largest measured value of θ_j is $\sim 25^\circ$ (Grupe et al. 2006). Using this limit, we found $D_{\text{GW}} = 92 \pm 31 \text{ Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$. Hence, our estimation of D_{GW} is between 92 and 1154.

We reported in Table 4 all published values of the GW detection rate estimation. As one can see, we are in agreement with all but Guetta & Piran (2006). These authors, using the population synthesis method, find a rate between 8 and 30 events $\text{Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$. These values are excluded at more than 2σ ; we are in disagreement with this estimate.

As stated in Section 3, we have a somewhat different sample than that of Enrico Petrillo et al. (2013). Nevertheless, the final results are in agreement. This can straightforwardly be explained by our studies reported in Section 4.1. The addition of a few bursts does not change significantly the results. As our sample have roughly the same size, the results must be similar. We note that our lower

Table 4. Predictions of GW detection rates by comobile volume from this work and comparison with other authors: the first column gives the paper reference, the second the method used by the others and the last the estimated rate.

| Work | Method | Estimated GW detection rate ($\text{Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$) |
|-------------------------------|---------------------------|--|
| This work | Observational constraints | 92–1154 |
| Coward et al. (2012) | Observational constraints | 8–1800 |
| Enrico Petrillo et al. (2013) | Observational constraints | 500–1500 |
| Guetta & Piran (2006) | Theoretical modelling | 8–30 |
| Abadie et al. (2010a) | Theoretical modelling | 2.6–2600 |

limit is lower. When translated this into simultaneous detection rate, they found a number of events per year between 0.2 and 1, while we found a simultaneous detection rate between 0.06 and 0.16 events per year, 10 times lower. This discrepancy can be explained by the use of a larger, calibrated sample in our case, where ‘fake’ sGRBs were removed (e.g. Zhang et al. 2009; Bromberg et al. 2013). In addition, Enrico Petrillo et al. (2013) have restricted their sample in date and redshift: they neglected sGRBs located in the redshift desert, while this region is very important for a global census (Coward et al. 2013). Petrillo et al. (2013) have also reduced their sample by 15 per cent to take into account possible magnetars: however, the magnetar should produce a plateau phase that can be used to discriminate IGRBs from sGRBs (Dall’Osso et al. 2011). Their sample is thus restricted to 14 bursts, only. In addition, we choose a more conservative horizon for the detectors.

We consequently conclude that our estimates are fair and in good agreement with previous papers. Again, we emphasize that our work is based on observational constraints rather than on theoretical computations.

5 CONCLUSION

In this paper, we have presented an estimate of the rate of simultaneous detection of sGRBs and GW events, assuming that they originate from the same event, namely the coalescence of an NS–NS binary system. We used the *Swift* catalogue to derive a set of 17 sGRBs corrected from instrumental/local effects. This sample has been used to derive the rate density of events expected from present and future GRB missions (*Swift*, *Fermi*, *LOFT* and *SVOM*) within the range of Advanced Virgo and of the combination of Advanced Virgo/Advanced LIGO.

While the rate of common EM/GW detection for which we can expect that a redshift will be measured (assuming that *Swift* will still be in operation) will be low (about 0.03 yr^{-1}), we expect a fair number of events simultaneously detected by *Fermi* and AdV/aLIGO, i.e. close to 1.5 common detections per year. We defined two samples, one gold sample that should be observed at all wavelengths (i.e. with a redshift estimate), and a second, silver, sample of events detected only in gamma-ray and by GWs.

These numbers, even if not high, are large enough to allow a confirmation of the detection of GWs during the first years of operation of the instruments and common study of the sources with both EM and GW radiations. Planned missions (*LOFT* and *SVOM*) will not increase this rate, and in fact *Fermi* is more suited for this task due to its larger field of view and higher sensitivity and energy range.

The construction of the advanced versions of Virgo and LIGO has already started and the first scientific runs have been scheduled for 2015 (LIGO) and 2017 (Virgo). The Japanese detector, KAGRA, is also on its way, and the INDIGO (India) project has been approved. It is therefore of paramount importance to optimize the scientific return of these large experiments. The EM follow-up is a way to both confirm a detection (especially if the confidence based on GW only is low), and to maximize the science that can be done and the understanding of the sources (NSs) as well as the dynamics of the coalescing binary system and its by-product (the sGRB). Preparing a comprehensive set of EM instruments at all wavelengths, encompassing radio, IR, optical, X-ray, gamma-rays is an important objective that should be addressed before Virgo and LIGO start their operational life, i.e. now.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank the anonymous referee for helpful comments and suggestions. We acknowledge the use of public data from the *Swift* data archive. We thank Gianluca Gemme for useful comments and suggestions.

NOTE ADDED IN PRESS

We realized that there is an error in equation 5, which should be read as rate density in volume per steradian: therefore the units are sGRBs/yr/sr. This does not change the estimates of common EM/GW events for *Swift*. For the other instruments the rates N for the silver sample (Table 2) become 0.8 ± 0.3 , 0.63 ± 0.21 , 0.14 ± 0.05 and 0.14 ± 0.05 for BATSE, Fermi-GBM, LOFT and SVOM respectively. For the gold sample (Table 3) the rates N become 0.24 ± 0.08 , 0.19 ± 0.07 , 0.04 ± 0.01 and 0.04 ± 0.01 for BATSE, Fermi-GBM, LOFT and SVOM respectively. This means that we expect about 1–2 common detections between *Fermi*-GBM and AdV/ALIGO combined over their nominal operational life (3 years). We thank Neil Gehrels for having pointed out this problem in our paper.

REFERENCES

- Aartsen M. G. et al., 2013, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 021103
 Aasi J. et al., 2013, preprint (arXiv:1304.0670)
 Abadie J. et al., 2010a, *Class. Quantum Gravity*, 27, 173001
 Abadie J. et al., 2010b, *ApJ*, 715, 1453
 Abadie J. et al., 2012, LIGO Document Number T1200286-v3, available at: <https://dcc.ligo.org/LIGOT1200286-v3/public>
 Abbott B. et al., 2008, *ApJ*, 681, 1419
 Accadia T. et al., 2012, Virgo Document VIR-0128A-12, available at: <https://tds.ego-gw.it/ql/?c=8940>
 Acernese F. et al., 2009, Virgo Technical Report VIR-0027A-09, available at: <https://tds.ego-gw.it/ql/?c=6589>
 Band D. et al., 1993, *ApJ*, 413, 281
 Barraud C. et al., 2003, *A&A*, 400, 1028
 Berger E., 2007, *GCN Circ.*, 5995
 Berger E., Fong W., Chornock R., 2013, *ApJ*, 774, L23
 Boër M. et al., 1999, *A&AS*, 138, 579
 Bromberg O., Nakar E., Piran T., Sari R., 2013, *ApJ*, 764, 179
 Chen H.-Y., Holz D. E., 2013, preprint (arXiv:1206.0703)
 Coward D. et al., 2011, *MNRAS*, 415, L26
 Coward D. et al., 2012, *MNRAS*, 425, 2668
 Coward D., Howell E., Branchesi M., Strata G., Guetta D., Gendre B., Macpherson D., 2013, *MNRAS*, 422, 2141
 Dall’Osso S., Stratta G., Guetta D., Covino S., De Cesare G., Stella L., 2011, *A&A*, 526, 121
 Davis M. E., Levan A. J., King A. R., 2005, *MNRAS*, 356, 54
 de Ugarte Postigo A. et al., 2006, *ApJ*, 648, L83
 Eichler D., Livio M., Piran T., Schramm D. N., 1989, *Nat.*, 340, 126
 Enrico Petrillo C., Dietz A., Cavaglia M., 2013, *ApJ*, 767, 140
 Feroci M. et al., 2012, *Proc. SPIE*, 8443, 2
 Gao H., Ding X., Wu X.-F., Zhang B., Dai Z.-G., 2013, *ApJ*, 771, 86
 Grupe D., Burrows D. N., Patel S. K., Kouveliotou C., Zhang B., Mészáros P., Wijers R. A. M., Gehrels N., 2006, *ApJ*, 653, 462
 Guetta D., Piran T., 2006, *A&A*, 453, 823
 Harry G. M. et al., 2010, *Class. Quantum Gravity*, 27, 084006
 Kanner J., Camp J., Racusin J., Gehrels N., White D., 2012, *ApJ*, 759, 22
 Klotz A., Boër M., Atteia J. L., Gendre B., 2009, *AJ*, 137, 4100
 Kocevski D., Petrosian V., 2013, *ApJ*, 765, 116
 Kouveliotou C., Meegan C. A., Fishman G. J., Bhat N. P., Briggs M. S., Koshut T. M., Paciesas W. S., Pendleton G. N., 1993, *ApJ*, 413, L101

Simultaneous detections of sGRBs/GW 7

- Metzger B. D., Giannios D., Thompson T. A., Bucciantini N., Quataert E., 2011, MNRAS, 413, 2031
- Murphy T. et al., 2013, Publ. Astron. Soc. Aust., 30, 6
- Nissanke S., Kasliwal M., Georgieva A., 2013, ApJ, 767, 124
- Paciesas W. S. et al., 1999, ApJS, 122, 465
- Paczynski et al., 1991, Acta Astron., 41, 157
- Portegies Zwart S. F., Yungelson L. R., 1998, A&A, 332, 173
- Rhoads J. E., 1999, ApJ, 525, 737
- Rosswog S., 2005, ApJ, 634, 1202
- Soderberg A. M. et al., 2006, ApJ, 650, 261
- Stone N., Loeb A., Berger E., 2013, Phys. Rev. D, 87, 084053
- Tagliaferri G. et al., 2005, Nat, 436, 985
- Tanvir N. R., Levan A. J., Fruchter A. S., Hjorth J., Hounsell R. A., Wiersema K., Tunnicliffe R. L., 2013, Nat, 500, 547
- Thorne K. S., 1987, in Hawking S., Israel W., eds, Three Hundred Years of Gravitation. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 330
- Usov V. V., 1992, Nat, 359, 635
- van Putten M. H. P. M., 2009, MNRAS, 396, L81
- Zhang B., 2007, Chin. J. Astron. Astrophys., 7, 1
- Zhang B., Fan Y. Z., Dyks J., Kobayashi S., Meszaros P., Burrows D. N., Nousek J. A., Gehrels N., 2006, ApJ, 642, 354
- Zhang B. et al., 2009, ApJ, 703, 1696

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

REVISITING COINCIDENCE RATE BETWEEN GRAVITATIONAL WAVE DETECTION AND SHORT GAMMA-RAY BURST FOR THE ADVANCED AND THIRD GENERATION

T. REGIMBAU, K. SIELLEZ, D. MEACHER, B. GENDRE, AND M. BOËR

UMR ARTEMIS, CNRS, University of Nice Sophia-Antipolis, Observatoire de la Côte d'Azur, CS 34229 F-06304 NICE, France; regimbau@oca.eu

Received 2014 July 30; accepted 2014 November 4; published 2015 January 15

ABSTRACT

We use realistic Monte Carlo simulations including both gravitational-wave (GW) and short gamma-ray burst (sGRB) selection effects to revisit the coincident rate of binary systems composed of two neutron stars or a neutron star and a black hole. We show that the fraction of GW triggers that can be observed in coincidence with sGRBs is proportional to the beaming factor at $z = 0$, but increases with the distance until it reaches 100% at the GW detector horizon distance. When this is taken into account the rate is improved by a factor of three compared to the simple beaming factor correction. We provide an estimate of the performance future GRB detectors should achieve in order to fully exploit the potentiality of the planned third-generation GW antenna Einstein Telescope, and we propose a simple method to constrain the beaming angle of sGRBs.

Key words: gamma-ray burst: general – gravitational waves – stars: black holes – stars: neutron

1. INTRODUCTION

The coalescence of compact binary systems, either neutron star–neutron star (BNS) or neutron star–black hole (NS–BH) are among the most promising sources (Abadie et al. 2010b; Abbott et al. 2008) for one of the first direct detections of gravitational waves (GWs) with the new generation of interferometers: the two Advanced-LIGO (aLIGO; Harry et al. 2010) in Hanford and Livingston and Advanced-Virgo (AdV; Acernese et al. 2006) in Cascina. These facilities will be able to detect the late stage of the coalescence, the merger, and the ring down of the binary systems located within a few hundred Mpc. The GW signal during the adiabatic inspiral phase up to near the last stable orbit and the final damped ring down of the final black hole are accurately described by post-Newtonian expansion and BH perturbation theories, while the progress of numerical relativity over the last decade has provided deep understanding of the merger (Buonanno et al. 2009), giving a good level of confidence for a detection by the network of aLIGO and AdV (in the following we name the combined network consisting of the three interferometers aLIGO and AdV as ALV). With the planned third-generation GW detector, Einstein Telescope (ET; Punturo et al. 2010), envisioned to consist of three independent V-shaped Michelson interferometers with 60° opening angles and arm lengths of 10 km, arranged in a triangle configuration and placed underground to reduce the influence of seismic noise, the maximum detection distance is expected to increase significantly over that of ALV, reaching cosmological distances ($z \simeq 4$ for BNS).

The coalescence of BNS systems is also believed to be at the origin of the short, hard gamma-ray bursts (sGRBs; Eichler et al. 1989). In this scenario, the merger of the system produces a transient accretion disk, the gamma-ray emission being produced by the synchrotron and/or inverse Compton scattering from shocks in an ultra-relativistic jet (see Berger 2014, for a review). Short GRBs might also produce a so-called kilonova through r -processes (Li & Paczynski 1998; Rosswog 1999; Tanvir et al. 2005; Berger et al. 2013). The standard hypothesis is that the BNS coalescence results in a black hole, though it is possible that a magnetar, or a transient magnetar, is produced as the result of the merger (Usov 1992; Zhang et al. 2006; Corsi & Mészáros 2009; Zhang et al. 2009).

In this context the coincident detection of both GWs and electromagnetic radiation (EM) would be of paramount importance.

1. The coincident detection of a GW and EM event would greatly improve the detection confidence with ALV during the early operations of the facilities.
2. By using an EM detection of a sGRB as a trigger, one can perform a targeted GW search. This would allow for the detection of fainter signals, resulting in a larger horizon distance.
3. On the other hand, GW alerts sent early to GRB satellites and EM telescopes could increase the chance of an EM detection, if the error on sky localization is smaller than the area covered by the satellite (Cannon et al. 2012).
4. Coincident detections could help solve the enigma of GRB progenitors (for instance BNS or NS–BH) but also of the central engine (the GW signature depends on the fate of the system, with the formation of either a black hole or magnetar) and give increased insight in the physics and dynamics of the system
5. GRB with measured redshift, observed also in GW, could be used as standard sirens to constrain the Hubble constant and the dark energy equation of state (Schutz 1986; Dalal et al. 2006; Nissanke et al. 2010; Sathyaprakash et al. 2010; Zhao et al. 2011) or to recover the intrinsic mass distribution by breaking the observed mass–redshift degeneracy.

