UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 Mai 2016

Présentée par

Christopher ALLÉNÉ

Thèse dirigée par **Damir BUSKULIC**

préparée au sein du
Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules
dans **l'École Doctorale de Physique de Grenoble**

Étude des pré-déclenchements lors de la recherche à faible latence de coalescences de binaires compactes par le logiciel MBTA

Thèse soutenue publiquement le **11 septembre 2024**,
devant le jury composé de :

Pr Gianluca Maria GUIDI
Professeur des universités, Università degli Studi di Urbino, Rapporteur
Dre Viola SORDINI
Chargée de recherche, IP2I Lyon, Rapporteuse
Pr Gilles MAURIN
Professeur des universités, Université Savoie Mont Blanc, Président
Dre Marie-Anne BIZOUARD
Directrice de recherche, Observatoire de la Côte d'Azur, Examinatrice
Pr Laurent DEROME
Professeur des université, Université Grenoble Alpes, Examinateur
Dr Nicolas LEROY
Directeur de recherche, IJCLab, Examinateur

Étude des pré-déclenchements lors de la recherche à faible latence de coalescences de binaires compactes par le logiciel MBTA

Christopher Alléné

Juillet 2024

Remerciements

Avant de présenter le travail réalisé pendant ces trois ans de thèse et un peu plus, je souhaite commencer par adresser mes profonds et sincères remerciements à toutes les personnes que j'ai pu côtoyer et qui m'ont aidé et soutenu, car sans elles, ce présent manuscrit n'existerait probablement pas.

Je souhaite tout d'abord exprimer ma profonde gratitude envers le jury de cette thèse. Merci d'avoir pris le temps d'évaluer mon travail avec attention et rigueur. Votre expertise et vos retours sont d'une grande valeur pour moi, et je vous en suis extrêmement reconnaissant. Plus particulièrement, je remercie Viola Sordini et Gianluca Maria Guidi d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que pour la collaboration fructueuse au sein du groupe MBTA que j'ai pu avoir avec eux. Je remercie aussi Gilles Maurin d'avoir accepté d'être le président du jury d'une part, et pour tous ses conseils ainsi que pour la considération et la sympathie dont il a fait preuve. Je remercie également Laurent Derôme qui, en plus de faire partie du jury, a accepté d'être membre de mon CSI aux côtés de Pasquale Serpico, à qui j'adresse également mes remerciements.

Je tiens bien sûr à remercier mon directeur de thèse, Damir Buskulic, dont le soutien indéfectible, les conseils avisés et l'encouragement constant ont été des piliers essentiels tout au long de ces trois ans et quelques mois.

Je voudrais ensuite adresser un remerciement particulier aux membres ou anciens membres du groupe MBTA, notamment Frédérique Marion, Benoît Mours, Thomas Sainrat et Nicolas Andres. Merci à chacun d'entre eux, ils m'ont beaucoup appris. Je tiens à remercier plus particulièrement Florian Aubin pour son aide précieuse, ses très nombreux conseils, ainsi que pour les moments partagés, notamment lors et après la LVK Week de septembre 2023.

Je souhaite également remercier le groupe Virgo du LAPP, avec lequel j'ai effectué ma thèse, ainsi que l'ensemble des membres actuels et passés du laboratoire avec lesquels j'ai pu interagir et qui ont toujours fait preuve d'une réelle sympathie à mon égard. Je tiens à adresser un remerciement particulier à l'administration : merci de faciliter notre travail au quotidien, d'être toujours présents lorsque nous avons des soucis ou des besoins. Votre efficacité et votre soutien sont inestimables.

Je voudrais également remercier chaleureusement les doctorants, stagiaires et post-doctorants avec qui j'ai eu le plaisir de passer de très bons moments. Vous avez été un soutien quotidien, et ensemble, nous avons partagé des expériences mémorables et enrichissantes. Parmi elles et

eux, j'adresse un remerciement particulier à Cervane Grimaud avec qui j'ai, pendant deux ans, partagé le même bureau, ainsi qu'à Maël Cavan Piton, avec qui j'ai passé beaucoup de temps, toujours agréable, depuis notre dernière année de licence.

Enfin, je tiens à remercier ma famille, en particulier mes parents, qui m'ont toujours soutenu tout au long de mon parcours académique. Leur soutien continu et leurs encouragements m'ont permis d'avancer avec confiance.

Merci.

Table des matières

Remerciements **I**

Introduction **1**

1 Introduction aux ondes gravitationnelles **3**

1.1 Relativité Générale . . . 3
1.2 Ondes gravitationnelles dans le vide . . . 4
1.3 Équation avec un terme source . . . 5
1.3.1 Ordres supérieurs . . . 7
1.4 Les sources d'ondes gravitationnelles . . . 13
1.4.1 Les coalescences de binaires compactes . . . 14
1.4.2 Les Bursts . . . 14
1.4.3 Les sources continues . . . 15
1.4.4 Le fond stochastique d'ondes gravitationnelles . . . 15
1.5 Évolution des binaires compactes . . . 15
1.5.1 La phase spiralante . . . 17
1.5.2 Effet du redshift . . . 18
1.6 Les détecteurs d'ondes gravitationnelles . . . 19
1.6.1 Les interféromètres de Michelson . . . 19
1.6.2 Autres méthodes de détection . . . 24
1.7 Des premières détections au catalogue actuel . . . 28
1.8 Conclusion . . . 29
Références . . . 29

2 L'analyse basse latence des données des détecteurs **35**

2.1 Le filtrage optimal . . . 36
2.1.1 Phase et quadrature . . . 38
2.1.2 Horizon et portée des détecteurs . . . 40
2.2 Les pipelines de détection basse latence . . . 41
2.2.1 Multi-Band Template Analysis . . . 41
2.2.2 PyCBC . . . 43

2.2.3 GstLAL . . . 43
2.2.4 SPIIR . . . 43
2.3 Les méthodes de réjection de MBTA . . . 44
2.3.1 Le Gating . . . 44
2.3.2 Le χ^2 et l'$auto\chi^2_{PQ}$ . . . 45
2.3.3 L'ExcessRate . . . 46
2.3.4 Le Clustering . . . 48
2.3.5 La probabilité de l'origine astrophysique . . . 48
2.3.6 Le False Alarm Rate . . . 50
2.4 Latence et envoi d'alertes . . . 53
2.4.1 La localisation des sources . . . 53
2.5 Conclusion . . . 55
Références . . . 55

3 Les pré-déclenchements **59**
3.1 Introduction aux pré-déclenchements . . . 60
3.1.1 Le premier signal multi-messagers : GW170817 . . . 60
3.1.2 But et principe des pré-déclenchements . . . 62
3.2 Développement des pré-déclenchements pour MBTA . . . 63
3.2.1 Test de la méthode . . . 63
3.2.2 Méthode par réduction de l'échantillonnage . . . 65
3.2.3 Méthode par fenêtrage des calques . . . 66
3.2.4 Filtrage à une seule bande . . . 67
3.3 Impact des pré-déclenchements sur la localisation . . . 69
3.4 Banques de filtres . . . 71
3.4.1 Construction de la première banque de calques . . . 73
3.4.2 Méthode de génération des banques . . . 73
3.4.3 Évaluation de la banque à 40 Hz . . . 74
3.4.4 Efficacité des Early Warnings avec une banque complète . . . 75
3.4.5 Ensemble des banques pour le run O4 . . . 79
3.5 Conclusion . . . 81
Références . . . 82

4 Analyse des pré-déclenchements **85**
4.1 Population d'injections . . . 86
4.2 Configuration pour pré-déclenchement . . . 87
4.2.1 Adaptation du pré-traitement des données . . . 88
4.2.2 Nouveaux modèles pour p_{Astro} . . . 89
4.3 MDC O3 Replay . . . 90
4.4 O4Replay . . . 94

4.5 Conclusion 98
Références 98

5 Les Coïncidences Inter-recherches **101**
5.1 Motivations 102
5.2 Construction des nouvelles coïncidences 102
5.3 Taux de fausse alarme inter-recherches 105
5.3.1 Coïncidences inter-recherches fortuites 105
5.4 Statistique de classement inter-recherches 106
5.4.1 Nouvelle combinaison de cSNR 106
5.4.2 χ^2 inter-recherches 107
5.5 Construction de la probabilité p_{astro} inter-recherches 108
5.5.1 Sélection des paramètres 109
5.5.2 Modèle de signal 111
5.5.3 Modèle de bruit 113
5.5.4 Estimation des priors 115
5.6 Calcul du FAR 115
5.7 O4Replay 116
5.7.1 La probabilité p_{astro} inter-recherches pour O4Replay 118
5.7.2 Calcul du FAR 121
5.8 Conclusion 122

Conclusion **125**

Introduction

C'est le 14 septembre 2015 à 9 heures 50 minutes et 45 secondes UTC, avec la détection de la coalescence de deux trous noirs situés à 410^{+160}_{-180} Mpc de la Terre qu'a eu lieu la toute première détection d'onde gravitationnelle près d'un siècle après leur conception théorique par Albert Einstein en 1916 dans sa théorie de la relativité générale.

Aujourd'hui, le réseau d'interféromètres composé du couple d'observatoires américains LIGO, accompagné de Virgo, situé à Cascina près de Pise, cherche à détecter des ondes gravitationnelles pour mieux comprendre et étudier l'Univers. De telles détections nous renseignent non seulement sur la gravitation et permettent de tester la relativité générale, mais elles nous offrent aussi la possibilité de mesurer des caractéristiques de la population d'objets compacts ou encore la constante de Hubble, par exemple. En particulier, les signaux multi-messagers sont extrêmement riches en informations, permettant ainsi de sonder de nombreux aspects des systèmes étudiés.