While long GRBs (lGRBs), assumed to originate from massive core collapse supernova, have been detected out to a redshift $z = 8.3$ (Zhang et al. 2009; Salvaterra et al. 2009), the maximum observed distance for sGRBs is considerably closer. From a comprehensive search for sGRBs in the rest frame, Siellez et al. (2014) found a maximum distance of $z = 2.74$. However, *Swift* is not optimal for the detection of sGRBs whose spectrum is on average harder than that of lGRBs. BATSE and *Fermi*/GBM may have been able to detect sGRBs out to larger distance, but the larger sky localization errors associated with these experiments prevented any firm association with a given counterpart and thus redshift measurement. Hopefully the situation is improving thanks to the intermediate Palomar Transient Factory (iPTF; Singer et al. 2013) and other proposed wide-field experiments such as the French ORMES project.

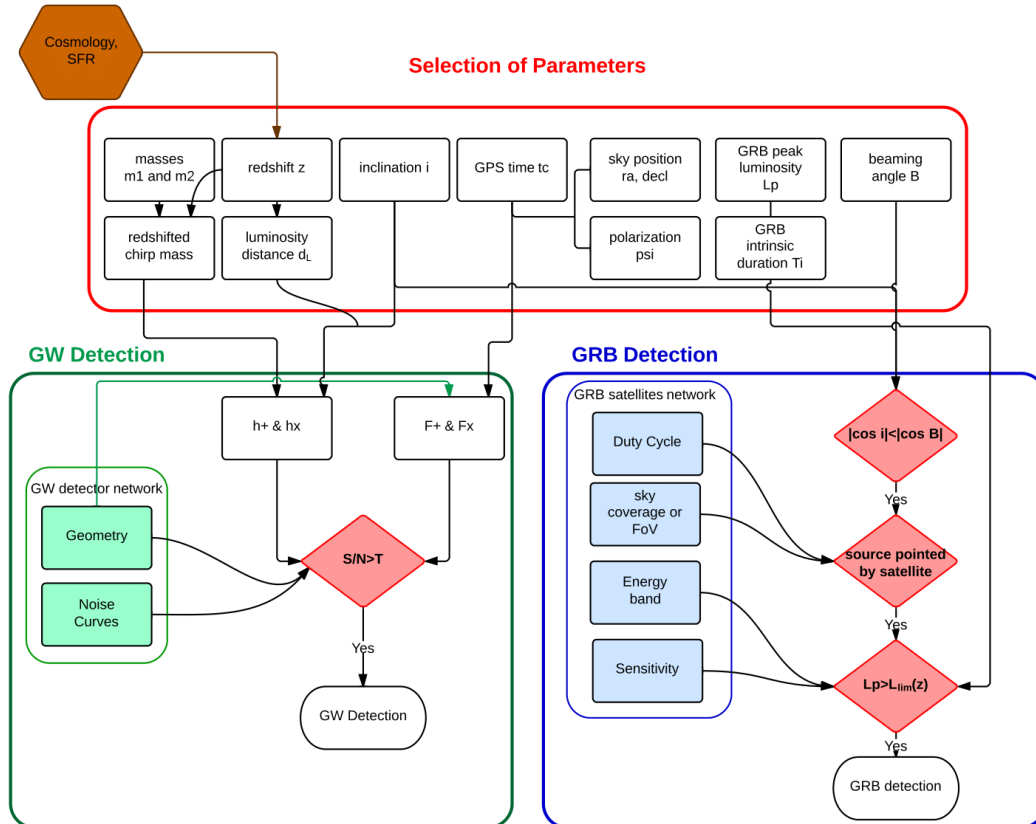


Figure 1. Flowchart showing all the different parameters used in these simulations. Here the red box indicates the source parameters shown in Section 2.1. The green box shows the parameters that are used to determine if the event will be observed as a GW detection, see Section 2.2, and the blue box displays the parameters that are used to determine if the event will be observed as a sGRB, see Section 2.3. The arrows indicate how the different parameters are related to each other.

The EM emission of sGRBs (as well as that of IGRBs) is emitted in a narrow beam, though several estimates of the aperture of the jet have been reported (Aasi et al. 2014). This drastically reduces the chances to have a detection.

In order to estimate the coincident rate, one has to account for all the selection effects present in both GW and GRB observations. This is not trivial as there may be overlaps between them. For instance sGRB jets should be directed toward the observer to have a chance to be detected with GRB satellites, but source orientation also affects the strength of the GW signal. In this work, we use Monte Carlo simulations that take into account the selection effects of both GW and sGRB observations to provide realistic estimates on the rate of coincident GW/sGRB detections with both ALV and ET.

The paper is organized as follows: in Section 2 we present our simulations, in Section 3 we derive the coincident efficiency, in Section 4 we estimate the coincident rate, in Section 5 we propose a simple method to measure the average value of the sGRB beaming angle, and finally, in Section 6 we summarize our main conclusions.

2. MONTE CARLO SIMULATIONS

In order to investigate the expected rates of coincident detections of both GWs and sGRBs we perform Monte Carlo simulations using distributions in the expected parameter values. Figure 1 shows a detailed flow chart of all the source parameters that are used in this work and how they relate to each other. We focus here on the population of primordial binaries (pairs of massive stars that survived two core collapses to form compact systems) and neglect the population of dynamical binaries that may have been formed by captures in dense stellar environment and are not expected to contribute significantly to the total rate (Ivanova et al. 2008; Sadowski et al. 2008; Abadie et al. 2010a).¹

2.1. Simulation of a Population of BNS or NS–BH

Short GRBs are thought to be associated in majority with the coalescence of two neutron stars but it has been suggested that the merger of a neutron star and a black hole could also produce

¹ However, since they have longer evolution time and thus are more numerous at small redshift than primordial binaries, this population may represent the majority of currently observed sGRBs (Wanderman & Piran 2014).

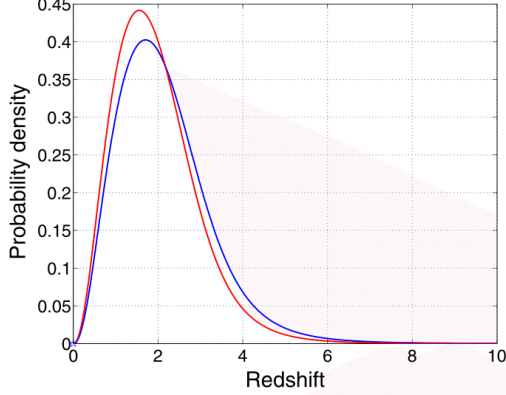


Figure 2. Probability distribution of the redshift of BNS (blue, smaller peak) and NS-BH (red, higher peak), assuming the star formation rate of Hopkins & Beacom (2006), a distribution of the delay of the form $P(t_d) \propto 1/t_d$ with a minimum delay of 20 Myr for BNS and 100 Myr for NS-BH.

a beam of gamma-ray emission. Since this scenario cannot be excluded, we consider in this paper separately the two possible sources as the progenitors of sGRBs, binary neutron stars, and neutron star–black holes. For each population, we first begin by drawing the source parameters, following a procedure similar to that described in Regimbau et al. (2012, 2014).

1. The redshift is drawn from a probability distribution $p(z)$ (see in Figure 2) constructed by normalizing (in the interval 0–10) the coalescence rate $(dR/dz)(z)$, as detailed in Section 4.
2. Each event is given a sky position in equatorial coordinates (declination and right ascension) that is drawn from an isotropic distribution. The polarization angle, ψ , is selected from a uniform distribution from $[0, 2\pi]$. The cosine of the inclination angle, $\cos i$, is also drawn from a uniform distribution in the range of $[-1, 1]$.
3. The time interval between two successive events is given by the probability distribution $P(\tau) = \exp(-\tau/\lambda)$, assuming coalescences in the observer frame is a Poisson process. The average waiting time λ is computed from the inverse of the merger rate integrated over all redshifts. Equivalently, we can consider that the coalescence time in the observer frame t_c is a uniform distribution in the interval $[0, 2\pi]$ so as to represent one revolution of the Earth about its axis.
4. For the initial set of simulations we consider a delta function for the distribution of the masses with $m_{\text{NS}} = 1.4 M_\odot$ and $m_{\text{BH}} = 10 M_\odot$. We will later consider the case of more realistic mass distributions.
5. In order to model the properties of sGRBs, we also set the beaming angle (taken here as the half opening angle of the jet). We first investigate fixed angles covering a large range of values in the interval $[5^\circ\text{--}30^\circ]$. As for the masses, we will consider use of a distribution of angles at a later stage.
6. The intrinsic peak luminosity L_p (in erg s^{-1}) is drawn from the standard broken power law distribution first proposed by Guetta et al. (2005):

$$\Phi(L_p) \propto \begin{cases} (L_p/L_*)^\alpha & \text{if } L_*/\Delta_1 < L_p < L_*, \\ (L_p/L_*)^\beta & \text{if } L_* < L_p < \Delta_2 L_*, \end{cases} \quad (1)$$

with $\alpha = -0.6$, $\beta = -2$. We adopt the value of $L_* = 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$, corresponding to model ii of Guetta & Piran (2005); Hopman et al. (2006); Guetta & Stella (2009) for primordial binaries, to which we have applied a factor of $\sim 1/2$ correction to convert L_* in the band 50–300 keV to the band 15–150 keV used in this paper (see Section 2.3). This is in agreement with the recent work of Wanderman & Piran (2014).² We also consider a conservative value of $L_* = 5 \times 10^{50} \text{ erg s}^{-1}$ (the lower bound of model ii of Guetta & Piran 2005), which accounts for a possible extra bias arising if, among the observed sample of sGRBs, those with redshift measurement are the most luminous. We choose $\Delta_1 = 100$ and $\Delta_2 = 10$, in order to cover more than 99% of the luminosities. Notice that taking $\Delta_1 = 30$ as suggested by Guetta & Piran (2005) has a very small effect and does not affect the final results. We neglect in this work any possible evolution of the luminosity with redshift (Butler et al. 2010; Howell et al. 2014).

7. The log of the intrinsic duration of the burst, $\log T_i$, is drawn from a Gaussian distribution of mean $\mu_{\log T_i} = -0.458$ and standard deviation $\sigma_{\log T_i} = 0.502$, derived by fitting the sample of Zhang et al. (2012). We neglect here any possible correlation between the peak luminosity and the duration.

2.2. GW Selection Effects

For each coalescence we must first determine if its resultant GW emission is detectable. For this purpose we calculate the event’s coherent signal-to-noise ratio (S/N), for the detector network, in the ideal case of Gaussian noise (see Ghosh & Bose 2013 for a more sophisticated scenario including the possibility of false alarms).

The S/N detected by matched filtering with an optimum filter, in a detector labeled A, is

$$\rho_A^2 = 4 \int_0^\infty \frac{|\tilde{h}_+ F_{+,A} + \tilde{h}_\times F_{\times,A}|^2}{S_{n,A}(f)} df, \quad (2)$$

where f is the frequency of the GW in the observer frame, \tilde{h}_+ and \tilde{h}_\times the Fourier transforms of the GW strain amplitudes of polarizations + and \times , $F_{+,A}$ and $F_{\times,A}$ the antenna response functions to the GW polarizations, and $S_{n,A}(f)$ the one-sided noise power spectral density (PSD) of detector A (see Figure 3).

For low mass systems such as BNS or NS-BH, the S/N is dominated by the inspiral part of the signal and can reduce to

$$\rho_A^2 = \frac{5}{6} \frac{(G\mathcal{M}(1+z))^{5/3} \mathcal{F}_A^2}{c^3 \pi^{4/3} d_L^2(z)} \int_{f_{\min}}^{f_{\text{ISO}(z)}} df \frac{f^{-7/3}}{S_{n,A}(f)}. \quad (3)$$

Here \mathcal{M} is the intrinsic chirp mass, a combination of the two component masses, $d_L(z)$ is the luminosity distance, G is the gravitational constant, c is the speed of light, f_{\min} is the low frequency limit of the detector and $f_{\text{ISO}(z)} = f_{\text{ISO}}/(1+z)$ is the observed (redshifted) GW frequency of the last stable orbit. The factor

$$\mathcal{F}_A^2 = \frac{(1 + \cos^2 i)^2}{4} F_{+,A}^2 + \cos^2 i F_{\times,A}^2, \quad (4)$$

characterizes the detector response. Assuming uncorrelated noise, the combined S/N for the network of detector is simply the quadrature sum $\rho^2 = \sum \rho_A^2$ of individual S/Ns. If ρ is larger than a set S/N threshold level ($\rho \geq \rho_T$) then we say that the event is detectable.

² Actually there is a factor of ~ 20 difference in the results of Wanderman & Piran (2014) since they used a larger energy band (1–10,000 keV).

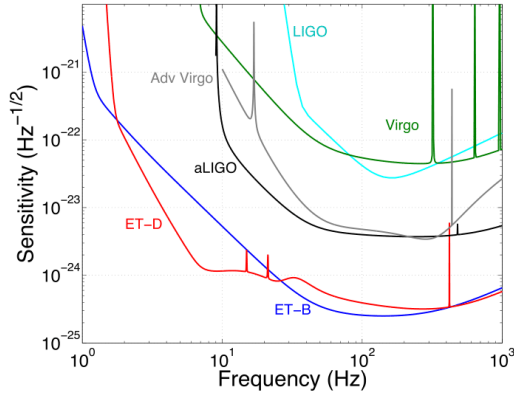


Figure 3. Projected sensitivity for second-generation (advanced) detectors (here the aLIGO high-power zero detuning sensitivity (Harry et al. 2010) and Adv Virgo BNS optimized (Acernese et al. 2006)) and for the initial configuration of ET, ET-B, considered in the Design Study, and the most evolved configuration ET-D (Punturo et al. 2010). The sensitivity of first generation detectors LIGO and Virgo is also shown for comparison.

2.3. EM Selection Effects

2.3.1. The Beaming Angle

The first selection effect affecting the detection of sGRBs in EM is the strong focusing of the ultra-relativistic jetted emission, i.e., the beaming angle θ_B . Only the fraction $\Theta_B = (1 - \cos \theta_B)$ of sources with inclination angle

$$|\cos \iota| \leq \cos \theta_B \quad (0 \leq \iota \leq \theta_B \text{ or } \pi \leq \iota \leq \pi + \theta_B), \quad (5)$$

can be observed on Earth.

Because of the small number of detections of afterglow associated with sGRBs, this angle is constrained to 5° – 10° for only a handful of cases (see eg Soderberg et al. 2006; Fong et al. 2012; Nicuesa Guelbenzu et al. 2011). The non-detection of a jet break also provides lower limits on the jet opening angle between 5° and 25° (Coward et al. 2012; Berger 2014; Fox & Mészáros 2006; Grupe et al. 2006). Based on a sample of 79 IGRBs and 13 sGRBs (Fong et al. 2012) propose a median of about 10° . Because of this uncertainty we use a wide range of values for the jet opening angle between 5° – 30° .

2.3.2. Instrumental Effects

The other obvious selection effects are related to the instrument: the burst can be undetected due to its faintness, to the fact that it is not located in the field of view (FOV), or because it occurs while the instrument cannot record it. This last effect is dominated by passes through the Southern Atlantic Anomaly (SAA), which reduce the duty cycle (DC) to $\sim 80\%$ of the total time. In the following, we take the effects of the FOV and the DC as independent factors reducing the probability of detection, independently of the source distance and spectrum. Table 1 gives a summary of the characteristics of the detectors we have considered in this work.