Le 17 août 2017, l'événement GW170817 fut le premier, et à ce jour le seul, de ce genre. Cette coalescence d'une binaire d'étoiles à neutrons a pu être conjointement observée dans le domaine des ondes gravitationnelles et celui des ondes électromagnétiques sur plusieurs longueurs d'onde.

La rareté de ces événements, impliquant des étoiles à neutrons ayant une contrepartie électromagnétique, oblige les collaborations à mettre en place des systèmes pour optimiser leur détection et plus spécifiquement les chaînes de détection basse latence en développant de nouvelles méthodes. C'est pourquoi les travaux réalisés et présentés dans ce manuscrit portent sur le développement et le lancement d'un système dit de pré-déclenchement (ou Early Warnings) pour la chaîne de détection basse latence MBTA. Un tel système permet d'envoyer une alerte aux divers observatoires électromagnétiques en amont de la fusion de deux compagnons, qui se produit dans les derniers instants de la coalescence, permettant ainsi d'orienter les détecteurs vers la source pour en observer les premières émissions.

Dans le premier chapitre, une présentation théorique des ondes gravitationnelles et de leurs sources possibles est faite. Une attention particulière est portée aux systèmes de binaires compactes, ayant une plus grande pertinence dans le cadre de cette étude. Enfin, une vue d'ensemble des différents détecteurs d'ondes gravitationnelles, avec un accent sur les grands interféromètres,

est présentée.

Le deuxième chapitre est dédié à l'analyse basse latence des signaux de binaires compactes ainsi qu'aux stratégies de rejet des bruits élaborées au sein du pipeline MBTA.

Dans le troisième chapitre, nous approfondirons l'étude des pré-déclenchements, en mettant en lumière la méthodologie spécifique employée par MBTA lors du déroulement de la campagne observationnelle O4. Une seconde partie de ce chapitre présente la construction des banques de calques nécessaires au filtrage dans la configuration des recherches avec pré-déclenchements.

Le quatrième chapitre est dédié aux modifications spécifiques aux pré-déclenchements à apporter à MBTA pour la période d'observation O4, ainsi qu'aux tests et vérifications basés sur des simulations reprenant les données de la période d'observation O3.

Le cinquième chapitre introduira une méthode novatrice de traitement des pré-déclenchements par la mise en corrélation des multiples canaux de pré-déclenchement et la construction de coïncidences inter-recherches. Une analyse détaillée de ces nouvelles coïncidences sera ensuite exposée, visant à établir un taux de fausses alertes spécifiquement dédié.

En dernier lieu, une conclusion sur l'ensemble des travaux menés jusqu'alors, ainsi qu'une évocation des perspectives futures pour le développement des pré-déclenchements et de leur analyse, viendront clore ce manuscrit.

Chapitre 1

Introduction aux ondes gravitationnelles

La découverte pour la première fois des ondes gravitationnelles par les collaborations LIGO-Virgo avec l'événement GW150914 en septembre 2015 [Benjamin P Abbott, Richard Abbott et al. 2016], a ouvert la voie à d'intenses recherches. Avant de détailler le travail réalisé dans le cadre de cette thèse, il est nécessaire d'en introduire l'objet principal : les ondes gravitationnelles. Ce chapitre traitera alors des aspects théoriques des ondes gravitationnelles, dans le vide et produites par des sources (sections 1 à 3). S'ensuivra une description des sources d'ondes gravitationnelles en quatrième section et en particulier des coalescences de binaires compactes, sur lesquelles porte plus précisément cette thèse, dans la cinquième section. Le fonctionnement des détecteurs sera ensuite abordé dans la sixième section.

1.1 Relativité Générale

À la confirmation de la relativité restreinte publiée en 1905 [Einstein 1905], il est apparu nécessaire de mettre au point une théorie pouvant décrire la gravitation de manière relativiste (locale et invariante de Lorentz). Cette théorie est la relativité générale [Einstein 1915, 1916]. Elle traite la gravitation comme une courbure de l'espace-temps provoquée par la présence d'énergie-impulsion. L'action dite d'Einstein-Hilbert S_{EH} (ici comprenant un terme de constante cosmologique) permet de décrire cette théorie [Carroll 1997 ; Hilbert 1915] :

$$S_{EH} = \int \left[\frac{c^4}{16\pi G}(R - 2\Lambda) + \mathcal{L}_{\mathrm{M}} \right] \sqrt{-g} \mathrm{d}^4 x \tag{1.1}$$

où $g = \det(g_{\mu\nu})$ est le déterminant du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$, R est le scalaire de Ricci, aussi appelé courbure scalaire, Λ est la constante cosmologique, G la constante de gravitation de Newton, c la célérité de la lumière et $\mathcal{L}_{\mathrm{M}}$ la densité lagrangienne associée aux champs de matière. Il est possible d'en dériver les équations de champ d'Einstein en prenant la variation

de la métrique $\delta g_{\mu\nu}$ via le principe de moindre action :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \tag{1.2}$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci tel que $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ et $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion des champs de matière défini comme : $T_{\mu\nu} := -2\frac{\delta \mathcal{L}_{\mathrm{M}}}{\delta g^{\mu\nu}} + g_{\mu\nu}\mathcal{L}_{\mathrm{M}}$. La théorie de la relativité générale a subi deux tests historiques, le premier sur l'avance du périhélie de Mercure [Einstein 1916] et le second sur l'observation de la déviation par le Soleil de la lumière émise par des étoiles, observée lors de l'éclipse du 29 mai 1919 par Sir Arthur Stanley Eddington [Eddington 1920].

1.2 Ondes gravitationnelles dans le vide

À partir des équations de champ d'Einstein (1.2), il est possible de dériver une équation d'onde gravitationnelle. L'effet de la constante cosmologique n'étant observable qu'à des échelles cosmologiques ($\Lambda = (4.24 \pm 0.11) \times 10^{-66}\mathrm{eV}^2 \sim \mathcal{O}(10^{-52}) m^{-2}$ [Aghanim et al. 2020]), nous pouvons la négliger dans les calculs suivants. On peut tout de même citer [Bernabeu, Espriu et Puigdomènech 2011] qui traite la question des ondes gravitationnelles sans négliger Λ et de la question de l'observabilité de l'écart entre les cas. On traite tout d'abord le cas d'ondes se propageant dans le vide ($T_{\mu\nu} = 0$). Pour linéariser les équations de champ, il nous faut supposer une petite variation $h_{\mu\nu}$ dans un espace plat $\eta_{\mu\nu} = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1)$ (espace de Minkowski) :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \tag{1.3}$$

En posant $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu} h$ le tenseur de trace inverse avec $h = \eta_{\mu\nu} h^{\mu\nu}$ et en se plaçant dans une jauge harmonique, $\partial^\mu h_{\mu\nu} = 0$, on trouve une équation d'onde dans le vide :

$$\Box \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \tag{1.4}$$

avec $\Box = \eta^{\alpha\beta}\partial_\alpha \partial_\beta$ le d'Alembertien. On a alors une solution en superposition d'ondes planes :

$$\bar{h}_{\mu\nu} = C_{\mu\nu} e^{i k_\sigma x^\sigma} \tag{1.5}$$

où $C_{\mu\nu}$ est un tenseur symétrique constant et $\mathbf{k}$ le quadri-vecteur d'onde, doivent satisfaire les conditions :

$$\begin{cases} k_\mu k^\mu = 0 \\ k_\mu C^{\mu\nu} = 0 \end{cases} \tag{1.6}$$

Le système de coordonnées n'étant pas totalement fixé (pas d'origine privilégiée dans l'espace-temps), il est possible d'ajouter une translation via la transformation : $x^\mu \to x^\mu + \xi^\mu$. Pour satisfaire les conditions précédentes, on trouve que $\Box \xi^\mu = 0$ et donc que :

$$\xi^\mu = B^\mu e^{i k_\nu x^\nu} \tag{1.7}$$

Le tenseur symétrique constant est alors aussi transformé :

$$C_{\mu\nu} \to C_{\mu\nu} - i\left(k_\mu B_\nu + k_\nu B_\mu - \eta_{\mu\nu} k_\sigma B^\sigma\right) \tag{1.8}$$

On fixe alors une nouvelle jauge harmonique dite transverse sans trace (TT pour *Transverse Traceless*) telle que :

$$\begin{cases} u_\mu C^{\mu\nu} = 0 & (Transverse) \\ C^\mu_\mu = \eta_{\mu\nu} C^{\mu\nu} = 0 & (Traceless) \end{cases} \tag{1.9}$$

avec u_μ une quadri-vitesse constante choisie comme étant celle de l'observateur inertiel. Grâce à cette nouvelle jauge TT on trouve que $\bar{h}^{TT}_{\mu\nu} = h^{TT}_{\mu\nu}$, ce qui donne comme solution pour des ondes gravitationnelles (OG) se propageant dans le vide selon $\hat{z}$:

$$h^{TT}_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e^{ik_\sigma x^\sigma} \tag{1.10}$$

où h_+ et $h_\times$ sont les deux polarisations transverses de l'onde (Fig. I.1).