An important point to take into account is the complicated trigger mechanism of GRB detectors. Currently, two main instruments can be used to detect a large sample of bursts: *Swift* and *Fermi*. While the later is more suited to detect high energy photons, characteristic of sGRBs, only the former provides a

Table 1

Summary of the Properties of the Different Electromagnetic Detectors: the Duty Cycle DC, the Field of View FOV in Steradians, and the Energy Band in keV

| Mission | DC (%) | FoV (sr) | Energy Band (keV) |
|-------------------|--------|----------|-------------------|
| <i>Swift</i> | 80 | 1.4 | 15–150 |
| <i>Fermi</i> -GBM | 80 | 9.5 | 8–30000 |
| <i>SVOM</i> | 80 | 2 | 4–5000 |
| <i>LOFT</i> | 80 | π | 2–80 |

statistical sample of sGRBs with a measured redshift. As a matter of consequence, we will use *Swift* in the following as our reference instrument.

Whether a sGRB at redshift z is bright enough to be detected is given by

$$L_p \geq L_{\text{lim}}(z) \quad \text{with} \quad L_{\text{lim}}(z) = F_{\text{lim}} 4\pi d_L(z)^2 k(z), \quad (6)$$

where L_p is the peak luminosity of a source at redshift z , F_{lim} is the limiting flux for a sGRB detection, and $k(z)$ is the k-correction due to the finite observation band at a given redshift. For a generic sGRB defined by its peak energy $E_p = 440$ keV and low and high energy spectrum power indices $\alpha = -0.5$, and $\beta = -3.2$, the Band law (Band et al. 1993) gives $F_{\text{lim}} \sim 0.4$ photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ for on-axis triggers in the 1–1000 keV observation band. A moderate variation of E_p (up to a factor of 2–3) does not change significantly this result. For the *Swift* detection band 15–150 keV, one obtains a threshold of $F_{\text{lim}} \sim 0.56$ photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$, which translates to $F_{\text{lim}} \sim 1.5$ photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ for off-axis sources. In addition to these optimal and averaged values, we also consider a pessimistic value of 2.5 photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$, corresponding to sGRBs with redshift measurement. In practice, the trigger mechanism can be more complex than Equation (6) and very difficult to model in detail (Lien et al. 2014), but this equation provides a first-order estimate of the trigger condition, and the threshold is derived using flight data (Band 2006) in order to reduce the uncertainties.

Figure 4 shows $L_{\text{lim}}(z)$ for these three limits, along with a sample of 17 observed sGRBs with redshift measurement (Zhang et al. 2012), and 1000 simulated data with the conservative peak luminosity distribution ($L_* = 5 \times 10^{50}$), which best fit the observed sample (using $L_* = 10^{51}$ produces too many detected sGRBs at large redshift).

3. DETECTION EFFICIENCY

In the following sections, we present the various selection effects described above in terms of efficiency, i.e., the fraction of sources, relative to the total, which can be detected at a given redshift.

3.1. GW Efficiency

Several factors affect the maximum distance to which a GW detector will be able to detect a source (the horizon).

1. The relative position of the source with respect to the detector plane at the time of coalescence: a detector is most sensitive to a GW signal that propagates orthogonally to the plane of the detector, meaning that the signal will be affected by both the position in the sky and the time of arrival.

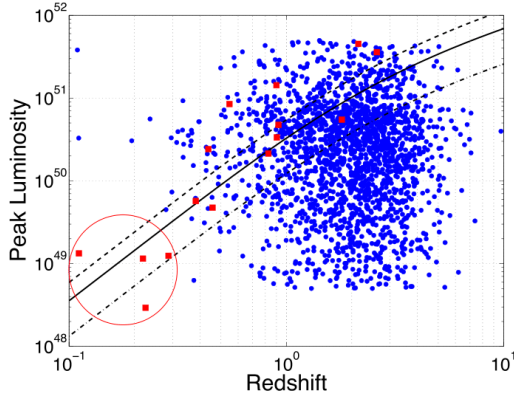


Figure 4. Sensitivity of the *Swift* satellite for a flux limit of $1.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (continuous black line), $2.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (dashed black line), corresponding to sGRBs with redshift measurement, and an optimal value of $0.56 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (dash-dotted black line), corresponding to on-axis sources. The blue circles correspond to a sample of 10,000 sources simulated from the Monte Carlo procedure described in Section 2. The red squares show a sample of 17 observed sGRBs (Zhang et al. 2012). The low redshift/low luminosity population, indicated by a red circle in the bottom left of the plot, is difficult to reproduce with the simulations and could be either a population of magnetars or dynamical BNS or NS–BH whose long evolution times, of the order of 3 Gyr (Wanderman & Piran 2014), may explain why they are more numerous at low redshift. It would not explain why they would be sub-luminous though.

2. The second factor is the inclination angle, i.e., the angle between the normal of the source orbital plane and the observer’s line of sight.

Figure 5 displays the efficiency of ALV and ET for the two cases BNS and NS–BH. The S/N threshold is set to $\rho_T = 12$ for ALV (Kelley et al. 2013), corresponding roughly to an S/N of 8 on at least two detectors. The observation of an EM counterpart, by increasing detection confidence, may allow to reduce the S/N threshold, thus we also use a less conservative value of $\rho_T = 8$, corresponding to an S/N of about 6 on two detectors (P. Sutton 2014, private communication). For

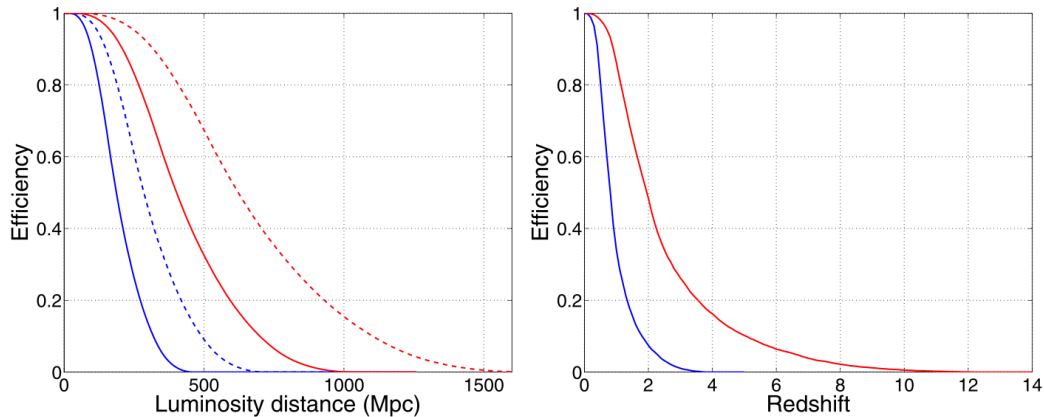


Figure 5. Left: GW detection efficiency as a function of luminosity distance of BNS (blue) and NS–BH (red) for the ALV network. The continuous and dashed lines correspond to signal-to-noise ratio threshold of 12 and 8 respectively. Right: GW detection efficiency as a function of redshift of BNS (blue) and NS–BH (red) for ET and a signal-to-noise ratio threshold of 8. We assumed masses of $1.4 M_\odot$ for neutron stars and $10 M_\odot$ for black holes.

the planned ET, we use $\rho_T = 8$ as suggested by mock data challenges (Regimbau et al. 2012). At a redshift $z \sim 0$, all the sources are detected, but as the distance increases, only the best located and oriented sources reach the required threshold. The horizon of the detector corresponds to the maximum distance of detection for the optimally oriented (face-on) and positioned sources, and increases as the S/N threshold decreases. The ALV horizon is about 460 Mpc for BNS and 1 Gpc for NS–BH, assuming $\rho_T = 12$, or 720 Mpc for BNS and 1.6 Gpc for NS–BH, assuming $\rho_T = 8$. The ET horizon is $z = 4$ for BNS and $z = 13.5$ for NS–BH.³

3.2. Coincidence Efficiency: the Case of a Perfect GRB Detector

In order to model the EM selection effects, we first consider the case of a perfect GRB detector with FOV of 4π sr, duty cycle of 100%, and infinite sensitivity, so that the only selection effect is the beaming fraction. Compared to the previous case, we also require that the inclination ι (or $\pi - \iota$) is equal or smaller than the beaming angle, i.e., one of the two opposite jets is directed toward the Earth. The resulting efficiency presented in Figure 6, $\varepsilon_{\text{cdp}}(z)$, is equal to the beaming factor at $z = 0$ and shows a *plateau* until a redshift z_* . Short GRBs closer than z_* can all be detected in GWs, then the efficiency decreases steadily until the GW detector horizon. The end of the *plateau* correspond to the redshift that gives an S/N $\rho = \rho_T$ when the inclination is equal to the beaming angle and the position in the sky and the polarization are such that \mathcal{F} is minimum.

Figure 7 shows the efficiency ratio between $\varepsilon_{\text{GW}}(z)$ and $\varepsilon_{\text{cdp}}(z)$. The fraction of GW/EM coincident detections corresponds to the beaming angle efficiency at $z = 0$, then increases with the distance to reach 1 close to the GW horizon, where the only sources that can be detected are the best oriented and satisfy Equation (5).

Our assumption of the same averaged value of the beaming angle for the whole population of sGRBs is certainly not

³ Our horizon distance is a bit higher than the one obtained in Abadie et al. (2010a), as we have taken into account the redshift (see Equation (3)). For a single aLIGO detector, we would obtain a horizon of 485 Mpc instead of 445 Mpc for BNS, and 1090 Mpc instead of 927 Mpc for NS–BH.

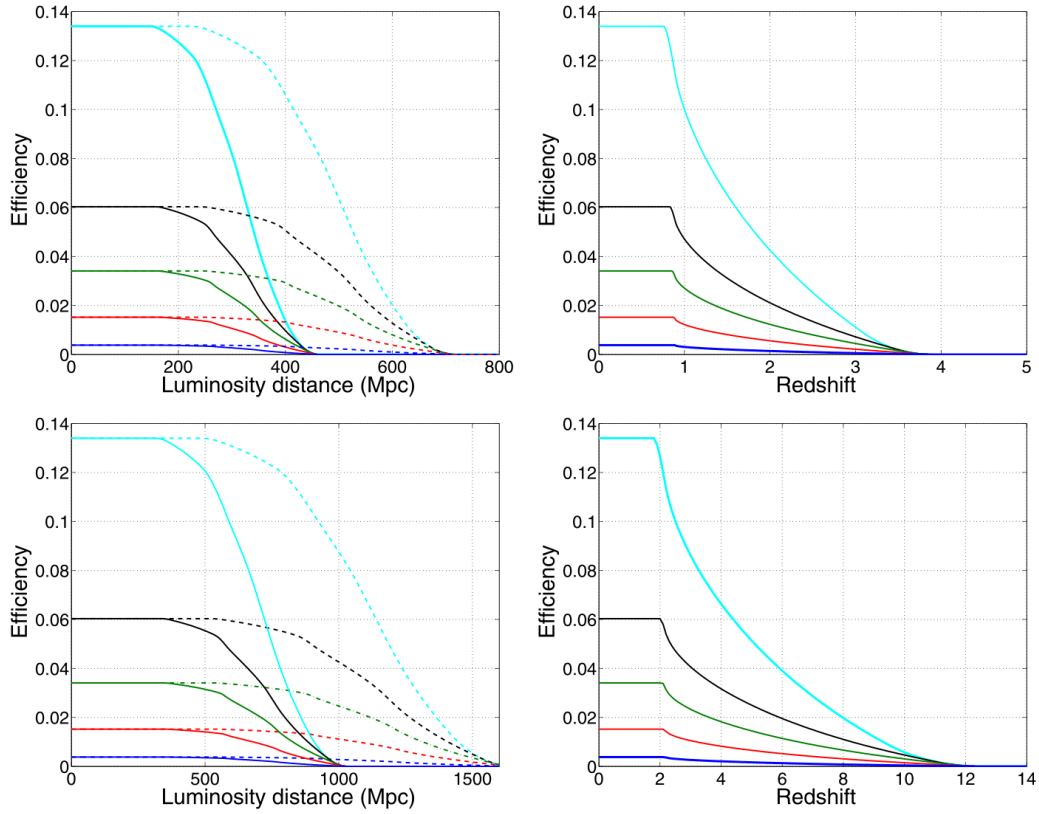


Figure 6. Left: GW/GRB coincident detection efficiency of BNS (top) and NS–BH (bottom), for ALV, assuming infinite sensitivity, an FOV of 4π and a duty cycle of 100% for the GRB satellite, and signal-to-noise ratio threshold of 12 (continuous lines) and 8 (dashed lines). The curves that extend to larger distances are for a threshold of 8. Right: GW/GRB coincident detection efficiency as a function of redshift of BNS (top) and NS–BH (bottom), for ET, infinite sensitivity, an FOV of 4π and a duty cycle of 100% for the GRB satellite, and signal-to-noise ratio threshold of 8. The different lines indicate different values of the beaming angle. From top to bottom: 30° , 20° , 15° , 10° , and 5° .

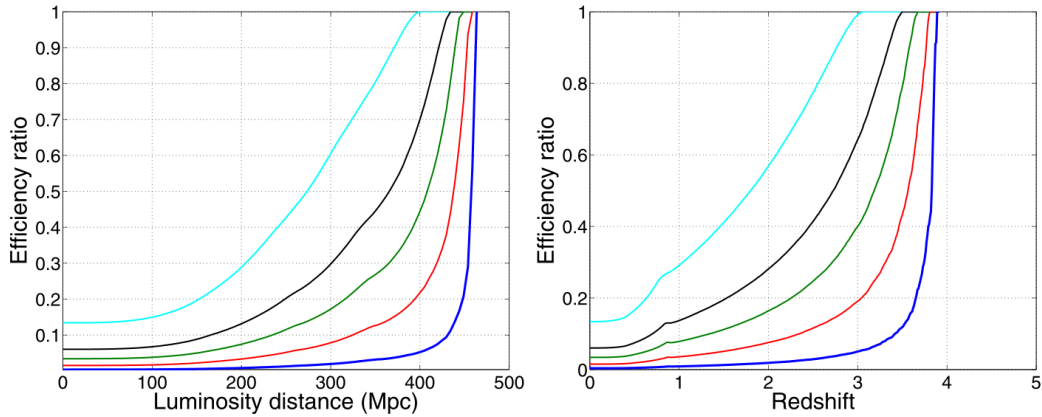


Figure 7. Ratio of total GW events to those that can be observed as sGRBs, assuming infinite sensitivity, an FOV of 4π and a duty cycle of 100% for the GRB. Left: ALV with signal-to-noise ratio threshold of 12. Right: ET with signal-to-noise ratio threshold of 8. The behavior is similar for NS–BH. The different lines indicate different values of the beaming angle. From top to bottom: 30° , 20° , 15° , 10° , and 5° .

realistic. We considered also a set of simple distributions (uniform and Gaussian for θ_B and $\cos \theta_B$ respectively) as well as the log-Gaussian distribution of Goldstein et al. (2011), derived from observations, with average value $\mu_{\log \theta_B} = 2.0794$ and standard deviation $\sigma_{\log \theta_B} = 0.69$ (θ_B in degrees). We found that the efficiency is essentially sensitive to the average value of the beaming factor $\langle \Theta_B \rangle = (1 - \langle \cos \theta_B \rangle)$ and that the width and the shape of the distribution has very little impact. The efficiency is equal to $\langle \Theta_B \rangle$ during the *plateau* and the only difference is visible at the very end, where the distribution of the beaming angle results on a smoother transition between the *plateau* and the sharp decrease of the efficiency curve.

On the other hand, NS are expected to have a very narrow mass distribution centered around $1.4 M_\odot$ but the BH mass distribution is more uncertain. Changing the mass of the system affects the redshift z_* at which the *plateau* ends as well as the horizon distance. For a delta function, the S/N is shifted toward lower values when the mass, as well as z_* and the horizon, decreases. For a broader distribution (for example, a Gaussian or a uniform distribution), there is a smooth transition between the *plateau* and the sharp decrease of the efficiency curve, starting at the critical redshift $z_*(\mathcal{M}_{\min})$ corresponding to the minimum value of the chirp mass \mathcal{M}_{\min} and ending at $z_*(\mathcal{M}_{\max})$ corresponding to the maximum value of \mathcal{M}_{\max} . The horizon is the maximum distance observed for \mathcal{M}_{\max} .

3.3. Case of a Realistic GRB Detector

We now consider the case of a realistic GRB detector with finite sensitivity, and reduced FOV and duty cycle. The FOV, the duty cycle, and the flux limit of the GRB satellites being independent of the GW detection, we write the final efficiency as the product

$$\varepsilon_{\text{cd}}(z) = \varepsilon_{\text{FOV}} \times \varepsilon_{\text{DC}} \times \varepsilon_{\text{cdp}}(z) \times \varepsilon_{\text{sat}}(z), \quad (7)$$

where ε_{FOV} is the FOV divided by 4π sr, ε_{DC} is the duty cycle, ε_{cdp} is the efficiency for a perfect detector found in Section 3.2, and $\varepsilon_{\text{sat}}(z)$ is the fraction of sGRBs whose flux is larger than the limiting flux F_{lim} (see Section 2.3).

The efficiency of *Swift* derived from our Monte Carlo procedure is presented in Figure 8 for a flux threshold of $1.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, a pessimistic value of $2.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, corresponding to sGRBs with redshift measurement, and an optimal value of $0.56 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, corresponding to on-axis sources. The shape is very similar to that presented in Howell et al. (2014) and Lien et al. (2014) for long GRBs, with a sharp exponential decrease.

Figure 9 shows the coincident efficiency, taking into account the sensitivity of *Swift*, for $\theta_B = 10^\circ$ and the three flux threshold of 0.56, 1.5, and $2.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

For ALV, the coincident sensitivity is limited rather by the GW detector horizon than the GRB flux threshold. The effect of the *Swift* sensitivity is not significant for BNS, but is noticeable for NS–BH, especially with an S/N threshold of 8, mainly by reducing the size of the *plateau*.

For ET, the efficiency of a GRB satellite like *Swift* will drop much faster than the GW efficiency, causing the suppression of the *plateau* and shifting the horizon to smaller redshift. In order to have 100% of the sources above the threshold at $z \sim 1$ (corresponding to the end of the *plateau* for BNS), and then fully exploit the potentiality of ET, F_{lim} would have to be reduced to $\sim 0.0013 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ over the next decade if $L_* = 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ (a factor of 2 smaller if $L_* = 5 \times 10^{50} \text{ erg s}^{-1}$).

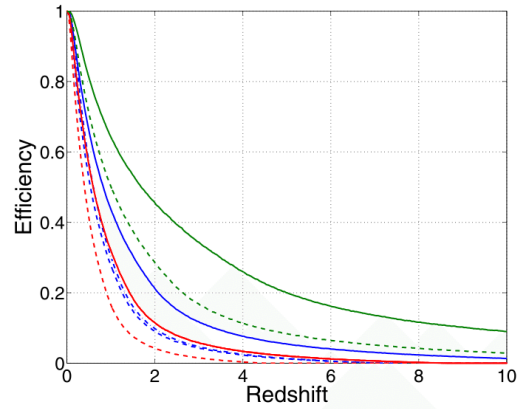


Figure 8. Detection efficiency of the *Swift* satellite for sGRBs assuming a flux limit of $1.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (blue lines), a pessimistic value of $2.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (red lines), corresponding to sGRBs with redshift measurement, and an optimal value of $0.56 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (green lines), corresponding to on-axis sources. The continuous lines correspond to a peak luminosity probability distribution with $L_* = 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ and $\Delta_1 = 100$, and the dashed line to $L_* = 5 \times 10^{50}$ and $\Delta_1 = 100$. For comparison, we have also indicated the efficiency for a larger value of the low luminosity bound ($L_* = 5 \times 10^{50}$ and $\Delta_1 = 30$) in dash-dotted blue. The efficiency is calculated for an FOV of 4π and a duty cycle of 100%, in order to have an efficiency of 1 at $z = 0$.

A value of $0.2 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ would give 80% of the sources above the threshold at $z = 1$ and $1.1 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 50%.

4. RATE

In this paper, we assume the coalescence occurs after two massive stars in a binary system have burned all their nuclear fuel, have evolved into red giants, and the cores have collapsed, possibly after supernova explosions, forming a bound system of two compact objects (neutron stars or black holes) inspiralling each other due to the emission of GWs. Another scenario suggests that NS or BH binaries could form through dynamical captures in dense stellar environment. However, most simulations indicate that the chance for this to occur is small, due to the presence of massive black holes at the center that substitute into binaries during dynamical interactions, so that this population may not represent a significant fraction of the total coalescence rate (Abadie et al. 2010a).⁴

The coalescence rate per interval of redshift,

$$\frac{dR}{dz}(z) = \dot{\rho}(z) \frac{dV}{dz}, \quad (8)$$

is obtained by multiplying the element of comoving volume (dV/dz) and the coalescence rate per unit of volume,

$$\dot{\rho}(z) \propto \int \frac{\dot{\rho}_*(z_f)}{1+z_f} P(t_d) dt_d \quad \text{with} \quad \dot{\rho}(0) = \dot{\rho}_0. \quad (9)$$

In this equation, $\dot{\rho}_*$ is the star formation rate (SFR), $\dot{\rho}_0$ the local coalescence rate in $\text{Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$, z_f the redshift at

⁴ Notice that the dynamical origin is favored in the recent study of Wanderman & Piran (2014) as sGRB progenitors, which may suggest that they are more numerous than what is predicted by simulations or that dynamical binaries are not affected by the same selection effects as primordial binaries (Grindley et al. 2006).

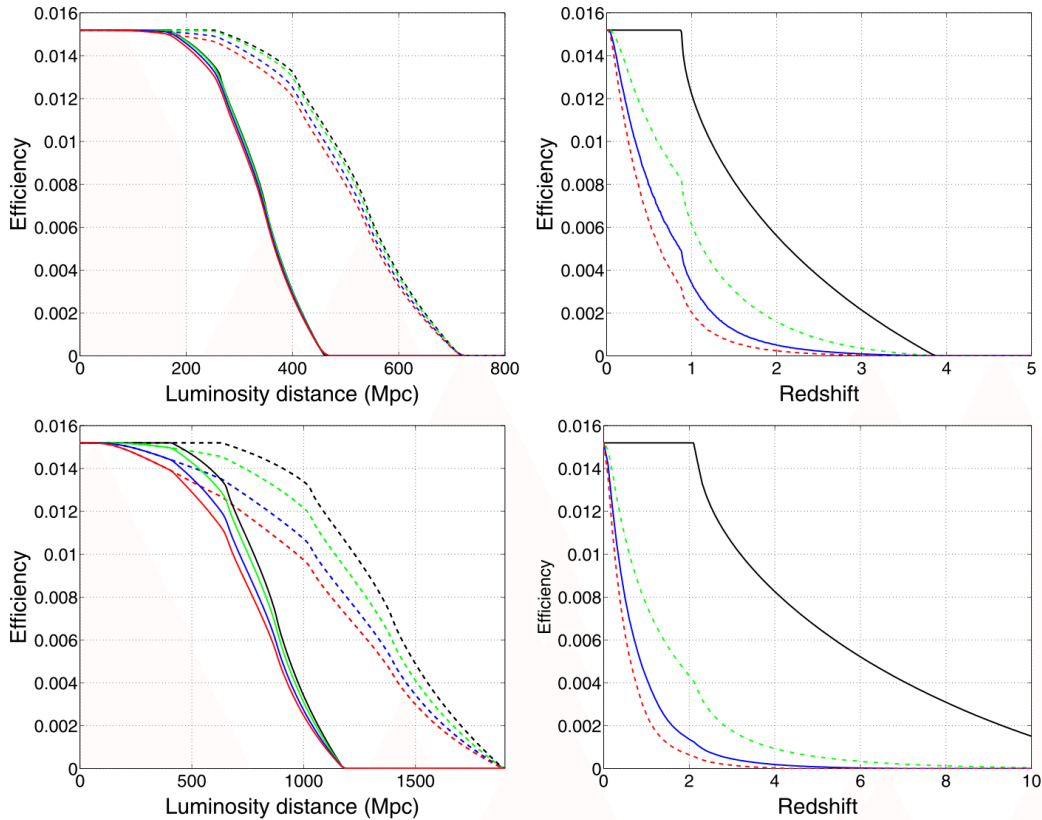


Figure 9. GW/GRB detection efficiency of BNS (left) and NSBH (right), for ALV (top) and ET (bottom), and the *Swift* satellite sensitivity with a flux limit of $1.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (continuous blue line) a pessimistic value of $2.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (dashed red line), corresponding to sGRBs with redshift measurement, and an optimal value of $0.56 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (dash-dotted green line), corresponding to on-axis sources. The black curve corresponds to the efficiency for an infinite sensitivity satellite and is shown for comparison. The efficiency is calculated for an FOV of 4π and a duty cycle of 100%.

the time of formation of the massive binary system, and $P(t_d)$ the probability distribution of the delay between the formation and the coalescence. The number of massive systems that remain bounded after two supernovae (or prompt core-collapses) is uncertain, as well as the time to coalescence (the delay), which depends on complicated evolution scenario involving common envelope and mass transfer. We assume a distribution of the form $P(t_d) \propto 1/t_d$ with a minimum delay of 20 Myr for the population of BNS and 100 Myr for BH-NS, as suggested by the population synthesis software StarTrack (Dominik et al. 2012), and we leave ρ_0 , which is given between $0.001\text{--}10 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ by Abadie et al. (2010a) as a free parameter. The co-moving volume element is given by

$$\frac{dV}{dz}(z) = 4\pi \frac{c}{H_0} \frac{r(z)^2}{E(\Omega, z)}, \quad (10)$$

where

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(\Omega, z')}, \quad (11)$$

and

$$E(\Omega, z) = \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}. \quad (12)$$

In this paper, we use a standard flat cold dark matter (Λ CDM) model for the universe, with $\Omega_m = 0.3$ and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

In order to account for the uncertainty in the star formation history, we consider seven different SFRs described in detail in Regimbau & Hughes (2009); Regimbau (2011) and plotted in Figure 10. As a reference, we use the SFR of Hopkins & Beacom (2006), which is derived from measurements of the galaxy luminosity function in the ultraviolet (UV) and far infrared (FIR) wavelengths, and is normalized by the Super Kamiokande limit on the electron anti-neutrino flux from past core-collapse supernovae. This model is expected to be quite accurate up to $z \sim 2$, with very tight constraints at redshifts $z < 1$ (to within 30%–50%). Fardal et al. (2007) use a different set of measurements and a different dust extinction correction. The SFR found in Fardal et al. (2007) is the same as that of Hopkins & Beacom (2006) up to $z \sim 1$, but decreases slightly at higher redshifts. We also consider the model described by Wilkins et al. (2008), which is derived from measurements of the stellar mass density. The SFR is equivalent to that in Hopkins & Beacom (2006) and Fardal et al. (2007) for $z \lesssim 0.7$, but again is lower at higher redshifts. Note that at present there

Table 2
BNS and NS–BH Coincident Detection Rates (in Units of yr^{-1}) for Different Values of the Beaming Angle for ALV and the *Swift* GRB Satellite with a FOV of 1.4 sr, a Duty Cycle of 80%, and a Flux Limit of $F_{\text{lim}} = 1.5 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$

| | 5° | 10° | 15° | 20° | 30° | GW |
|---------------|-------------|-------------|-----------|-----------|-----------|---------|
| BNS | | | | | | |
| $\rho_T = 12$ | 0.004–0.005 | 0.01–0.02 | 0.03–0.04 | 0.06–0.07 | 0.11–0.13 | 2.5–3.0 |
| $\rho_T = 8$ | 0.01–0.02 | 0.05–0.06 | 0.10–0.13 | 0.18–0.23 | 0.35–0.46 | |
| NS–BH | | | | | | |
| $\rho_T = 12$ | 0.001–0.002 | 0.006–0.008 | 0.01–0.02 | 0.02–0.03 | 0.04–0.06 | 1.5–2.0 |
| $\rho_T = 8$ | 0.004–0.005 | 0.01–0.02 | 0.03–0.04 | 0.05–0.08 | 0.11–0.16 | |

Notes. The range of values reflects the uncertainty on the SFR. The first line correspond to a signal-to-noise ratio thresholds of 12 and the second line to 8. We used the local rates of $\dot{\rho}_c^o = 0.06 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ for BNS and $0.003 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ for NS–BH, obtained recently by Dominik et al. (2014) for the StarTrack standard model. For other local rates, one should multiply the values of this table by $\dot{\rho}_c^o/0.06$ for BNS or $\dot{\rho}_c^o/0.003$ for NS–BH. The values in the last column indicates the GW detection rate. The rates for the other satellites can be obtained by multiplying these results by $\text{FOV}/1.4 \text{ sr}$, with the FOV given in Table 1.