1.3 Équation avec un terme source

Soit une source de masse M représentée par la distribution d'énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ et d'une taille caractéristique Δ. Les équations d'Einstein linéarisées s'écrivent alors :

$$\Box \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi T_{\mu\nu} \tag{1.11}$$

À une grande distance r de la source (par rapport à sa taille caractéristique Δ) et pour un système non-relativiste ($v \ll c$ avec v la vitesse caractéristique des mouvements internes de la source), les solutions sont les fonctions de Green :

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, \mathbf{x}) = \frac{4G}{c^4} \int_{source} \frac{\mathrm{d}^3\mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} T_{\mu\nu}\left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c}, \mathbf{x}'\right) \tag{1.12}$$

avec la position $\mathbf{x}$ telle que $|\mathbf{x}| = r$, qu'il est possible de développer comme une somme de moments multipolaires :

$$h^{TT}_{ij}(t, \mathbf{x}) = \frac{4G}{rc^4} \Pi^{kl}_{ij}(\mathbf{x}) \left[S^{kl}\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{1}{c}\frac{x^m}{r} \dot{S}^{kl}_m\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{1}{2c^2}\frac{x^m x^p}{r^2} \ddot{S}^{kl}_{mp}\left(t - \frac{r}{c}\right) + \cdots \right] \tag{1.13}$$

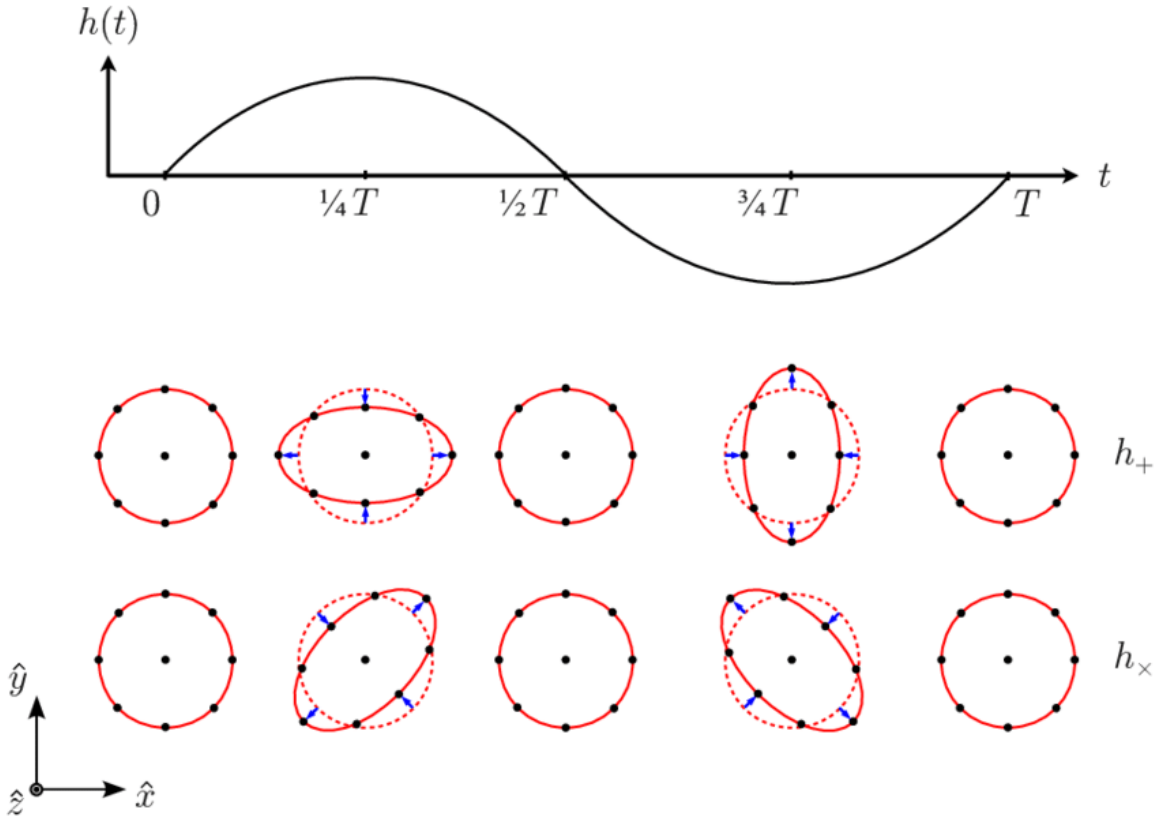


Figure I.1 – En haut, l'amplitude de l'onde se propageant en fonction du temps sur une période T. En bas, la représentation des deux polarisations h_+ et $h_\times$ d'une onde se propageant selon $\hat{z}$ en fonction de la phase sur une période [Tiec et Novak 2016].

avec le projecteur transverse $\Pi_{ij}^{kl}(\mathbf{x}) = P_i^k P_j^l - \frac{1}{2}P_{ij}P^{kl}$ où $P_{ij} = \delta_{ij} - \frac{x_i x_j}{\mathbf{x}^2}$ et les moments multipolaires :

$$S_{k_1 k_2 \cdots k_n}^{ij}(t) = \int \mathrm{d}^3\mathbf{x} T^{ij}(t,\mathbf{x}) x_{k_1} x_{k_2} \cdots x_{k_n} \tag{1.14}$$

À l'ordre le plus bas et en utilisant la conservation de l'énergie-impulsion ($\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$), on peut montrer que l'onde ne dépendra que du moment quadripolaire défini (dans la jauge TT) comme :

$$Q_{ij}^{TT}(t,\mathbf{x}) = \Pi_{ij}^{kl}(\mathbf{x}) \int T_{00}(t,\mathbf{x}') \left(x'_k x'_l - \frac{1}{3}\delta_{kl}\mathbf{x}'^2 \right) \mathrm{d}^3\mathbf{x}' \tag{1.15}$$

Il est ainsi possible de donner la métrique de l'onde en fonction de la dérivée seconde du moment quadripolaire :

$$h_{ij}^{TT}(t,\mathbf{x}) = \frac{2}{r}\ddot{Q}_{ij}^{TT}\left(t - \frac{r}{c}, \mathbf{x}\right) \tag{1.16}$$

Les OG ne dépendent que du quadripôle à l'ordre le plus bas, ce qui signifie que des systèmes qui se contractent/dilatent (monopole) ou des objets qui oscillent autour d'une position (dipôle) ne créent pas d'ondes par conservation du moment cinétique et de la quantité de mouvement. En revanche un système oblong en rotation autour d'un axe qui n'est pas axe de symétrie produit des OG [Misner, Thorne et Wheeler 1973 ; Price et Wang 2008]. Une forme générale du développement de la gravité linéarisée en ordres multipolaires [1] est décrit dans [T. Damour et Iyer 1991] et peut être résumé en :

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t,\mathbf{x}) = \frac{4G}{c^4}\sum_{\ell=0}^{+\infty}\frac{(-1)^\ell}{\ell!}\partial_L\left[\frac{F_L^{\mu\nu}(t-r/c)}{r}\right] \tag{1.17}$$

avec le tenseur symétrique et sans trace :

$$F_L^{\mu\nu}(t-r/c) = \int_{source}\mathrm{d}^3\mathbf{x}' x'_{\langle L\rangle}\int_{-1}^{+1}\mathrm{d}z\delta_\ell(z)T^{\mu\nu}\left(t - \frac{z|r-r'|}{c}, \mathbf{x}'\right) \tag{1.18}$$

où $\delta_\ell(z) = \frac{(2\ell+1)!!}{2^{\ell+1}\ell!}(1-z^2)^\ell$.

1.3.1 Ordres supérieurs

Jusqu'à présent, tous les calculs de formes d'ondes étaient faits dans l'approximation Newtonienne en linéarisant les équations d'Einstein. Cependant, les signaux reçus par les détecteurs étant noyés dans le bruit, il est nécessaire, pour les filtrer de manière plus efficace, d'étendre nos résultats à des ordres supérieurs, prenant en compte les aspects non linéaires de la théorie

1. On introduit la notation multi-indice de Damour et Blanchet [Blanchet et Thibault Damour 1986] dans laquelle on définit un tenseur $T_{i_1\cdots i_l}$ avec l indices comme T_L.
On définit aussi $T_{(L)}$ comme étant le tenseur T_L symétrisé et $\hat{T}_L$ ou $T_{\langle L\rangle}$ comme étant T_L symétrisé et sans trace (STF pour *Symmetric Trace-Free*).

de la relativité générale. On définit à cette fin :

$$\mathbf{h}^{\mu\nu} \equiv (-g)^{1/2} g^{\mu\nu} - \eta^{\mu\nu} \tag{1.19}$$

qui donne lieu à une nouvelle expression des équations d'Einstein, dites relaxées (non linéarisées), dans la jauge harmonique ($\partial_\nu \mathbf{h}^{\mu\nu}=0$) :

$$\Box \mathbf{h}^{\mu\nu} = \frac{16\pi G}{c^4} \tau^{\mu\nu} \tag{1.20}$$

Cette expression comporte le tenseur énregie-impulsion effectif :

$$\tau^{\mu\nu} \equiv (-g) T^{\mu\nu} + \frac{c^4}{16\pi G} \Lambda^{\mu\nu} \tag{1.21}$$

qui sépare le terme source via le tenseur énergie-impulsion et le comportement non-linéaire des équations de champ d'Einstein à travers le tenseur $\Lambda^{\mu\nu}$ [2].

En fonction de la distance entre l'observateur et le système, différents développements sont possibles pour résoudre ces équations : jusqu'à une distance de l'ordre de la taille typique R du système (y compris à l'intérieur de la source), il est possible d'utiliser le développement en ordres Post-Newtoniens (PN) et au-delà de cette distance typique R, le développement en ordres Post-Minkowskiens (PM). Si la source est suffisamment lente ($v \ll c$), ces deux développements peuvent être raccordés. La procédure plus détaillée est décrite dans [Blanchet 2006 ; Poujade et Blanchet 2002].

Développement Post-Newtonien

Le développement PN [3] peut s'exprimer comme une expansion en puissance de $1/c$:

$$\overline{\mathbf{h}}^{\mu\nu} = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{c^n} \mathbf{h}^{\mu\nu}_{(n)} \tag{1.22}$$

ce qui peut aussi être appliqué au tenseur énergie-impulsion effectif :

$$\overline{\tau}^{\mu\nu} = \sum_{n=-2}^{\infty} \frac{1}{c^n} \tau^{\mu\nu}_{(n)} \tag{1.23}$$

2. avec $\Lambda^{\mu\nu} = \frac{16\pi G}{c^4}(-g) t_{LL}^{\mu\nu} + (\partial_\beta \mathbf{h}^{\mu\alpha} \partial_\alpha \mathbf{h}^{\nu\beta} - \mathbf{h}^{\alpha\beta} \partial_\alpha \partial_\beta \mathbf{h}^{\mu\nu})$ où $t_{LL}^{\mu\nu}$ est le pseudo-tenseur de Landau-Lifshitz tel que :

$$\begin{aligned}\frac{16\pi G}{c^4}(-g) t_{LL}^{\alpha\beta} =& g_{\lambda\mu} g^{\nu\rho} \partial_\nu \mathbf{h}^{\alpha\lambda} \partial_\rho \mathbf{h}^{\beta\mu} + \frac{1}{2} g_{\lambda\mu} g^{\alpha\beta} \partial_\rho \mathbf{h}^{\lambda\nu} \partial_\nu \mathbf{h}^{\rho\mu} \\ & - g_{\mu\nu} \left(g^{\lambda\alpha} \partial_\rho \mathbf{h}^{\beta\nu} + g^{\lambda\beta} \partial_\rho \mathbf{h}^{\alpha\nu} \right) \partial_\lambda \mathbf{h}^{\rho\mu} \\ & + \frac{1}{8} \left(2 g^{\alpha\lambda} g^{\beta\mu} - g^{\alpha\beta} g^{\lambda\mu} \right) \left(2 g_{\nu\rho} g_{\sigma\tau} - g_{\rho\sigma} g_{\nu\tau} \right) \partial_\lambda \mathbf{h}^{\nu\tau} \partial_\mu \mathbf{h}^{\rho\sigma}\end{aligned}$$

3. Dans cette sous-section, la barre au-dessus d'un terme signifiera qu'on en prend le développement PN.

donnant ainsi lieu à une nouvelle équation d'onde de type Poisson :

$$\nabla^2 \mathbf{h}^{\mu\nu}_{(n)} = 16\pi G \tau^{\mu\nu}_{(n-4)} + \partial_t^2 \mathbf{h}^{\mu\nu}_{(n-2)} \tag{1.24}$$

Le n-ième terme étant dépendant du $n-2$-ième terme, pour résoudre l'équation 1.24 à un ordre donné, il est alors nécessaire de résoudre l'équation à tout les ordres inférieurs. Pour résoudre cette équation et trouver une solution, le Laplacien peut-être inversé comme suit :

$$\Delta^{-1}\left[\tau^{\mu\nu}_{(n)}\right] = \underset{B=0}{\mathcal{FP}} \left\{ -\frac{1}{4\pi} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\mathrm{d}^3\mathbf{x}'}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|} \left|\frac{\mathbf{x}'}{r_0}\right|^B \tau^{\mu\nu}_{(n)}(t,\mathbf{x}') \right\} \tag{1.25}$$

où r_0 est une échelle de longueur (pour adimensionner le terme $|x'|^B$) et $\underset{B=0}{\mathcal{FP}}$ est la partie finie en $B=0$ ($B \in \mathbb{C}$), ce qui correspond au terme d'ordre 0 du développement en série de Laurent de l'intégrale entre accolade. L'utilisation de la parite finie avec le paramètre B permet de régulariser l'intégrale de la fonction de Green et d'éviter les divergence en $\mathbf{x} = \mathbf{x}'$ et due au changement du support qui n'est plus compact.

On peut ainsi inverser (1.24) pour trouver une solution particulière, cependant le terme $\partial_t^2 \mathbf{h}^{\mu\nu}_{(n-2)}$ rend l'inversion moins directe que pour le cas linéaire (avec un D'Alembertien traitent pareillement temps et espace). Il est nécessaire de complexifier l'inversion telle que :

$$\mathcal{I}^{-1}\left[\tau^{\mu\nu}_{(n)}\right] = \sum_{k=0}^{+\infty} \left(\frac{\partial}{c\partial t}\right)^{2k} \Delta^{-k-1}\left[\tau^{\mu\nu}_{(n)}\right] \tag{1.26}$$

où $\Delta^{-k-1} = \left(\Delta^{-1}\right)^{k+1}$ est l'inversion sur plusieurs itérations du Laplacien :

$$\Delta^{-k-1}\left[\tau^{\mu\nu}_{(n)}\right] = -\frac{1}{4\pi} \underset{B=0}{\mathcal{FP}} \left\{ \int_{\mathbb{R}^3} \mathrm{d}^3\mathbf{x}' \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|^{2k-1}}{(2k)!} \left|\frac{\mathbf{x}'}{r_0}\right|^B \tau^{\mu\nu}_{(n)}(t,\mathbf{x}') \right\} \tag{1.27}$$

Il est maintenant possible de trouver une solution à (1.24) :

$$\overline{\mathbf{h}}^{\mu\nu} = \frac{16\pi G}{c^4} \mathcal{I}^{-1}\left[\overline{\tau}^{\mu\nu}\right] + \sum_{l=0}^{+\infty} \partial_{\langle L\rangle} \left\{ \frac{1}{2r} \overline{\left(A_L^{\mu\nu}\left(t-\frac{r}{c}\right) - A_L^{\mu\nu}\left(t+\frac{r}{c}\right)\right)} \right\} \tag{1.28}$$

où $A_L^{\mu\nu}$ est la partie homogène de la solution. Ce terme est indéterminé et doit être fixé en raccordant les développements PN et PM. On constate qu'il n'est pas possible, même en connaissant les paramètres sources, de définir une solution pour (1.24) en fixant les $A_L^{\mu\nu}$. Ce terme de réaction au rayonnement ne sera pas explicitée plus avant dans cette thèse, pour plus d'explications, voir [Maggiore 2008].

Développement Post-Minkowskien

Dans le développement en ordre PM, le champ $\mathbf{h}^{\mu\nu}$ est développé en $\mathcal{R}/r$, avec $\mathcal{R}$ le rayon de Schwartzchild de la source, ce qui revient à un développement en G, la constante de Newton :

$$\mathbf{h}^{\mu\nu} = \sum_{n=1}^{\infty} G^n \mathbf{h}_n^{\mu\nu} \tag{1.29}$$

Un tel développement donne pour chaque terme une nouvelle équation d'onde :

$$\Box \mathbf{h}_n^{\mu\nu} = \Lambda_n^{\mu\nu}\left[h_{n-1}\right] \tag{1.30}$$

Il faut rappeler que le développement post-Minkowskien se fait en dehors de la source, ce qui implique que $T^{\mu\nu} = 0$ dans $\tau^{\mu\nu}$. Il reste alors $\tau^{\mu\nu} = \Lambda^{\mu\nu}$. À l'instar du développement PN, il apparaît que l'équation d'ordre n dépend des termes d'ordres inférieurs. De la même manière que pour le développement PN, l'opérateur différentiel, ici le D'Alembertien, peut-être inversé comme suit :

$$\Box^{-1}\left[\Lambda_n^{\mu\nu}\right] \equiv \underset{B=0}{\mathcal{FP}} \left\{ -\frac{1}{4\pi} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\mathrm{d}^3\mathbf{x}'}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|} \left|\frac{\mathbf{x}'}{r_0}\right|^B \Lambda_n^{\mu\nu}\left(t - \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}{c}, \mathbf{x}'\right) \right\} \tag{1.31}$$

où nous utilisons encore une fois la partie finie en $B = 0$ ($B \in \mathbb{C}$) pour régulariser l'intégrale de la fonction de Green et éviter les divergences en $\mathbf{x} = \mathbf{x}'$ ainsi que celles dues au support non-compact.

Cet opérateur inversé permet de trouver une solution particulière. En y ajoutant la solution homogène, on trouve pour $\mathbf{h}_n^{\mu\nu}$ (exprimé avec la notation multi-indice de Damour-Blanchet vue plus haut) :

$$\mathbf{h}_n^{\mu\nu} = \Box^{-1}\left[\Lambda_n^{\mu\nu}\right] + \sum_{l=0}^{+\infty} \partial_{\langle L\rangle} \left\{ \frac{1}{r} X_{nL}^{\mu\nu}\left(t - \frac{r}{c}\right) \right\} \tag{1.32}$$

qui en appliquant la sommation aux différents ordres donne :

$$\mathbf{h}^{\mu\nu} = \Box^{-1}\left[\Lambda^{\mu\nu}\right] + \sum_{l=0}^{+\infty} \partial_{\langle L\rangle} \left\{ \frac{1}{r} X_{L}^{\mu\nu}\left(t - \frac{r}{c}\right) \right\} \tag{1.33}$$

avec $X_L^{\mu\nu}(t)$ contenant les informations physiques de la source vue depuis l'exterieur et indéterminé à ce stade. Ce développement permet donc d'obtenir la propagation de l'onde, mais ne la relie pas aux paramètres du système source, contrairement au développement PN présenté ci-dessus, nécessaire pour déterminer les $X_L^{\mu\nu}(t)$.