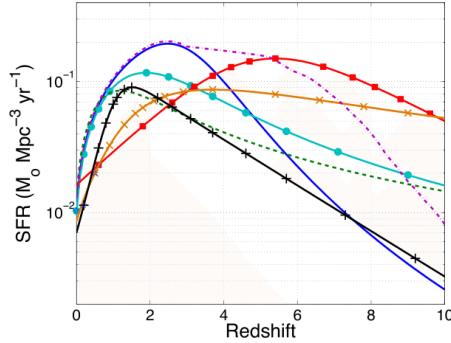


Figure 10. Cosmic star formation rates (in $M_\odot \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$) used in this paper: SFR of Hopkins & Beacom (2006, our reference model) in continuous blue, SFR of Fardal et al. (2007) with light blue dots, SFR of Wilkins et al. (2008) in dashed green, SFR of Springel & Hernquist (2003) with red squares, SFR of Nagamine et al. (2006) with orange crosses, SFR of Tornatore et al. (2007) in dot-dashed purple, and the SFR of Madau et al. (1998) in black with plus signs.

is a discrepancy between the “instantaneous” SFR, measured from the emission of young stars in star forming regions, and the SFR as determined from extragalactic background light. This could have an important impact on the contribution of at $z > 2$. Finally, we consider the analytical SFR of Springel & Hernquist (2003) derived from cosmological smoothed particle hydrodynamics numerical simulations, the model of Nagamine et al. (2006) derived from the fossil record of star formation in nearby galaxies, which probably underestimate the SFR at small redshifts but may be more accurate that and is constant at high redshifts due to the contribution of elliptical galaxies, and the SFR of Tornatore et al. (2007), which combined observations and simulations at higher redshift. For completeness, we also considered a previous model derived from the UV continuum and $\text{H}\alpha$, up to $z \sim 4$, where the main uncertainty comes from dust extinction, which spreads the UV luminosity into the FIR (Madau et al. 1998).

4.1. Detection Rates

The GW detection rate is obtained by integrating over redshift the product of the coalescence rate given in Equation (9) and

the GW efficiency,

$$R_{\text{gw}} = \int_0^{z_{\text{max}}} \varepsilon_{\text{gw}}(z) \frac{dR}{dz}(z) dz, \quad (13)$$

where z_{max} corresponds to the beginning of stellar activity. From our models, $z_{\text{max}} \sim 10\text{--}20$.

This equation is different than the approximated expression $R_{\text{gw}} = (4/3)\pi(d_{\text{max}}/2.26)^3$ (Fin & Chernoff 1993), where d_{max} is the horizon distance and the factor 2.26 is a correction needed to average over sky location and orientation. These two equations are similar when facing with the probe of a small volume, like in the current era of advanced detectors, but strongly diverge for a larger horizon, which is the key signature of ET. In such a case, including the efficiency, the star formation history and the cosmology becomes crucial.

In the same way, we calculate the GW/sGRB detection rate as

$$R_{\text{cd}} = \int_0^{z_{\text{max}}} \varepsilon_{\text{cd}}(z) \frac{dR}{dz}(z) dz. \quad (14)$$

Compared to the simple beaming factor correction $R_{\text{cd}} = \Theta_B R_{\text{gw}}$, this equation results in an improvement of the final coincident rate by a factor of ~ 3 in the case of a perfect sGRB detector, only limited by the beaming selection effect.

The GW coincident rates for ALV and the *Swift* detector are presented in Table 2, for different beaming angles. We used as a reference, the local rates of $\dot{\rho}_c^o = 0.06 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ for BNS and $0.003 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ for NS–BH, obtained recently by Dominik et al. (2014) for the StarTrack standard model. They correspond to GW detection rates of about 3 yr^{-1} for BNS and 2 yr^{-1} for NS–BH, assuming a threshold of 12 for the S/N. That turns out to represent a coincident detection rate for BNS and NS–BH mergers from a few every 1000 yr to a few every 10 yr depending on the beaming angle θ_B . These rates are 2% ($\rho_T = 12$) and 5% ($\rho_T = 8$) smaller than the rates one would obtained assuming infinite GRB satellite flux sensitivity for BNS, and 10% ($\rho_T = 12$) and 18% ($\rho_T = 8$) for BH–NS. Decreasing the S/N threshold from 12 to 8, increases the number of detections by a factor of 3. The coincident rates derived for *Swift* would improve by a factor of ~ 10 for a detector with a large FOV like *Fermi*, but only by a factor of 1.4 and 2.4 for the planned FOV of SVOM and LOFT.

Our results derived from simulations of the cosmological population of BNS and NS–BH are in agreement with the rates derived from sGRBs observations by Siellez et al. (2014,

Table 3
Same as Table 2 for ET, Assuming a GRB Satellite with a FOV of 4π sr and Infinite Flux Sensitivity, but Accounting for the Duty Cycle of 80%

| | 5° | 10° | 15° | 20° | 30° | GW |
|-------|-------------------------|---------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| BNS | $(0.8-1.8) \times 10^2$ | $(3-7) \times 10^2$ | $(0.7-1.6) \times 10^3$ | $(1.3-2.8) \times 10^3$ | $(2.5-5.8) \times 10^3$ | $(0.6-1.5) \times 10^4$ |
| NS-BH | 7-15 | 27-61 | 59-136 | 104-239 | 228-517 | $(1.3-2.4) \times 10^3$ |

0.06–0.16 yr⁻¹), for our reference value of the local merger rate of $\dot{\rho}_c^0 \sim 0.06 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$, or the lower bound of Coward et al. 2012 ($\sim 0.1-10 \text{ yr}^{-1}$ after FOV and DC correction), based on bias correction of *Swift* data. They are a factor of 10 smaller than the rates found by Petrillo et al. (2013, 0.2–1 yr⁻¹). Comparing the different studies is difficult though, as different authors used different assumptions.

As one can see, the coincident rate is very sensitive to the beaming angle θ_B . Between a half jet opening angle of $\theta_B = 5^\circ$ and $\theta_B = 30^\circ$, the rate increases by a factor of about ~ 35 . Using the efficiency presented in Figure 9, we roughly estimated that for our reference value of the local merger rate, the beaming angle, should be between $3^\circ-10^\circ$ in order to reproduce the actual observed rate of eight sGRBs per year with *Swift*, which is consistent with current models of the sGRB jet. This would favor a coincident rate between ALV and *Swift* $< 0.1 \text{ yr}^{-1}$. Increasing the local merger rate would shift the allowed range for the beaming angle toward lower values so that the final coincident rate would be unchanged. However, these estimates of the beaming angle should be considered with precaution due to the uncertainties associated with the intrinsic luminosity distribution derived by population synthesis from the small sample of observed sGRBs.

For ET the GW coincident rates are presented in Table 3 for a detector with a FOV of 4π sr, a duty cycle of 80% and infinite flux sensitivity. This is of course unrealistic but it gives an upper limit of the number of coincidences in 10–20 yr. If the sensitivity of GRB satellites do not improve in the next decade compared to *Swift*, the best one can expect is the *Swift* rate of eight detections a year. This is much better than the rates predicted for ALV, but orders of magnitude below the ET potential. As a matter of consequence, we note that the construction of ET should be accompanied by the launch of a new generation of space observatories focused on transient events.

5. CONSTRAINTS ON THE BEAMING ANGLE

Coincident GW/GRB detections can help measuring, or at least putting strong constraints on the beaming angle of sGRBs (Chen & Holz 2013; Diez 2011). We propose here a very simple method to measure the average beaming factor and thus $\langle \cos \theta_B \rangle$. The number of ALV coincident triggers will be probably too small to do a parameter estimation, thus we consider only the case of ET. We note that it is likely that a further enhancement of ALV, or a new detector before ET provide an intermediate case. For simplicity, we neglect NS–BH sources.

In the redshift interval $z = 0-0.2$, the GW efficiency of ET is almost 1 (99.5% of the sources can be detected) and we assume the sensitivity of the satellite is good enough so that only a negligible fraction of all the sGRBs is below the flux threshold.⁵ The efficiency of coincident detections is then equal to the average beaming factor (times some factor due to the duty

⁵ With $F_{\text{lim}} = 0.1-0.2 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, we have 99% of the sources above the threshold at a redshift of $z = 0.2$ for instance.

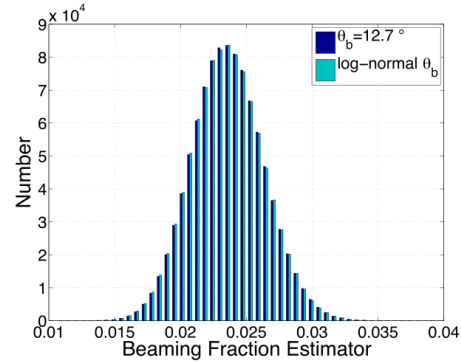


Figure 11. Histogram of $\hat{\Theta}_B$ from a sample of 10^5 simulations assuming 1 yr of observation, for the log-normal distribution with average value $\mu_{\log \theta_B} = 2.0794$ and standard deviation $\sigma_{\log \theta_B} = 0.69$ (θ_B in degrees; Goldstein et al. 2011) compared to a fixed beaming angle $\theta_B = 12.7^\circ$ giving the same average value of the beaming fraction Θ_B . Here we have assumed a GRB satellite with a FOV of 4π sr, duty cycle of 100% and infinite flux sensitivity.

cycle and the FOV) and we can construct the estimator of Θ_B :

$$\hat{\Theta}_B = (\varepsilon_{\text{FOV}} \times \varepsilon_{\text{DC}})^{-1} \frac{N_{\text{cd}}^0}{N_{\text{GW}}^0}, \quad (15)$$

where N_{cd}^0 is the number of coincident detections and N_{GW}^0 the number of GW detections alone, for z in the bin $[0-0.2]$.

In order to test our method, we consider a population of BNS with local rate of $\dot{\rho}_c^0 = 0.1 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$. Using the SFR of Hopkins & Beacom (2006), we obtain a total of $N_{\text{GW}}^0 \sim 3000$ GW over the operation lifetime of ET we assume to be 10 yr. We build the histogram of $\hat{\Theta}_B$ from a sample of 10^5 simulations (Figure 11) and find that $\hat{\Theta}_B$ is a non-biased estimator of Θ_B (the average value $\langle \hat{\Theta}_B \rangle$ converges to the true value) with an error that depends on the average number of coincident sources in one simulation, and thus on the SFR, the local rate, the beaming angle, the duty cycle and the FOV, and of course the time of observation. We confirm the result found in Section 3.2 that a distribution of the beaming angle does not affect the number of coincident detections, and thus the beaming factor estimator. However, when the distribution of θ_B is not known, we can only measure the average value of the cosine.

Table 4 gives the average value of $\hat{\Theta}_B$ and the standard deviation for the SFR of Hopkins & Beacom (2006) ($\langle N_{\text{GW}}^0 \rangle \sim 3000$) for $\varepsilon_{\text{FOV}} = \varepsilon_{\text{DC}} = 1$ and fixed angles of 5° , 10° , and 15° .

For different combinations of local rates, SFR, duty cycle, and FOV or time of observation T , one should simply rescale the standard deviation as

$$\sigma' = \sqrt{\frac{3000}{\langle N_s \rangle}} \sigma, \quad (16)$$

Table 4
Mean and Standard Deviation of the Beaming Angle Estimator $\hat{\theta}_B$ for the SFR of Hopkins ($\langle N_{\text{gw}}^0 \rangle \sim 3000$), and Assuming a GRB Satellite with a FOV of 4π sr, Duty Cycle of 100% and Infinite Flux Sensitivity

| θ_B ($^\circ$) | $\langle \hat{\theta}_B \rangle$ | $\sigma_{\hat{\theta}_B}$ | Error (%) |
|----------------------------|----------------------------------|---------------------------|--------------|
| 5 | 0.0039 | 0.0011 | 29.3 |
| 10 | 0.015 | 0.0022 | 14.5 |
| 20 | 0.060 | 0.00042 | 7.23 |

with

$$\langle N_s \rangle' = T \times \varepsilon_{\text{DC}} \times \varepsilon_{\text{FOV}} \times \dot{\rho}_0 \times \langle N_{\text{gw}}^0 \rangle, \quad (17)$$

where T is in year and $\dot{\rho}_0$ in $\text{Mpc}^{-3} \text{Myr}^{-1}$. For example the standard deviation should be multiplied by 3 for $\varepsilon_{\text{FOV}} = 0.15$ and $\varepsilon_{\text{DC}} = 0.8$. We have also studied the different distributions of θ_B used in III.D and confirmed this result.

6. CONCLUSION

In this paper, we have presented Monte Carlo simulations of coincident detections between GW and electromagnetic detectors. We have assumed that sGRBs could be powered by BNS or NS–BH coalescences and we have modeled the different selection effects of both GW and EM detectors. We have calculated a coincident efficiency taking into account the fact that the source inclination affect both the GW and GRB efficiency. Besides the beaming angle and the GRB satellite field of view, which are the most important effects, we have shown that the coincident sensitivity is limited by the GW detector horizon for the network of advanced detectors ALV, while for ET it is the GRB flux threshold that is the most important. For ALV the best GRB satellite will be the one with the largest field of view, independently of the flux sensitivity, but for ET, the most important gain will come from the improvement of the sensitivity. In order to roughly estimate the sensitivity required for such an “optimized” sGRB detector used for the follow-up of ET, we have estimated that reducing the average flux limit to $F_{\text{lim}} \sim 0.1\text{--}0.2 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ over the next decade, would allow 80% of the sources at a redshift of $z \sim 1$ (corresponding to the end of the *plateau* of the coincident detection efficiency for BNS) to be above the threshold. The flux limit would have to be reduced to $F_{\text{lim}} \sim 0.02\text{--}0.05 \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ to obtain 80% at $z = 2$, where we have the peak of the distribution of the redshift, and where the difference between dark energy equation of states cosmological models is more visible.

Using a set of star formation rate models, we have calculated the coincident rate for different values of the beaming angle for ALV and ET. Our results predict a small number of coincident detections with ALV (less than one event per year for the *Swift* field of view of 1.4 sr and a duty cycle of 80%), in agreement with recent studies (see for instance Coward et al. 2012; Petrillo et al. 2013; Siellez et al. 2014). The observation of a sGRB counterpart, by increasing detection confidence, may allow for the reduction of the S/N threshold. We have shown that using a threshold of 8 rather than 12 increases the number of coincident detections by a factor of 3 for ALV. We have found a potential number of coincidences of $\sim 100\text{--}10,000 \text{ yr}^{-1}$ for ET assuming GRB satellites can reach the desired flux threshold and a maximum FOV of 4π , but this number will reduce to a few events per year if the FOV and the sensitivity do not improve compared to *Swift*.

Finally we have proposed an original method to estimate the mean jet opening angle of sGRBs. This method can be applied to ALV though with low sensitivity. The accuracy will improve as the sensitivity of the GW detectors enhance.

The coincident rates could slightly increase by considering the population of dynamical binaries that could have formed by captures in dense environment and that could be numerous at low redshift due to the long delay between formation and coalescence (Wanderman & Piran 2014). However we do not expect a big change and our findings emphasize the need of a dedicated, wide field of view, multi-wavelength followup of GW detections with a sensitivity increase by a factor of 5 to 10 compared to current detectors.

We acknowledge the use of public data from the *Swift* data archive and Eric Howell and David Coward for helpful discussions. D.M. acknowledges the PhD financial support from the Observatoire de la Côte d’Azur and the PACA region.