Raccordement des développements

Chacun des deux développements possède des termes indéterminés. Pour le développement PM, ce sont les $X_L^{\mu\nu}$ qui dépendent de la source que peut décrire le développement PN. Pour ce dernier, les termes $A_L^{\mu\nu}$ dépendent du champ exterieur à la source pouvant être décrit par le développement PM. Pour pouvoir bénéficier d'une description complète, il faut alors raccorder les deux développements. Les zones de l'espace dans lesquelles ils sont valides partagent un recouvrement. Ce recouvrement permet de raccorder les développements PN et PM pour avoir à la fois l'information sur la source, ce qui n'est pas possible avec les PM seulement, et la propagation au-delà du voisinage de la source, comprenant la réaction au rayonnement, ce qui n'est pas possible avec les PN uniquement. Un tel raccordement nécessite de faire un développement en ordres multipolaires des développements PM et PN précédemment obtenus.

$$\mathcal{M}(\mathbf{h}^{\mu\nu}) \equiv \mathbf{h}^{\mu\nu}_{\text{ext}} \tag{1.34}$$

où le symbole $\mathcal{M}$ désigne le développement Multipolaire Post-Minkowskien (souvent appelé MPM) et $\mathbf{h}^{\mu\nu}_{\text{ext}}$ est la métrique extérieure à la source. On en vient alors a l'équation fondamentale du raccordement :

$$\mathcal{M}(\overline{\mathbf{h}^{\mu\nu}}) = \overline{\mathcal{M}(\mathbf{h}^{\mu\nu})} \tag{1.35}$$

avec la barre désignant le développement PN. Ce développement multipolaire permet d'exprimer l'opérateur inverse du D'Alembertien en fonction de l'opérateur inverse du Laplacien vu dans le développement PN, ce qui permet le raccordement :

$$\overline{\Box^{-1}\left[\mathcal{M}\left(\Lambda^{\mu\nu}\right)\right]} = \mathcal{I}^{-1}\left[\overline{\mathcal{M}\left(\Lambda^{\mu\nu}\right)}\right] - \frac{4G}{c^4}\sum_{l=0}^{+\infty}\frac{(-1)^l}{l!}\partial_{\langle L\rangle}\left\{\frac{\mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t-\frac{r}{c}) - \mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t+\frac{r}{c})}{2r}\right\} \tag{1.36}$$

De manière analogue, un développement en ordres multipolaires de la solution au développement PN modifie l'opérateur d'inversion du Laplacien tel que :

$$\mathcal{M}\left(\mathcal{I}^{-1}\left[\overline{\tau}^{\mu\nu}\right]\right) = \mathcal{I}^{-1}\left[\mathcal{M}\left(\overline{\tau}^{\mu\nu}\right)\right] - \frac{1}{4\pi}\sum_{l=0}^{+\infty}\frac{(-1)^l}{l!}\partial_{\langle L\rangle}\left\{\frac{\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t-\frac{r}{c}) + \mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t+\frac{r}{c})}{2r}\right\} \tag{1.37}$$

Ces deux développements font intervenir deux nouvelles fonctions $\mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t)$ et $\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t)$ dont on peut montrer qu'elles s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t) &= \underset{B=0}{\mathcal{FP}}\left\{\int \frac{\mathrm{d}^3\mathbf{x}}{-4\pi}\left|\frac{\mathbf{x}}{r_0}\right|^B x_{\langle L\rangle}\int_1^{+\infty}\mathrm{d}z(-2)\delta_l(z)\mathcal{M}\left(\tau^{\mu\nu}\right)\left(t-\frac{z|\mathbf{x}|}{c},x\right)\right\} \\
\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t) &= \underset{B=0}{\mathcal{FP}}\left\{\int \mathrm{d}^3\mathbf{x}\left|\frac{\mathbf{x}}{r_0}\right|^B x_{\langle L\rangle}\int_{-1}^{+1}\mathrm{d}z\delta_l(z)\overline{\tau}^{\mu\nu}\left(t-\frac{z|\mathbf{x}|}{c},x\right)\right\}
\end{aligned} \tag{1.38}$$

où $\delta_l(z) = \frac{(2l+1)!!}{2^{l+1}l!}(1-z^2)^l$. Ces fonctions font intervenir le tenseur énergie-impulsion effectif dont

notamment la partie $T^{\mu\nu}$ pour la fonction $\mathcal{F}_L^{\mu\nu}$ lorsqu'on la regarde à l'intérieur de la source (ce qui n'est pas possible pour $\mathcal{R}_L^{\mu\nu}$ puisque défini pour un développement en dehors de la source). Les termes source sont identifiables entre PN et PM :

$$\mathcal{I}^{-1}\left[\mathcal{M}\left(\Lambda^{\mu\nu}\right)\right] = \frac{16\pi G}{c^4}\mathcal{I}^{-1}\left[\mathcal{M}\left(\overline{\tau}^{\mu\nu}\right)\right] \tag{1.39}$$

Tout comme pour les termes de multipôles du champ extérieur et pour les termes de radiation-réaction du champ intérieur à la source :

$$X_L^{\mu\nu}(t) = -\tfrac{4G}{c^4}\tfrac{(-1)^l}{l!}\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t);\quad A_L^{\mu\nu}(t) = -\tfrac{4G}{c^4}\tfrac{(-1)^l}{l!}\mathcal{A}_L^{\mu\nu}(t) = -\tfrac{4G}{c^4}\tfrac{(-1)^l}{l!}\left[\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t) - 4\pi\mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t)\right] \tag{1.40}$$

Ce qui donne la métrique à l'extérieur de la source :

$$\mathcal{M}\left(\mathbf{h}^{\mu\nu}\right) = \Box^{-1}\left[\mathcal{M}\left(\Lambda^{\mu\nu}\right)\right] - \frac{4G}{c^4}\sum_{l=0}^{+\infty}\frac{(-1)^l}{l!}\partial_{\langle L\rangle}\left\{\frac{\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t-\frac{r}{c})}{r}\right\} \tag{1.41}$$

et à partir de l'intérieur de la source :

$$\overline{\mathbf{h}}^{\mu\nu} = \frac{16\pi G}{c^4}\mathcal{I}^{-1}\left[\overline{\tau}^{\mu\nu}\right] - \frac{4G}{c^4}\sum_{l=0}^{+\infty}\frac{(-1)^l}{l!}\left\{\frac{\mathcal{A}_L^{\mu\nu}(t-\frac{r}{c}) - \mathcal{A}_L^{\mu\nu}(t+\frac{r}{c})}{2r}\right\} \tag{1.42}$$

Le développement multipolaire des termes de réaction au rayonnement des développements PN est décomposable en deux parties comme on le voit en 1.40. D'une part, les termes en $\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t)$, qui sont les termes dominants intervenant aux ordres 2.5PN [4] ($\sim \mathcal{O}(c^{-5})$), 3.5PN ($\sim \mathcal{O}(c^{-7})$) et supérieurs ; et d'autre part, les termes en $\mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t)$, qui sont les termes dits de "queues" et qui sont négligeables avant l'ordre 4PN ($\sim \mathcal{O}(c^{-8})$). Les termes en $\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t)$, qui dépendent de $\overline{\tau}^{\mu\nu}$, peuvent être exprimés ainsi :

$$\begin{aligned}\sum_{\ell=0}^{+\infty}\frac{(-1)^\ell}{\ell!}\partial_{\langle L\rangle}\left\{\frac{\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t-\frac{r}{c}) - \mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t+\frac{r}{c})}{2r}\right\} = \\ -\sum_{k=0}^{+\infty}\left(\frac{\partial}{c\partial t}\right)^{2k+1}\underset{B=0}{\mathcal{FP}}\left\{\int \mathrm{d}^3\mathbf{x}'\frac{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|^{2k}}{(2k+1)!}\left|\frac{\mathbf{x}'}{r_0}\right|^B\overline{\tau}^{\mu\nu}(\mathbf{x}',t)\right\}\end{aligned} \tag{1.43}$$

Ce qui correspond aux termes impairs complétant l'expression 1.26 qu'on peut alors rassembler

4. Usuellement, l'ordre des développements PN utilisés sera l'ordre du développement en $\left(\frac{v}{c}\right)^2$, ce qui correspond à la moitié de l'ordre du développement en $1/c$.

en une seule expression :

$$\begin{aligned}\Box^{-1}[\overline{\tau}^{\mu\nu}] &= \mathcal{I}^{-1}[\overline{\tau}^{\mu\nu}] - \frac{1}{4\pi}\sum_{\ell=0}^{+\infty}\frac{(-1)^\ell}{\ell!}\partial_{\langle L\rangle}\left\{\frac{\mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t-\frac{r}{c}) - \mathcal{F}_L^{\mu\nu}(t+\frac{r}{c})}{2r}\right\} \\ &= \sum_{n=0}^{+\infty}\frac{(-1)^n}{n!}\left(\frac{\partial}{c\partial t}\right)^n \underset{B=0}{\mathcal{FP}}\left\{\int\frac{\mathrm{d}^3\mathbf{x}'}{-4\pi}|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|^{n-1}\left|\frac{\mathbf{x}'}{r_0}\right|^B\overline{\tau}^{\mu\nu}(\mathbf{x}',t)\right\}\end{aligned} \tag{1.44}$$

L'opérateur inverse du D'Alembertien ici présenté est le même que celui introduit en 1.31. La différence n'est qu'apparente ; la fonction $\overline{\tau}^{\mu\nu}(t-|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|/c,\mathbf{x})$ étant développée comme une série de Taylor. On peut alors réécrire 1.42 en séparant d'un côté les termes purement post-Newtoniens dépendant de $\overline{\tau}^{\mu\nu}$ et de l'autre côté les termes dépendant du développement multipolaire post-Minkowskien $\mathcal{M}(\overline{\tau}^{\mu\nu})$:

$$\overline{h}^{\mu\nu} = \frac{16\pi G}{c^4}\left[\Box^{-1}\left[\overline{\tau}^{\mu\nu}\right] + \sum_{\ell=0}^{+\infty}\frac{(-1)^\ell}{\ell!}\partial_{\langle L\rangle}\left\{\frac{\mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t-\frac{r}{c}) - \mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t+\frac{r}{c})}{2r}\right\}\right] \tag{1.45}$$

On peut constater que la solution présentée ici, faisant appel à l'opérateur D'Alembertien inversé, est identique à la solution pour les équations de champ linéarisées 1.12, où le tenseur énergie-impulsion $T^{\mu\nu}$ est substitué par le pseudo-tenseur énergie-impulsion comprenant les non-linéarités $\tau^{\mu\nu}$, et dont on prend la partie finie pour se prémunir des divergences dues au changement de support (non-compact dans la théorie non-linéarisée). Les termes de queues avec les $\mathcal{R}_L^{\mu\nu}(t)$ complétent la solution particulière. L'expression présentée a pu être notamment utilisée pour faire des calculs à l'ordre 3.5PN dans [Nissanke et Blanchet 2005]. Dans la suite de ce manuscrit, nous utiliserons en particulier l'ordre 3.5PN, c'est-à-dire jusqu'à $\mathcal{O}(c^{-7})$.