REFERENCES

- Aasi, J., Abadie, J., Abbott, B. P., et al. 2014, *ApJS*, 211, 7
 Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, R., et al. 2010a, *CQGra*, 27, 173001
 Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, R., et al. 2010b, *ApJ*, 715, 1453
 Abbott, B., Abbott, R., Adhikari, R., et al. 2008, *ApJ*, 681, 1419
 Acernese, F., Amico, P., Alshourbagy, M., et al. 2006, *CQGra*, 23, 635
 Band, D. L. 2006, *ApJ*, 644, 378
 Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
 Berger, E. 2014, *ARA&A*, 52, 43
 Berger, E., Fong, W., & Chornock, R. 2013, *ApJL*, 774, L23
 Buonanno, A., Iyer, B. R., Ochsner, E., Pan, Y., & Sathyaprakash, B. S. 2009, *PhRvD*, 80, 084043
 Butler, N. R., Bloom, J. S., & Poznanski, D. 2010, *ApJ*, 496, 495
 Cannon, K., Cariou, R., Chapman, A., et al. 2012, *ApJ*, 748, 136
 Chen, H.-Y., & Holz, D. E. 2013, *PhRvL*, 111, 181101
 Corsi, A., & Mészáros, P. 2009, *ApJ*, 702, 1171
 Coward, D. M., Howell, E. J., Piran, T., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 2668
 Dalal, N., Holz, D. E., Hughes, S. A., & Jain, B. 2006, *PhRvD*, 74, 063006
 Dietz, A. 2011, *A&A*, 529, A97
 Dominik, M., Belczynski, K., Fryer, C., et al. 2012, *ApJ*, 759, 52
 Dominik, M., Berti, E., Bulik, T., et al. 2014, arXiv:1405.7016
 Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, *Natur*, 340, 126
 Fardal, M. A., Katz, N., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2007, *MNRAS*, 379, 985
 Fin, L. S., & Chernoﬀ, D. F. 1993, *PhRvD*, 47, 2198
 Fong, W., Berger, E., Margutti, R., et al. 2012, *ApJ*, 756, 189
 Fox, D. B., & Mészáros, P. 2006, *NJPh*, 8, 199
 Ghosh, S., & Bose, S. 2013, arXiv:1308.6081
 Goldstein, A., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2011, arXiv:1101.2458
 Grindlay, J., Portegies Zwart, S., & McMillan, S. 2006, *NatPh*, 2, 116
 Grupe, D., Burrows, D. N., Patel, S. K., et al. 2006, *ApJ*, 653, 462
 Guetta, D., & Piran, T. 2005, *A&A*, 435, 421
 Guetta, D., Piran, T., & Waxman, E. 2005, *ApJ*, 619, 412
 Guetta, D., & Stella, L. 2009, *A&A*, 498, 329
 Harry, G. M., et al. 2010, *CQGra*, 27, 084006
 Hopkins, A. M., & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
 Hopman, C., Guetta, D., Waxman, E., & Potegies Zwart, S. 2006, *ApJL*, 643, 91
 Howell, E. J., Coward, D. M., Stratta, G., Gendre, B., & Zhou, H. 2014, *MNRAS*, 444, 15
 Ivanova, N., Heinke, C. O., Rasio, F. A., Belczynski, K., & Fregeau, J. M. 2008, *MNRAS*, 386, 553
 Kelley, L. Z., Mandel, I., & Ramirez-Ruiz, E. 2013, *PhRvD*, 87, 123004
 Li, L. X., & Paczynski, B. 1998, *ApJL*, 507, L59
 Lien, A., Sakamoto, T., Gehrels, N., et al. 2014, *ApJ*, 783, 24
 Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
 Nagamine, K., Ostriker, J. P., Fukugita, M., & Cen, R. 2006, *ApJ*, 653, 881
 Nicuesa Guelbenzu, A., Klose, S., Rossi, A., et al. 2011, *A&A*, 531, L6
 Nissanke, S., Holz, D. E., Hughes, S. A., Dalal, N., & Sievers, J. L. 2010, *ApJ*, 725, 496
 Petrillo, C. E., Dietz, A., & Cavagli, M. 2013, *ApJ*, 767, 140
 Punturo, M., Abernathy, M., Acernese, F., et al. 2010, *CQGra*, 27, 194002
 Regimbau, T. 2011, *RAA*, 11, 369
 Regimbau, T., Dent, T., Del Pozzo, W., et al. 2012, *PhRvD*, 86, 122001
 Regimbau, T., & Hughes, S. A. 2009, *PhRvD*, 79, 062002

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 799:69 (12pp), 2015 January 20

REGIMBAU ET AL.

- Regimbau, T., Meacher, D., & Coughlin, M. 2014, *PhRvD*, **89**, 084046
Rosswog, S. 2005, *ApJ*, **634**, 1202
Sadowski, A., Belczynski, K., Bulik, T., et al. 2008, *ApJ*, **676**, 1162
Salvaterra, R., Della Valle, M., Campana, S., et al. 2009, *Natur*, **461**, 1258
Sathyaprakash, B. S., Schutz, B. F., & Van Den Broeck, C. 2010, *CQGra*, **27**, 215006
Schutz, B. F. 1986, *Natur*, **323**, 310
Siellez, K., Boër, M., & Gendre, B. 2014, *MNRAS*, **437**, 649
Singer, L. P., Cenko, S. B., Kasliwal, M. M., et al. 2013, *ApJL*, **776**, L34
Soderberg, A. M., Berger, E., Kasliwal, M., et al. 2006, *ApJ*, **650**, 261
Springel, V., & Hernquist, L. 2003, *MNRAS*, **339**, 312
Tomatore, L., Borgani, S., Dolag, K., & Matteucci, F. 2007, *MNRAS*, **382**, 1050
Usov, V. V. 1992, *ApJ*, **389**, 635
Wanderman, D., & Piran, T. 2014, arXiv:1405.5878
Wilkins, S. M., Trentham, N., & Hopkins, A. M. 2008, *MNRAS*, **385**, 687
Zhang, B., Fan, Y. Z., Dyks, J., et al. 2006, *ApJ*, **642**, 354
Zhang, B., Zhang, B.-B., Virgili, F. J., et al. 2009, *ApJ*, **703**, 1696
Zhang, Z. B., Chen, D. Y., & Huang, Y. F. 2012, *ApJ*, **755**, 55
Zhao, W., van den Broeck, C., Baskaran, D., & Li, T. G. F. 2011, *PhRvD*, **83**, 023005

Table des figures

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Fonctionnement d'un pulsar | 9 |
| 1.2 | Schéma d'un système binaire dont les lobes de Roche se touchent au point de Lagrange L1. | 12 |
| 1.3 | Résumé des masses mesurées pour les trous noirs en haut et les étoiles à neutrons en bas. Les erreurs sont généralement à 1σ et les flèches indiquent la fonction de masse mesurée. Crédits : Thorsett & Chakrabarty (1999) | 14 |
| 1.4 | Décroissance orbitale du pulsar binaire PSR 1916+13. Les points rouges correspondent aux observations, la ligne bleu à la courbe théorique prédite par la RG; crédits : Taylor & Weisberg (1982) | 19 |
| 1.5 | Effet d'une onde gravitationnelle de polarisation "+" puis "x" sur un cercle de masses test tombant en chute libre. Crédits : Robert Johnston. | 20 |
| 1.6 | Répartition mondiale des différentes barres résonantes. Crédits : Tania Regimbau. | 20 |
| 1.7 | Schéma de l'interféromètre de Michelson utilisé par le détecteur VIRGO : - Copyright : EGO. | 22 |
| 1.8 | Bruits dans Advanced Virgo. Crédits : Acernese et al. (2015). | 23 |
| 1.9 | Répartition des détecteurs d'OG dans le monde à l'horizon 2016-2020. | 24 |
| 1.10 | Sensibilité des différents détecteurs d'OG en fonction de la fréquence. Crédits : Acernese et al. (2015) | 24 |
| 1.11 | (a) : Projet Einstein Telescope. Crédits : ET - (b) : eLISA placé en orbite avec un angle de 20° derrière la Terre, dans un plan de 60° par rapport à l'écliptique. Crédits : AEI/MM/exozet. | 25 |
| 1.12 | a : Simulation du signal d'onde gravitationnelle provoqué par la formation d'une supernova. Le pic est caractéristique de l'effondrement de l'étoile suivi d'un ou plusieurs rebonds - b : Schéma illustrant les différentes phases de l'évolution d'une binaire d'étoiles à neutron avec le signal qui lui est associé. Crédits : Kip Thorne (Dimmelmeyer et al., 2002). | 26 |
| 1.13 | Sensibilité en fonction de la fréquence de différentes sources pour divers détecteurs d'ondes gravitationnelles. Crédits : Christopher Moore, Robert Cole and Christopher Berry from the Gravitational Wave Group at the Institute of Astronomy, University of Cambridge; http://rhcole.com/apps/GWplotter/ (Moore et al., 2015). | 27 |
| 1.14 | (a) : Une paire de satellite Vela. Crédits : USAF - (b) : Courbe de lumière du premier sursaut observé par Vela-4a. Il donne une première vision des sursauts gamma : flash intense (plus de 100 coups par seconde) et bref (d'une durée de quelques secondes). Il présente deux pulses. (Crédits : http://apod.nasa.gov/htmltest/jbonnell/www/grbhists.html) | 28 |

TABLE DES FIGURES

| | | |
|------|---|----|
| 1.15 | Distribution des sursauts gamma comparés à différents objets. Cette répartition a été réalisée après 3 ans d'observations par BATSE. Les étoiles proches sont elles aussi isotropes avec des mouvements propres, les nébuleuses planétaires suivent le disque de la Voie Lactée, les amas globulaires sont plus présents autour du centre galactiques, les galaxies suivent les toiles cosmiques des grandes structures et les radio-galaxies sont isotropes - source : Paczynski (1995) | 29 |
| 1.16 | Première rémanence détectée pour GRB 970228. En haut se trouve l'émission optique du sursaut, notée OT pour <i>Optical Transient</i> . A gauche se trouve la détection 21h après le sursaut et à droite , celle une dizaine de jours après (Groot et al., 1997; van Paradijs et al., 1997). En bas , se trouve l'émission X avec une première détection 8h après le sursaut gamma, à gauche , puis une seconde 3 jours après, à droite (Costa et al., 1997). | 31 |
| 1.17 | Distribution observée par BATSE des 2704 sursauts gamma observés- Crédits : NASA | 32 |
| 1.18 | Lancement de CGRO. Les instruments le constituant ont été notés sur cette photographie, notamment en rouge on peut voir 4 des 8 détecteurs BATSE. Crédits : NASA | 33 |
| 1.19 | (a) : Schéma illustrant la méthode de comparaison des temps d'arrivée dans deux détecteurs différents pour en déduire la distance, utilisée par Vela et le réseau IPN - (b) : Schéma de la méthode consistant à comparer l'intensité du signal entrant dans deux détecteurs perpendiculaires, utilisée par CGRO-BATSE et le Fermi-GBM. Crédits : Frédéric Daigne. | 34 |
| 1.20 | (a) : Schéma de principe du masque codé placé à l'ouverture du télescope. Il est composé de carrés transparents et d'autres noirs qui empêchent les rayons gamma de passer. L'ombre projetée sur le détecteur en dessous permet, grâce au schéma pseudo-aléatoire du masque codé, de reconstruire de façon précise, la direction dont la source provient. Si la source est brillante tel un sursaut gamma, déduire sa position est aisé, alors que dans le cas de sources multiples, il faut passer par une reconstruction mathématique plus complexe. Sur le schéma du détecteur on peut voir la méthode d'interprétation de ce dernier (noir : pas de photons, violet : photons venant des deux sources, bleu : photons de la source bleu et rouge : ceux de la source rouge). Cette méthode est utilisée par <i>BeppoSAX</i> , HETE2, INTEGRAL, Swift. Crédits : ISDC/M. Türler - (b) : Photo d'un masque codé, vérifié par un technicien en salle blanche, ici celui utilisé par Swift. Crédits : NASA/GSFC/Chris Gunn. | 35 |
| 1.21 | (a) Schéma du satellites Swift avec ses différents instruments : Crédits : ISDC/M. Türler - (b) : Exemple d'observations réalisée par le BAT, puis le XRT et enfin UVOT. Crédits : NASA/Swift Team. | 36 |
| 1.22 | (a) : Cartes du ciel dans une bande d'énergie supérieure à 100MeV, centrées sur le pôle nord galactique. Celle de gauche a un temps de pause de 3 heures avant l'apparition du sursaut. Celle de droite a le même temps de pause mais débute 2h30 après le début du sursaut. Crédits : NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration - (b) : Vue d'artiste des bulles au centre de la Voie Lactée. Crédits :NASA's Goddard Space Flight Center. | 37 |
| 1.23 | Réseau de télescopes automatisés. Leur diamètre est indiqué entre parenthèse, et leur champ de vue est noté Fov. | 39 |
| 1.24 | La courbe de lumière vue grâce au BAT de GRB 080503 avec un binning d'une seconde dans la bande 15-150keV. L'encadré met en évidence avec un binning de 16ms un pic très bref et à droite un binning étendu sur 10s pour montrer que l'émission continue jusqu'à environ 200s. Crédits : Perley et al. (2009) | 40 |

| | | |
|------|--|----|
| 1.25 | Chacun de ces 12 sursauts gamma présentent une courbe de lumière différente. Crédits : J.T. Bonnell (NASA/GSFC) | 41 |
| 1.26 | (a) : Comparaison des courbes de lumières provenant du BAT (émission prompt) et du XRT (émission rémanente en rayonnement X entre 0.3 et 10keV) pour 8 sursauts gamma. Ces sursauts présentent un comportement à 3 phases : décroissance rapide - plateau et décroissance normale. (Salvaterra et al., 2009) - (b) : Courbe de lumière canonique présentant l'émission prompt et rémanente, adaptée de Starling (2008) . | 42 |
| 1.27 | (a) : Courbe de lumière optique de la première rémanence détectée du sursaut gamma GRB970228. Le suivi a été réalisé <i>Beppo-SAX</i> . La droite approximant les données observées est l'ajustement du flux par une loi de puissance, sans cassure durant au moins les 6 premiers mois (Salvaterra et al., 2009). - (b) : Rémanence en radio de 4 sursauts. Les lignes noires solides sont les modèles suivant les données avec une enveloppe grise de variabilité dû à la scintillation interstellaire. Yost et al. (2003) . . | 42 |
| 1.28 | (a) : Distribution du nombre de sursauts gamma détectés par BATSE en fonction de la durée logarithmique observée T_{90} . (Kouveliotou et al., 1993) Crédits : http://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/duration/ - (b) : Relation logarithmique entre la durée observée T_{90} et la dureté notée HR, réalisée par Qin et al. (2000) avec le catalogue 4B de BATSE. La dureté est calculée comme le rapport entre la fluence à haute énergie (100-300keV) et celle de plus basse énergie (50-100keV) . . | 43 |
| 1.29 | (a) : Spectre du GRB 071003. Les points représentent les observations réalisées 2,67 jours après le sursaut. Les bandes d'énergies ont été représentées par des bandes de couleur, partant de la bande radio, puis millimétriques, sub-millimétrique, Infra-Rouge (IR), Optique, Ultra-Violet (UV) et les rayons X. Adapté depuis (Perley et al., 2008) - (b) : Spectre du sursauts GRB990123, intégré sur toute sa durée et utilisant les données des 4 instruments BATSE du CGRO. L'ordonnée est en flux de photons en haut, et en $\nu F_\nu = E^2 N_E$ en bas. Le modèle utilisé pour fiter la courbe est caractérisé par $\alpha = -0,6$; $\beta = -3,1$ et $E_{peak} = 720keV$ (Briggs et al., 1999). | 44 |
| 1.30 | (a) : Distribution d'un peu moins de 2000 sursauts provenant du catalogue 4B de BATSE (Paciesas et al., 1999). En haut se trouve la distibution de α centrée sur -1 ; au milieu , la distribution de β centrée sur -2.3, et en bas la distribution de l'énergie de pic dont la moyenne se situe entre 200 et 300keV (Preece et al., 2000). - (b) : Distribution de α en haut et du logarithme de l'énergie du pic en bas , pour un échantillon de 79 sursauts gamma courts en orange et de 79 sursauts gamma longs en bleue (Ghirlanda et al., 2009). | 45 |
| 1.31 | Observations de GRB 080916C avec Fermi. (a) : Courbes de lumières dans les différentes bandes en énergie du GBM et du LAT. Quelques photons arrivent sporadiquement au dessus de 1GeV. - (b) : Spectres intégrés sur différents intervalles de temps, définis sur la figure (a) par des lignes pointillées et les lettres correspondantes (Ghirlanda et al., 2009; Abdo et al., 2009e). | 46 |
| 1.32 | Spectres de sursauts auxquels on a du ajouter une composante à haute énergie. En haut se trouve le meilleur fit (les deux composantes ont été tracées séparément avant de les ajouter pour former ce modèle final). La boîte d'erreur est à $\pm 1\sigma$. En bas se trouvent les différents modèles tracés entre différents intervalles de temps. (a) : Spectre GRB 090510 dont le meilleur fit est un modèle de BAND+loi de puissance (Ackermann et al., 2010). - (b) : Spectre GRB 090926A dont le meilleur fit est un modèle de BAND+loi de puissance avec coupure à environ 1GeV (Ackermann et al., 2011). | 46 |