Amplitude de diffusion

Une nouvelle méthode de calcul des ordres post-minkowskiens connaît un fort développement depuis quelques années. Cette méthode utilise des techniques de calcul d'amplitudes de diffusion et de sections efficaces, que l'on trouve en physique des particules. On peut trouver une revue de cette méthode dans [Bjerrum-Bohr et al. 2022]. N'étant pas utilisée dans cette thèse, elle ne sera pas détaillée davantage.

1.4 Les sources d'ondes gravitationnelles

Des calculs précédents 1.16, il apparaît que tout système en rotation (autour d'un axe qui n'est pas de symétrie) émet des ondes gravitationnelles, pour autant tous les systèmes ne sont pas détectables. Nous allons voir que la puissance émise, et donc la détectabilité des OGs, dépend de paramètres clés. Pour un système de taille typique R, de masse totale M, situé à une distance r, et ayant une vitesse angulaire de rotation ω, le flux d'énergie radiée (sous forme

d'OGs) est [Hartle 2003 ; Maggiore 2008 ; K. Riles 2013] :

$$\mathcal{F} = \frac{r^2 c^3}{32\pi G} \langle \dot{h}_{ij}^{TT} \dot{h}^{TTij} \rangle \tag{1.46}$$

Dont on peut déduire la luminosité [Maggiore 2008 ; K. Riles 2013] :

$$\mathcal{L} = \frac{G}{5c^5} \langle \dddot{Q}_{ij}^{TT} \dddot{Q}^{TTij} \rangle \tag{1.47}$$

La géométrie du système impacte la distribution de masse-énergie et, par conséquent, les moments quadripolaires. Ceux-ci sont cependant approximables en $\dddot{I}_{ij}^{TT} \approx \varepsilon M R^2 \omega^3$, où ε est le facteur d'asymétrie du système, variant entre 0 et 1, et valant 0 pour une distribution à symétrie sphérique. La luminosité se réécrit alors :

$$\mathcal{L} \approx \frac{G}{c^5} \varepsilon^2 M^2 R^4 \omega^6 = \frac{c^5}{G} \varepsilon^2 \left(\frac{R_S}{R}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^6 \tag{1.48}$$

où $R_S = \frac{2GM}{c^2}$ est le rayon de Schwarzschild du système et $v = R\omega$ est la vitesse du système à ses extrémités. On constate que l'émission d'OGs est favorisée par des systèmes en rotation asymétrique (comme vu précédemment), compacts et dont la vitesse de rotation est relativiste. De tels systèmes ne se trouvant pas sur Terre, la recherche d'OGs se concentre sur des sources d'origine astrophysique.

1.4.1 Les coalescences de binaires compactes

Les seules sources dont les ondes gravitationnelles ont, jusqu'à ce jour, été détectées sont les Coalescences de Binaires Compactes (CBC pour *Compact Binary Coalescence*). Ces systèmes sont composés de deux astres compacts, des trous noirs ou des étoiles à neutrons, qui orbitent l'un autour de l'autre. L'émission d'OGs engendre un rapprochement des deux astres, résultant en une fusion. Le signal caractéristique de ces systèmes est détaillé plus bas (voir Sec. 1.5). On peut aujourd'hui classer ces systèmes en trois familles : les binaires de trous noirs (BBH pour *Binary Black Hole*), les binaires d'étoiles à neutrons (BNS pour *Binary Neutron Star*) et les couples étoile à neutrons-trou noir (NSBH pour *Neutron Star - Black Hole*).

1.4.2 Les Bursts

Les bursts sont des signaux courts non-modélisés [Richard Abbott, Thomas D Abbott et al. 2021]. L'absence de modélisation du comportement interne des supernovae et des OGs alors produites, ainsi que la brièveté attendue du signal, les ont classés dans cette catégorie, bien qu'aujourd'hui, de nouveaux travaux permettent de simuler ces systèmes [Abdikamalov, Pagliaroli et Radice 2021 ; Vartanyan et al. 2023]. La recherche n'étant pas basée sur des modèles, des sources inattendues pourraient ainsi être découvertes et changer notre compré-

hension de l'univers, à l'instar des sursauts γ dont l'origine est longtemps restée de l'ordre de la spéculation [Fishman 1995].

1.4.3 Les sources continues

Les sources continues sont caractérisées par un signal dont l'amplitude et la fréquence sont constantes ou varient lentement. Il est attendu que les ondes continues puissent être produites par des objets compacts comportant des aspérités brisant la symétrie dans la rotation. Une source typique serait une étoile à neutrons en rotation rapide, bien que des objets plus exotiques, comme des nuages d'axions autour de trous noirs [Keith Riles 2023], ne soient pas exclus. Étant en rotation à pulsation constante (variant lentement), l'étoile émet alors continûment des OGs [A. L. Miller 2023 ; Modafferi et al. 2021]. Les recherches d'ondes continues peuvent viser une direction particulière du ciel contenant, par exemple, un pulsar, concerner l'ensemble du ciel ou être dirigées dans une direction particulière (ex : centre galactique ou amas globulaire).

1.4.4 Le fond stochastique d'ondes gravitationnelles

Si les sources précédemment évoquées sont distinguables, un grand nombre ne le sont pas et participent à un fond stochastique d'ondes gravitationnelles. Les types de sources constituant ce fond peuvent être très divers : systèmes binaires d'objets compacts, cordes cosmiques, ondes résiduelles d'une transition de phase du 1^{ier} ordre dans les premiers instants de l'univers, inflation cosmique primordiale. Les densités d'énergie associées à ces différentes sources sont cherchées par l'ensemble des différentes expériences de recherche d'ondes gravitationnelles. Un résultat prometteur $(3-4\,\sigma)$ sur le fond d'ondes gravitationnelles émises par les binaires de trous noirs supermassifs a récemment été publié par les diverses collaborations utilisant le principe des *Pulsar Timing Array* (PTA) [Agazie et al. 2023 ; Antoniadis et al. 2023 ; Reardon et al. 2023 ; H. Xu et al. 2023].

1.5 Évolution des binaires compactes

Le type de source auquel nous allons nous intéresser dans la suite de ce manuscrit est la coalescence de binaire compacts. Une coalescence se décline en trois phases, la première étant la phase spiralante durant laquelle les deux astres sont en orbite et se rapprochent l'un de l'autre. La seconde phase est la phase de plongeon et de fusion des deux objets. À l'issue de la fusion se trouve la troisième et dernière phase de la coalescence, celle de la relaxation, durant laquelle l'objet final, le plus souvent un trou noir, retrouve un état stationnaire. Ces phases sont illustrées sur la figure I.2. Dans la suite, nous allons décrire la phase spiralante et en exprimer la forme d'onde à l'ordre Newtonien.

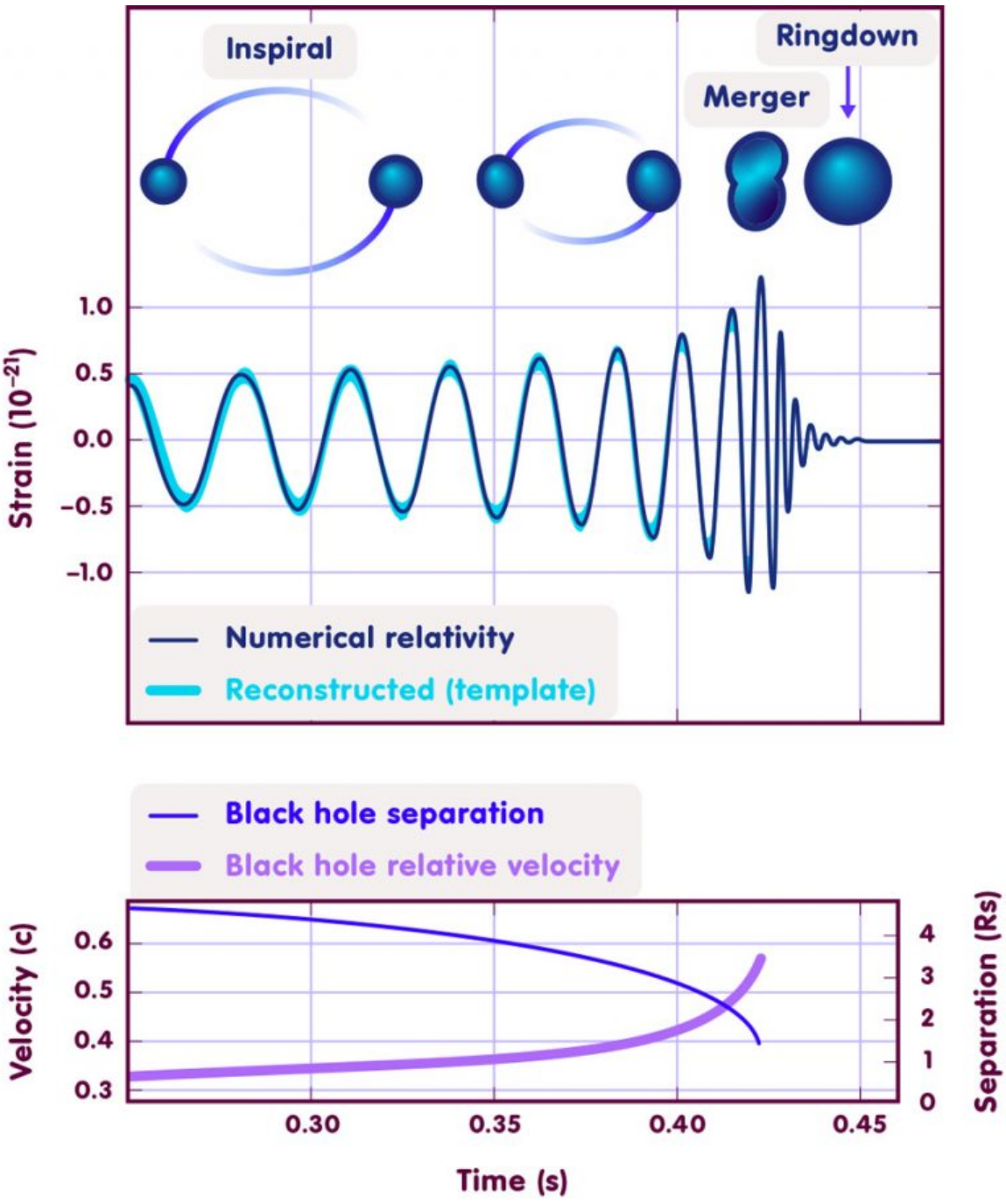


Figure I.2 – Évolution d'une coalescence de binaires compactes : le signal est celui de l'événement GW150914 observé par le détecteur LIGO Hanford. Dans le graphique du haut, en bleu foncé, se trouve le signal calculé par la relativité numérique et en bleu clair, la reconstruction du signal observé. Dans le graphique du bas sont montrées, en bleu, la séparation effective képlérienne entre les deux trous noirs (en rayons de Schwarzschild de la masse totale des deux astres) et leur vitesses relatives ([Benjamin P Abbott, Richard Abbott et al. 2016] / Redesign : Daniela Leitner)

1.5.1 La phase spiralante

La phase spiralante étant la seule utilisée durant les travaux de thèse (en particulier pour les pré-déclenchements), en voici une description. Considérons un système composé de deux astres (typiquement des BNS) dont les paramètres internes sont les masses (m_1, m_2) et les spins (s_1, s_2). Dans les calculs de formes d'ondes, ces quatre paramètres intrinsèques se combinent de diverses manières et interviennent au fur et à mesure des termes Newtoniens et Post-Newtoniens. Un tel système sera caractérisé à l'ordre Newtonien par une masse "*chirp*" :

$$\mathcal{M} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} \tag{1.49}$$

Les autres paramètres apparaissant successivement sont la masse totale du système, le ratio des masses et le spin effectif :

$$M_{tot} = m_1 + m_2, \quad q = m_1/m_2, \quad \chi_{eff} = \frac{m_1 s_1^z + m_2 s_2^z}{m_1 + m_2} \tag{1.50}$$

avec l'axe $\hat{z}$ aligné avec l'axe normal au plan orbital des deux compagnons.

En appliquant les résultats de 1.3 et de 1.2 au cas des CBCs, on trouve [Maggiore 2008] que les deux polarisations s'écrivent (à une distance r du système) :

$$\begin{cases} h_+(\tau) = & \mathcal{A}(\tau)\dfrac{1+\cos^2(\iota)}{2r}\cos(\Phi(\tau)) \\ h_\times(\tau) = & \mathcal{A}(\tau)\dfrac{\cos(\iota)}{r}\sin(\Phi(\tau)) \end{cases} \tag{1.51}$$

où $\mathcal{A}(\tau)$ est l'amplitude de la source :

$$\mathcal{A}(\tau) = \frac{\mathcal{R}}{2^{1/3}} \left(\frac{2\pi f_{OG}(\tau)\mathcal{R}}{c} \right)^{2/3} \tag{1.52}$$

et $\Phi(\tau)$ est la phase de l'onde gravitationnelle :

$$\Phi(\tau) = 2\pi f_{OG}(\tau)\tau + \Phi_0 \tag{1.53}$$

dans lesquelles interviennent la fréquence de l'onde $f_{OG}(\tau)$, le temps avant la coalescence τ, $\mathcal{R}$ le rayon de Schwarzschild associé à la masse *chirp* et Φ_0 la phase de l'onde au moment de la coalescence. Via la conservation de l'énergie, on peut, à l'ordre Newtonien et dans les approximations de la variation lente ($\dot{f_{OG}}(\tau)/f_{OG}(\tau) \ll f_{OG}(\tau)$) et des orbites quasi-circulaires, déduire l'évolution de la fréquence en fonction du temps avant la coalescence τ :

$$f_{OG}(\tau) = 2 \left(\frac{5}{256}\frac{1}{\tau} \right)^{3/8} \left(\frac{G\mathcal{M}}{c^3} \right)^{-5/8} \tag{1.54}$$

Ce qui nous permet de réécrire l'amplitude et la phase en fonction du temps :

$$\begin{cases} \mathcal{A}(\tau) = & \left(\frac{G\mathcal{M}}{c^2}\right)^{5/4} \left(\frac{5}{c\tau}\right)^{1/4} \\ \Phi(\tau) = & -2\left[\left(\frac{5G\mathcal{M}}{c^3}\right)^{-1}\tau\right]^{5/8} + \Phi_0 \end{cases} \tag{1.55}$$

On constate sur ces expressions que la fréquence et l'amplitude de l'onde sont croissantes et qu'en première approximation, le système ne dépend que de la masse *chirp*. Quand les deux astres sont proches, la courbure qu'ils imposent à l'espace-temps devient significative et ne permet plus les approximations faites jusqu'ici. Le rayon de l'orbite typique dit ISCO (pour *Innermost Stable Circular Orbit*, c'est-à-dire la plus petite orbite circulaire marginalement stable d'une particule test) à partir duquel l'approximation n'est plus valide est :

$$r_{ISCO} = \frac{6G\left(m_1 + m_2\right)}{c^2} \tag{1.56}$$

En dessous de ce rayon, il est nécessaire de faire appel à des calculs de relativité numérique. Il est possible d'associer à ce rayon une fréquence orbitale (3ième loi de Kepler) :

$$f_{ISCO} = \frac{1}{6\sqrt{6}} \frac{c^3}{2\pi G\left(m_1 + m_2\right)} \simeq 2.2kHz \left(\frac{\mathrm{M}_\odot}{m_1 + m_2}\right) \tag{1.57}$$

La fréquence de l'onde associée sera alors le double de celle-ci (système quadripolaire). Au-delà de cette orbite les deux astres fusionnent. C'est la deuxième phase des CBCs.

1.5.2 Effet du redshift

L'onde gravitationnelle reçue par un observateur, à l'instar des ondes électromagnétiques, subit l'influence de l'expansion de l'univers, qui produit, durant sa propagation, une modification de sa fréquence :

$$f_{ob} = (1+z)^{-1} f_{source} \tag{1.58}$$

ce qui impacte donc son amplitude (1.52) et sa phase (1.53). Cet impact du décalage vers le rouge ou *redshift* est alors comme suit :

$$\begin{cases} \mathcal{A}_{ob}(\tau) = & \frac{1}{1+z}\left(\frac{G\mathcal{M}(1+z)}{c^2}\right)^{5/4} \left(\frac{5}{c\tau}\right)^{1/4} \\ \Phi_{ob}(\tau) = & -2\left[\left(\frac{5G\mathcal{M}(1+z)}{c^3}\right)^{-1}\tau\right]^{5/8} + \Phi_0 \end{cases} \tag{1.59}$$

où z est le *redshift* et les *ob* en indice font référence au référentiel de l'observateur. En plus de modifier les masses observées ($\mathcal{M}_{ob} = (1+z)\mathcal{M}$), lorsqu'une onde gravitationnelle est reçue,

puisqu'il s'agit de la mesure de l'amplitude, seule la distance de luminosité $D_L = (1+z)r$ est observée et non la distance physique. De nombreux travaux (estimation des paramètres [Christensen et Meyer 2022]) cherchent à retrouver la distance physique des sources les plus soumises au *redshift*.

1.6 Les détecteurs d'ondes gravitationnelles

La mesure des ondes gravitationnelles la plus classique se fait aujourd'hui à l'aide d'interféromètres de Michelson. Cette méthode de détection, utilisée par le réseau mondial d'interféromètres auquel appartiennent LIGO [J. Miller et al. 2015 ; Sigg, LIGO Scientific Collaboration et al. 2008], Virgo [Accadia et al. 2011 ; Bersanetti et al. 2021] et KAGRA [Abe et al. 2022], est détaillée plus bas. Des méthodes alternatives d'interféromètres atomiques, de barres résonnantes ou encore de réseaux de synchronisation de pulsars (PTA, pour *Pulsar Timing Array*) seront brièvement abordées après les interféromètres laser.

1.6.1 Les interféromètres de Michelson

Comme décrit sur la figure I.1, au passage d'une onde gravitationnelle, les distances se voient modifiées. De la lumière passant dans le plan transverse à la direction de propagation de l'OG verrait, en fonction de sa direction de propagation, son chemin optique varier. L'amplitude de l'OG serait ainsi directement reliée à la variation totale de chemin optique. Les interféromètres de Michelson sont des moyens de mesurer ces différences de chemin optique, il deviendrait donc possible de détecter le passage d'ondes gravitationnelles à l'aide d'un tel dispositif. En effet, au passage d'une onde gravitationnelle, la longueur L des bras d'un interféromètre se voit alors modifiée. La variation de longueur δL est reliée à l'amplitude de l'onde h (pour une orientation optimale) :

$$\frac{2\delta L}{L} = h \tag{1.60}$$

Cette variation de longueur se répercute sur le chemin optique du laser en en faisant varier la phase ϕ comme :

$$\delta\phi \propto \delta L \tag{1.61}$$

On peut estimer l'amplitude d'une onde émise par une source de type coalescence de binaire à une distance de l'ordre de quelques megaparsecs à $h \sim 10^{-21}$, ce qui, pour des interféromètres avec des bras de l'ordre de quelques kilomètres, représente une variation de longueur de l'ordre de 10^{-18}m. Pour détecter de telles variations de longueur, il est alors nécessaire d'avoir un instrument d'une grande sensibilité. Celle-ci est atteinte en luttant contre les diverses sources de bruit (sismique [Matichard et al. 2015], quantique [Corbitt et Mavalvala 2004 ; McCuller et al. 2020 ; Polini 2021]...) et en optimisant la puissance de l'appareil (input et output mode cleaners [Bertolini et al. 2006 ; Mueller et al. 2016], power et signal recycling mirrors [Aasi

et al. 2015], cavités de Fabry-Perot dans les bras). Un schéma du détecteur présentant les multiples dispositifs pour en améliorer la sensibilité est visible en figure I.3. Ce principe de détection est mis en œuvre dans le réseau mondial d'interféromètres et le sera dans les projets des futurs détecteurs d'OGs.