TABLE DES FIGURES

1.33 **(a)** : Distribution des sursauts en fonction de leur redshift. La fenêtre de zoom à bas redshift montre qu’il n’existe aucune différence de distribution notable entre les sursauts gamma courts provenant des galaxies vieilles en bleu et ceux provenant des galaxies jeunes en rouge (Berger, 2014). - **(b)** : Distribution des sursauts gamma longs, détectés par Swift jusqu’en 2009. Aucun sursaut à haut redshift n’a pu être détecté en utilisant les raies d’émission (Wanderman & Piran, 2010). 48

1.34 **(a)** : Cassure achromatique dans le courbe de lumière de la rémanence optique de GRB 990510. Les différentes bandes d’observation V, R et I. La coupure a lieu entre 1 et 2 jours après le sursaut. (Harrison et al., 1999). - **(b)** : Distribution du demi angle d’ouverture θ_j pour les sursauts gamma longs en rouges et courts en bleus. Les flèches indiquent les valeurs limites minimales ou maximales (Fong et al., 2014). . . 49

1.35 **(a)** Comparaison des spectres de la supernova SN 1998bw et le sursaut GRB 030329 dont on a soustrait le continuum (Stanek et al., 2003). Cette supernova avait permis la première association avec le sursaut long GRB 980425 du temps de BeppoSAX (Galama et al., 1998). - **(b)** Courbe de lumière optique du sursaut GRB 980326. Les observations sont indiquées par les différents marqueurs quand les courbes noires modélisent la supernova SN 1998bw, utilisée comme référence, a différents redshift. (Bloom et al., 1999b) 50

1.36 **(a)** Courbe de lumière optique (en bleu) et proche infra rouge (en rouge) de la kilonova GRB 130603B. Les observations ont été réalisées par des télescopes au sol, pour celles < 2 jours, et par le HST, *Hubble Space Telescope*. La courbe suivant l’évolution de la rémanence est en pointillé. L’excès à 7 jours peut être expliqué grâce aux simulation de kilonavae en suivant Barnes & Kasen (2013) avec différentes masses éjectées ($0,01M_{\odot}$ et $0,1M_{\odot}$ respectivement pour les courbes tiretées et en continues), montrant l’excès du processus-r. (Berger et al., 2013a). - **(b)** Schéma de la coalescence d’objets compacts ayant donné un sursaut gamma court avec ses éventuelles contreparties observables, selon l’angle de demi-ouverture par rapport à l’observateur noté θ_{obs} . Le disque d’accrétion symbolisé en bleu est rapidement accrété par le trou noir noté BH (*Black Hole*) en noir. L’émission gamma ne peut être vue que si l’observation est dans l’angle du jet soit $\theta_{obs} \leq \theta_j$. L’émission rémanente est due à l’interaction entre le jet et le milieu circumstellaire (en rose). L’émission optique peut être vue par l’observateur si celui-ci a un angle d’observation $\theta_{obs} \leq 2\theta_j$ pendant plusieurs heures voir plusieurs jours. L’émission radio est, quant à elle, visible depuis n’importe quel angle durant plusieurs jours voir plusieurs années. L’émission due au processus-r de la kilonova, symbolisée en vert peut durer quelques jours (en vert) (Metzger & Berger, 2012). 52

1.37 Schéma du modèle de la boule de feu. A gauche de la figure se trouve l’échelle logarithmique des distances en mètres pour chaque étape, les étapes sont décrites dans le texte. Crédits : Frédéric Daigne 54

1.38 Collaboration AMON pour l’étude multimessagers des coalescence d’objets compacts. Crédits : <http://amon.gravity.psu.edu/index.shtml>. 56

2.1 Images prises par Gemini-North dans la bande I. A gauche et au centre se trouvent les images prises après respectivement 0,23 et 3,26 jours. A droite se trouve la soustraction de ces deux images. La rémanence coïncide avec la position de l’émission X dans Chandra. La galaxie associée est à une distance angulaire de $1,4''$. Crédits : Berger et al. (2013b) 59

| | | |
|------|---|----|
| 2.2 | Redshift photométrique contraint grâce à la galaxie hôte du sursaut GRB 120804A en noir et de la galaxie proche en utilisant les densités de flux en optique et proche infra-rouge. Pour une erreur d'1 σ on a le meilleur fit pour la galaxie hôte à un $z=1.3_{-0.2}^{+0.3}$ alors que pour la galaxie proche, on a $z= 1.25 \pm 0.10$. Crédits : Berger et al. (2013b) | 59 |
| 2.3 | Images dans différentes bandes de GRB 111117A. La bande est indiqué sur la figure, suivie entre parenthèse par le détecteur utilisé. La galaxie hôte est entourée d'un cercle vert et la position de la rémanence détectée par Chandra est notée d'une croix rouge, dans cette image de $17'' \times 17''$. Crédits : Sakamoto et al. (2013). | 60 |
| 2.4 | Observations dans la bande I de Gemini-South/GMOS du GRB 100625A. Le cercle d'erreur du XRT en noir a un rayon de $1.8''$. A gauche se trouve la première image à 0.53 jours avec une faible détection de l'hôte; au centre se trouve celle à 2.63 jours ayant permis l'association avec la galaxie notée G1 et celle de gauche ne montre aucune rémanence dans la limite de 3σ . Crédits : Fong et al. (2013). | 60 |
| 2.5 | Gemini/GMOS observations dans la bande r, commençant 7.9h à gauche et 33.2h au centre après le sursaut. La soustraction de ces 2 images révèle une rémanence faible à droite. Sa position est notée par un cercle noir. Crédits : Fong et al. (2011). | 61 |
| 2.6 | (a) : Observations par Gemini-North/GMOS dans la bande r du sursaut GRB 090515. La source S5 est la galaxie hôte du sursaut. - (b) : La probabilité d'alignement fortuit en fonction de la distance par rapport à la position relative de la rémanence optique, pour chacune des galaxies (cercle noir). La galaxie avec la plus basse P_{cc} est entourée par un cercle. Crédits : Berger (2010). | 61 |
| 2.7 | Observations de la rémanence de GRB 080905A marquée d'un cercle noir. A gauche, se trouve l'image 14.3h après le sursaut et à droite celle 18 jours après. Crédits : Rowlinson et al. (2010) | 62 |
| 2.8 | Modèle de Maraston (2005) en rouge reproduisant les données observées en optique et proche IR de GRB 070729 (Leibler & Berger, 2010). | 62 |
| 2.9 | Image de $20''$ de côté prise par Magellan. La flèche indique la position de l'hôte et le cercle correspond au cercle d'erreur du XRT. Crédits : Berger et al. (2007). | 63 |
| 2.10 | Durée observée T_{90} du sursaut en fonction de la distance. En rouge continu se trouve la limite à 2 secondes utilisée habituellement pour distinguer les sursauts courts des longs. Les 3 courbes bleues respectivement en tiretés, alternés et pointillés représentent chacune un sursaut ayant respectivement une durée intrinsèque de 0.5s, 1s et 1.5s. | 64 |
| 2.11 | Distribution des 301 sursauts observés par <i>Swift</i> ayant un redshift et une durée observée T_{90} connus en fonction de leur durée intrinsèque τ_{90} en échelle logarithmique. | 64 |
| 2.12 | Distribution des sursauts courts en fonction de leur redshift. On a indiqué en bleu les sursauts ne présentant pas assez de données pour déterminer l'allure de leur courbe de lumière, en vert ceux présentant une phase plateau et en rouge ceux sans phase plateau. | 67 |
| 2.13 | Dureté correspondant au rapport entre la fluence comprise entre 50-100keV sur celle entre 25-50keV en fonction de la durée observée T_{90} pour notre échantillon observé par Swift. La couleur correspond à la distance du sursaut : rouge pour $0 < z \leq 0.5$, vert pour $0.5 < z \leq 1$, bleu pour $1 < z \leq 1.5$ et orange pour $z > 1.5$ | 67 |

TABLE DES FIGURES

| | | |
|------|--|----|
| 2.14 | Durété correspondant au rapport entre la fluence comprise entre 50-100keV sur celle entre 25-50keV en fonction de la durée observée T_{90} . Elle comprend l'échantillon du BAT en gris, de BATSE en rouge, de HETE-2 en bleu foncé, de BeppoSAX en vert. La figure originale est extraite de Sakamoto et al. (2011) , sur laquelle on a ajouté notre échantillon, en cyan, présenté en détail FIGURE 2.13. | 68 |
| 2.15 | Distribution des paramètres spectraux pour l'échantillon des sursauts gamma courts vus par Swift dont on a pu extraire (a) : la pente α de la courbe et (b) : l'énergie du pic E_{peak} | 71 |
| 3.1 | Taux de sursauts gamma courts par volume comobile et par an en fonction de la distance. En bleu, se trouve ce taux basé sur les observations, en rouge la courbe de tendance suivant une loi de puissance définie par l'EQUATION 3.1 avec pour indice $b=-1,95$ et pour coefficient $a=0,004$ | 77 |
| 3.2 | Courbe de sensibilité en fonction de la fréquence pour aLIGO à gauche et AdV à droite . La distance moyenne à laquelle une coalescence d'étoiles à neutron devraient être vu de façon optimale est indiqué par la courbe rose. (LIGO Scientific Collaboration et al., 2013) | 78 |
| 3.3 | Détectabilité d'un sursaut gamma court en fonction du redshift. La ligne rouge pointillée représente la sensibilité de Swift pour un sursaut moyen (on a utilisé les valeurs moyennes de durée, de paramètres spectraux et de flux du pic). La ligne bleu continue est la luminosité du sursaut gamma court moyen. | 81 |
| 3.4 | Taux de sursauts gamma courts par volume comobile et par an en fonction de la distance. En bleu, se trouvent le nouveau taux basé sur les observations avec un échantillon dont les sursauts courts ne présentent aucune phase plateau. Les courbes de tendance suivent une loi de puissance définie par l'EQUATION 3.1. La courbe rouge est l'ancien fit réalisé en FIGURE 3.1 avec pour indice $b=-1,95$ et pour coefficient $a=0,004$, le nouveau fit est la courbe violette tiretée qui est définie par $b=-1.83$ et $b=0.003$ | 83 |
| 4.1 | Organigramme montrant les différents paramètres utilisés pour ces simulations. La boîte rouge indique les paramètres des sources détaillés dans la SECTION 4.1.1. La boîte verte montre les paramètres qui vont être utilisés pour déterminer si un évènement sera vu en onde gravitationnelle ou non, comme le détail la SECTION 4.1.2; la boîte bleue indique les paramètres qui sont utilisés pour déterminer si l'évènement sera observer comme sursaut gamma comme le décrit la SECTION 4.1.3. Les flèches mettent en avant les différentes connexions entre les paramètres. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 88 |
| 4.2 | Probabilité de distribution du redshift des EN-EN, en bleu, présentant un pic plus bas à $z \approx 1.9$. Le population de TN-EN en rouge montre un pic plus haut pour $z \approx 1.9$. On a utilisé un taux de formation suivant Hopkins & Beacom (2006) avec un délai de la forme $P(t_d) \propto 1/t_d$. Le minimum pour le délai t_d des EN-EN et des TN-EN est fixé respectivement à 20 Myr et 100 Myr. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 89 |
| 4.3 | Sensibilité projetée pour les détecteurs de seconde générations : AdV optimisé pour les NS-NS (Acernese, F. for the Virgo Collaboration, 2006) et aLIGO (Harry & LIGO Scientific Collaboration, 2010); et celui de troisième génération : <i>Einstein Telescope</i> , avec sa sensibilité prédite notée ET-B et la plus évoluée ET-D (Punturo et al., 2010). La sensibilité des détecteurs de premières générations est montrée à titre de comparaison. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 91 |

| | | |
|-----|--|----|
| 4.4 | Sensibilité de Swift pour un flux limite de $1.5 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (ligne noire continue), $2.5 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (ligne noire tiretée), correspondant aux sursauts gamma courts avec la mesure d'un redshift et la valeur optimale de $0.56 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (ligne alternée noire), correspondant aux sources dans l'axe. Les points bleus correspondent aux 5000 sources simulées avec la procédure Monte Carlo décrite dans la SECTION 4.1. Les carrés rouges sont les 15 sursauts gamma répertoriés comme courts par Zhang et al. (2012). La population à bas redshift et basse luminosité entourée d'un cercle rouge, en bas à gauche de la figure, ne peut pas être reproduite avec les simulations, voir CHAPITRE 5. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 93 |
| 4.5 | (a) : Efficacité de détection des OG en fonction de la distance lumineuse pour les EN-EN en bleu, et les TN-NS en rouge pour le réseau ALV. Les lignes continue et tiretée correspondent à un seuil du S/B de 12 et 8 respectivement - (b) : Efficacité de détection des OG en fonction du redshift pour les EN-EN en bleu, et les TN-NS en rouge pour ET. Le seuil du S/B est fixé à 8. Les masses de l'étoile à neutron et du trou noir sont fixées à respectivement $1.4 M_{\odot}$ et $10 M_{\odot}$. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 94 |
| 4.6 | (A gauche) : Efficacité de détection en coïncidence OG/SG pour les EN-EN, en haut et les TN-EN, en bas, pour ALV. On a supposé une sensibilité infinie, un FOV de 4π et un DC de 100% pour le détecteur de SG. S/B est égale à 12 (lignes continues) et 8 (lignes tiretées). - (A droite) : Efficacité de détection en coïncidence OG/SG pour les EN-EN, en haut et les TN-EN, en bas, pour ET. On a supposé une sensibilité infinie, un FOV de 4π et un DC de 100% pour le détecteur de SG. Le seuil du S/B est de 8. Les différentes lignes représentent les différentes valeur de l'angle de demi ouverture. De haut en bas : 30, 20, 15, 10 et 5 degrés. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 95 |
| 4.7 | Rapport entre le nombre total d'OG et celui pour lequel on observe un SG court. On a supposé une sensibilité infinie, un FOV of 4π et un temps d'acquisition de 100% pour le détecteur électromagnétique. A gauche : ALV avec un rapport signal à bruit de 12. - A droite : ET avec un rapport signal à bruit de 8. Le comportement est similaire pour TN-EN. Les différentes lignes représentent différentes valeurs d'angle du jet. Du haut vers le bas : 30, 20, 15, 10 et 5 degrés. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 96 |
| 4.8 | Efficacité de détection des sursauts gamma courts par Swift. On a utilisé un flux limite à $1.5 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (lignes bleues), une valeur pessimiste à $2.5 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (lignes rouges), et une valeur optimale à $0.56 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (lignes vertes). Les lignes continues correspondent à la probabilité de distribution avec une luminosité du pic telle que $L_* = 10^{51} \text{ erg/s}$ et $\Delta_1 = 100$, et les lignes tiretées pour $L_* = 5 \times 10^{50}$ et $\Delta_1 = 100$. A titre de comparaison, on a indiqué l'efficacité des valeurs plus dispersées à basse luminosité c'est-à-dire pour $L_* = 5 \times 10^{50}$ et $\Delta_1 = 30$ en bleu alternées. L'efficacité est calculée pour un FOV de 4π et un DC de 100%, dans le but d'obtenir une efficacité de 1 à $z = 0$. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 97 |
| 4.9 | Efficacité de détection SG/OG pour EN-EN en haut et TN-EN en bas, pour ALV à gauche et pour ET à droite. Les différentes limites du flux de Swift sont les lignes bleues (continues pour ALV) pour $1.5 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$, rouges (tiretées pour ALV) $2.5 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ et vertes (alternées pour ALV) pour $0.56 \text{ ph s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. La courbe noire correspond à l'efficacité pour une sensibilité infinie du détecteur électromagnétique. Pour ET on a choisit une efficacité avec un seuil S/B minimum 8 pour les courbes tiretées et 12 pour les courbes pleines. L'efficacité est calculée pour un FOV de 4π et un DC de 100%. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 98 |

TABLE DES FIGURES

| | | |
|------|---|-----|
| 4.10 | Taux de formation cosmiques (en $M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$) utilisés ici, à savoir : Hopkins & Beacom (2006) qui est notre modèle de référence (bleu continu), Fardal et al. (2007) (points bleus cyans), Wilkins et al. (2008) (pointillés verts), Springel & Hernquist (2003) (carrés rouges), Nagamine et al. (2006) (croix oranges), Tornatore et al. (2007) (ligne pointillée tiretée violette) et Madau et al. (1998) (croix noires) Crédits : Regimbau et al. (2015). | 100 |
| 4.11 | Histogramme de $\hat{\Theta}_j$ dérivé grâce à un échantillon de 10^5 simulations. On a utilisé une année d'observation pour la distribution log-normal avec une moyenne $\mu_{\log \theta_j} = 2.0794$ et une dispersion $\sigma_{\log \theta_j} = 0.69$ avec θ_j en degrés (Goldstein et al., 2011). On a comparé cela à une valeur fixe de l'angle $\theta_j = 12.7^\circ$ qui donne la même moyenne pour Θ_j . On a utilisé un satellite électromagnétique parfait avec $\text{FOV} = 4\pi \text{ sr}$, $\text{DC} = 100\%$ et une sensibilité du flux infinie. Crédits : Regimbau et al. (2015) | 103 |
| 5.1 | Luminosité de pic des 31 sursauts gamma courts de l'échantillon notés d'une croix en fonction de la distance en redshift. Les différentes couleurs indiquent le satellite utilisée pour déterminer les paramètres spectraux : BAT en vert, HETE-2 en orange, KONUS en magenta et BAT/GBM en bleu, la courbe pointillée grise représente la limite en sensibilité jamais observée de Swift. | 108 |
| 5.2 | Luminosité de pic des 31 sursauts gamma courts de l'échantillon notés d'une croix en fonction de la distance en redshift. Les différentes couleurs indiquent la présence ou non d'une phase plateau, suivant la FIGURE 2.12. On a indiqué en bleu les sursauts ne présentant pas assez de données pour déterminer l'allure de leur courbe de lumière, en vert ceux présentant une phase plateau et en rouge ceux sans phase plateau. Les barres d'erreur sur L_{peak} sont indiquées en noires. Les 1000 simulations sont en orange avec la limite en sensibilité de Swift représentée par la courbe en tirets grise. | 109 |
| 5.3 | Luminosité de pic en fonction de la distance en redshift. Les 31 sursauts gamma courts observés de l'échantillon sont notés par un carré rouge. Les simulations des 1000 sources sont représentées par des étoiles de différentes couleur en fonction du délai utilisé suivant le SFR de Hopkins & Beacom (2006). Le délai de 20Myr est en bleu, 100Myr en violet, 1000Myr en vert et 3000Myr en orange. La limite en sensibilité de Swift représentée par la courbe en tiret grise. | 110 |
| 5.4 | Luminosité de pic en fonction de la distance en redshift. Les 31 sursauts gamma courts observés de l'échantillon sont notés par un carré rouge. Les simulations des 1000 sources sont représentées par des étoiles de différentes couleur en fonction du taux de formation d'étoiles utilisé. En orange les sources ne suivent aucun SFR, pour le reste on a fixé le délai à 20Myr et comparé : Vangioni et al. (2015) en vert, Hopkins & Beacom (2006) en cyan et Tornatore et al. (2007) en violet. La limite en sensibilité de Swift représentée par la courbe en tiret grise. | 111 |
| 5.5 | Distribution du nombre de sursauts gamma courts de notre échantillon en fonction du redshift (barres bleues). Prédiction de cette distribution sans implications du SFR (courbe continue rouge), et en utilisant les modèles de taux de formation d'étoiles pour Vangioni et al. (2015) en tirets et celui de Hopkins & Beacom (2006) en tirets-pointillés. Les couleurs représentent les valeur des différents délai : 100Myr en violet, 1Gyr en vert et 3Gyr en orange. | 111 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 5.6 | Luminosité de pic en fonction de la distance en redshift. Les 15 sursauts gamma courts répertoriés dans l'échantillon de Zhang et al. (2012) sont notés par un carré rouge. Les simulations des 1000 sources sont représentées par points bleus suivant un SFR de Hopkins & Beacom (2006) avec un délai de 20Myr. On a ajouté à cette figure notre nouvel échantillon de 31 sursauts gamma courts en cyan. La limite en sensibilité de Swift représentée par la courbe en tiret grise. | 113 |
| 6.1 | Comparaison des taux de prédictions de coalescences d'EN-EN, TN-EN et TN-TN pour différents travaux. Du haut vers le bas : Siellez et al. (2014); Coward et al. (2012); Ziosi et al. (2014); O'Leary et al. (2006); Sadowski et al. (2008); Dominik et al. (2013); Abadie et al. (2010) - Crédits : Ziosi et al. (2014). | 117 |
| A.1 | Présence d'une phase plateau | 135 |
| A.2 | Pas assez de données | 137 |
| A.3 | Absence de phase plateau | 139 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Caractéristiques de barres résonantes. Références : [1] :Amaldi et al. (1984), [2] :Astone et al. (1993), [3] :Mauceli et al. (1996), [4] :Blair et al. (1998), [5] :Astone et al. (1991), [6] :Astone et al. (1997), [7] :Zendri et al. (2002) | 21 |
| 1.2 | Caractéristiques des interféromètres terrestres de première génération. | 23 |
| 2.1 | Table de l'échantillon de sursauts gamma courts avec leurs propriétés. La durée observée T_{90} et l'indice photonique sont extraits de la table Swift notée S. La durée intrinsèque τ_{90} est déduite grâce à l'EQUATION 2.1. Les références pour z sont données par : S sont les données issues du CSD de Swift : http://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table.html/ ; [1] : Berger et al. (2013b), [2] : Sakamoto et al. (2013), [3] : Margutti et al. (2012), [4] : Fong et al. (2013), [5] : Fong et al. (2011), [6] : Berger (2010), [7] : O'Brien & Tanvir (2009); Fox (2009); Bloom et al. (2009), [8] : Rowlinson et al. (2010), [9] : Fox & Ofek (2007), [10] : Leibler & Berger (2010), [11] : Berger et al. (2007), [12] : Fox et al. (2005). La colonne détermination permet de montrer la méthode utilisée pour déterminer le redshift qui a été employée sur la galaxie hôte identifiée : A pour Absorption, E pour Emission, Spectro : quand les sources n'indiquent pas E ou A, Ph pour photométrie et Ph* pour photométrie suivant le modèle de Maraston (2005). Enfin les satellites ayant observés les sursauts en même temps que Swift sont cochés dans la colonne correspondante. Pour GRB 050709 il est le seul sursaut observé uniquement par HETE-2. | 66 |

2.2 Table regroupant les paramètres spectraux des sursauts gamma courts. La présence d'un tiret "-" indique qu'aucune valeur n'a été trouvée, dans ce cas on prendra si besoin est la valeur moyenne de l'échantillon. Le modèle spectral utilisé est soit une loi de puissance (PL), une loi de puissance coupée (CPL), ou le modèle de Band. Lorsque le modèle fournit une valeur de E_{peak} , on déduira E_0 qui sera alors notée entre [] et, à l'inverse, si on a une valeur de E_0 , on en déduira la valeur de E_{peak} notée entre []. La précision du modèle est donnée par le χ^2 et le d.o.f : nombre de degrés de liberté. L'instrument utilisé pour réaliser la mesure est indiqué ainsi que la référence associée : [1] : Golenetskii et al. (2013), [2] : Sakamoto et al. (2012), [3] : Sakamoto et al. (2013), [4] : Golenetskii et al. (2010b), [5] : Virgili et al. (2012), [6] : Golenetskii et al. (2007), [7] : Golenetskii et al. (2006), [8] : Golenetskii et al. (2005). 69

2.3 Table regroupant les paramètres spectraux des sursauts gamma courts GRB 090510 et GRB 100625A. Les références sont données par [1] : Golenetskii et al. (2010a), [2] : Virgili et al. (2012), [3] : Pal'Shin (2009a,b). 70

2.4 Tables regroupant les propriétés des galaxies hôtes des sursauts gamma courts. Le type de galaxie suit les notations anglaises : L pour *late-type*, à savoir les galaxies très évoluées de type spirales ou irrégulières, E pour *early-type* qui concerne les stades peu évolués, elliptique ou lenticulaire, "-" : inconnu et "H" pour "*host-less*", sans hôte. Les références pour ces données sont : [1] : Perley (2013), [2] : Berger (2014), [3] : Cucchiara et al. (2013), [4] : Berger et al. (2013b), [5] : Sakamoto et al. (2013), [6] : Fong et al. (2013), [7] : Perley et al. (2012), [8] : Fong et al. (2011), [9] : Nicuesa Guelbenzu et al. (2012), [10] : Berger (2010), [11] : Rau et al. (2009), [12] : Levesque et al. (2010), [13] : Bloom et al. (2009), [14] : Rowlinson et al. (2010), [15] : Fox & Ofek (2007), [16] : Kocevski et al. (2010), [17] : Stratta et al. (2007), [18] : Berger et al. (2007), [19] : Bloom et al. (2007), [20] : Soderberg et al. (2006), [21] : Ferrero et al. (2007), [22] : Fox et al. (2005), [23] : Bloom et al. (2006). 72

3.1 Résultats des taux de coïncidences isotropiques entre Swift et AdV et/ou aLIGO, notés N. Ce nombre d'évènements par an a été calculé pour l'échantillon d'or et l'échantillon d'argent, sous les noms respectifs de N_{or} et N_{argent} 79

3.2 Résultats avec l'échantillon d'argent. On indique la densité du taux de détection (D) et son taux d'évènements en coïncidence au niveau isotropique (R). Le nombre d'évènements simultanés entre les détections électromagnétiques et gravitationnelles dans le champ de vue des satellite est noté N. On utilise pour du côté des détections d'OG, le minimum et maximum attendu : à savoir AdV et la combinaison AdV/aLIGO. 80

3.3 Résultats avec l'échantillon d'or, voir 3.2 pour plus de détails. 80

3.4 Estimations des taux de détections d'ondes gravitationnelles par volume comobile et par an, avec pour précision la méthode utilisée. 84

4.1 Résumé des propriétés des différents détecteurs électromagnétiques : le temps d'acquisition DC, le champ de vue FOV en stéradians et la bande en énergie en keV. 92

4.2 Taux de détection en coïncidence pour les EN-EN et TN-EN en évènements par an, pour différentes valeur de l'angle de demi-ouverture du jet. Seul ALV est pris en compte ici en coïncidence avec Swift, qui a un FOV de 1.4 sr, un temps d'acquisition de 80% et un flux limite $F_{lim} = 1.5 \text{ ph s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. L'intervalle sur les valeurs reflète l'incertitude du SFR. On utilise deux valeurs de seuil pour le signal à bruit : la première ligne correspond à $\rho_0 = 12$ et la seconde $\rho_0 = 8$. Le taux local est fixé à $\dot{\rho}_c^o = 0.06 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ pour EN-EN et $0.003 \text{ Mpc}^{-3} \text{ Myr}^{-1}$ pour TN-EN, obtenus récemment par [Dominik et al. \(2015\)](#) pour le modèle StarTrack. Pour d'autres taux locaux, il faudra multiplier les valeurs de la TABLE 4.2 par les valeurs de $\dot{\rho}$ correspondant au progéniteur. Les valeurs de la dernière colonne indiquent le taux de détection d'ondes gravitationnelles. Les taux pour les autres satellites peuvent être obtenus en multipliant ces résultats par le FOV/1.4 sr, avec FOV le champ de vue du satellite correspond, selon la TABLE 4.1. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#) 101

4.3 La même chose que pour TABLE 4.2, mais pour ET en supposant une sensibilité infini et un champ de vue de 100% mais en considérant tout de même, puisqu'il est le même pour tous les satellites, un temps d'acquisition réduit à 80%. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#) 102

4.4 Moyenne et dispersion de l'estimateur d'angle du jet $\hat{\Theta}_j$ pour le SFR de Hopkins ($\langle N_{gw}^0 \rangle \sim 3000$), en supposant que le détecteur de sursauts est parfait avec un FOV de 4π sr, un DC de 100% et une sensibilité en flux infinie. Crédits : [Regimbau et al. \(2015\)](#) 104