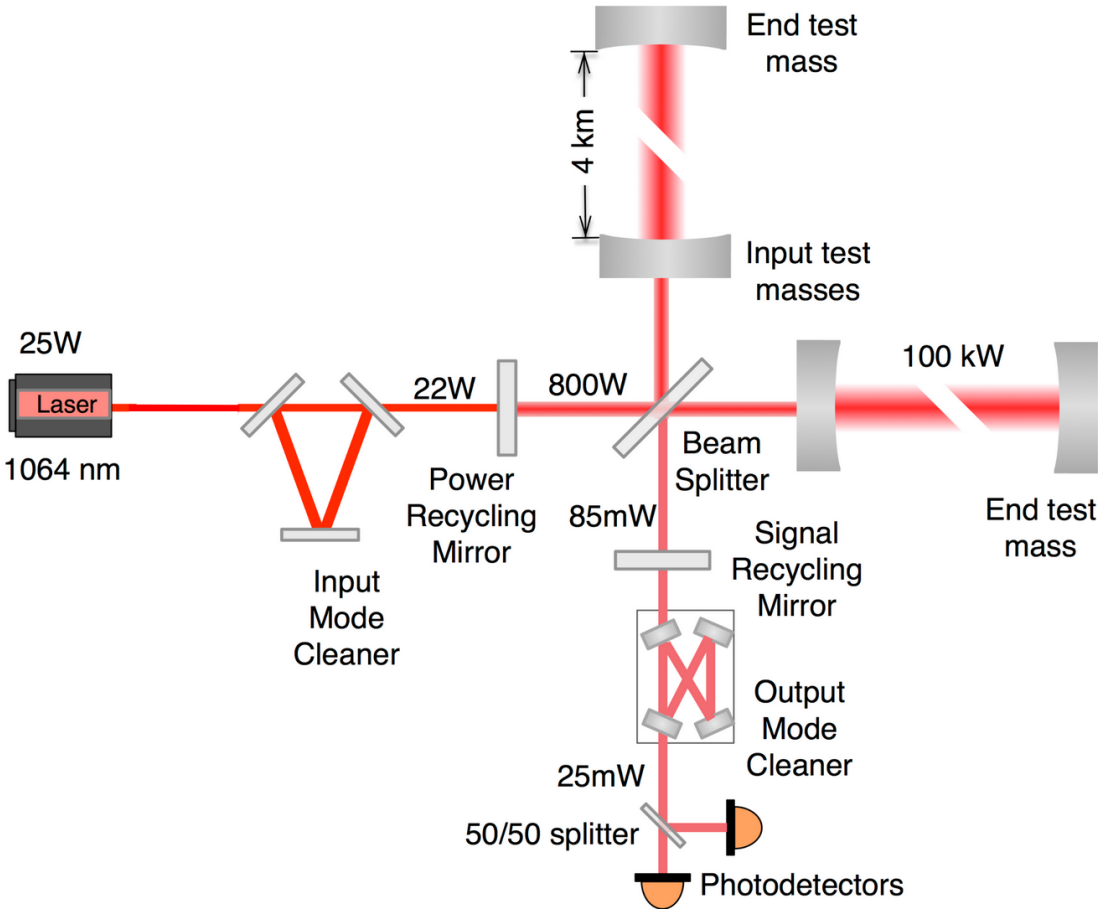


Figure I.3 – Schéma de l'interféromètre LIGO utilisé pour la détection d'ondes gravitationnelles [Martynov et al. 2016].

Réponse de l'interféromètre

La géométrie des interféromètres ne leur permet pas de détecter une onde se propageant dans son plan selon les directions à 45° des bras. Pour ces mêmes raisons de géométrie de l'instrument, certaines directions de propagation laissent le détecteur insensible à certaines polarisations. Si on nomme α la longitude et δ la latitude à la surface de la Terre, on construit les angles du référentiel fixe de la Terre :

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{\pi}{2} - \delta \\ \phi &= \alpha - gmst \end{aligned} \tag{1.62}$$

avec $gmst$ pour Greenwich Mean Sidereal Time, le temps sidéral moyen de Greenwich associé à la fusion de la source (angle horaire au point vernal au temps de la fusion dans le détecteur).

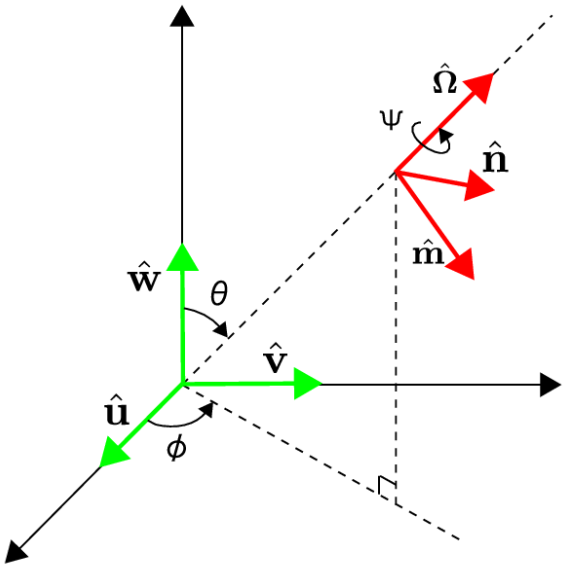


Figure I.4 – Schéma du système de coordonnées faisant apparaitre les angles polaire θ, azimutal ϕ, et de polarisation ψ. Les bras des détecteurs sont orientésselon les axes $\hat{u}$ et $\hat{v}$ [Yunes et Siemens 2013]

En y ajoutant l'angle de mélange des polarisations de l'onde ψ (ces angles sont visibles en figure I.4), on peut construire les vecteurs générateurs du plan transverse à la direction de propagation de l'onde :

$$\begin{aligned} \hat{n} &= \begin{pmatrix} +(\sin(\phi)\cos\psi - \sin\psi\cos\phi\cos\theta) \\ -(\cos\phi\cos\psi + \sin\psi\sin\phi\cos\theta) \\ \sin\psi\sin\theta \end{pmatrix}, \\ \hat{m} &= \begin{pmatrix} -(\sin\phi\sin\psi + \cos\psi\cos\phi\cos\theta) \\ +(\cos\phi\sin\psi - \cos\psi\sin\phi\cos\theta) \\ \cos\psi\sin\theta \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{1.63}$$

permettant d'exprimer l'onde dans le référentiel terrestre :

$$h_{ij} = h^{+}(t)e^{+}_{ij} + h^{\times}(t)e^{\times}_{ij} \tag{1.64}$$

où les tenseurs de base sont construits via les vecteurs précédemment introduits :

$$e^{+}_{ij} = \hat{n}_i\hat{n}_j - \hat{m}_i\hat{m}_j \quad \text{et} \quad e^{\times}_{ij} = \hat{n}_i\hat{m}_j + \hat{m}_i\hat{n}_j \tag{1.65}$$

Pour un détecteur dont les bras sont orientés selon deux vecteurs unitaires $\hat{u}$ et $\hat{v}$, la fonction

de réponse est donnée par (voir Moore, Cole et Berry 2014) :

$$d^{ij} = \frac{1}{2}\left(\hat{u}^i\hat{u}^j - \hat{v}^i\hat{v}^j\right) \tag{1.66}$$

Quand on projette l'onde dans le référentiel terrestre sur le détecteur à l'aide de sa fonction de réponse, on fait apparaître les facteurs d'antenne du détecteur :

$$F_+ = d^{ij}e^+_{ij} \quad \text{et} \quad F_\times = d^{ij}e^\times_{ij} \tag{1.67}$$

En faisant apparaître les angles (θ, ϕ, ψ) La réponse d'antenne de l'interféromètre en fonction de la direction de la source s'écrit alors [Maggiore 2008] :

$$\begin{aligned} F_+(\theta,\phi,\psi) &= \frac{1}{2}\left(1+\cos^2\theta\right)\cos 2\phi\cos 2\psi - \cos\theta\sin 2\phi\sin 2\psi \\ F_\times(\theta,\phi,\psi) &= \frac{1}{2}\left(1+\cos^2\theta\right)\cos 2\phi\cos 2\psi + \cos\theta\sin 2\phi\cos 2\psi \end{aligned} \tag{1.68}$$

On peut représenter les réponses d'antenne comme en figure I.5. En utilisant 1.51, on peut ainsi avoir la forme d'onde que le détecteur pourra reconstruire :

$$\begin{aligned} h(t) &= F_+(\theta,\phi,\psi)h_+(t) + F_\times(\theta,\phi,\psi)h_\times(t) \\ &= \frac{\mathcal{A}(t)}{D_L}\left(\frac{1+\cos^2(\iota)}{2}F_+(\theta,\phi,\psi)\cos\Phi(t) + \cos\iota F_\times(\theta,\phi,\psi)\sin\Phi(t)\right) \end{aligned} \tag{1.69}$$

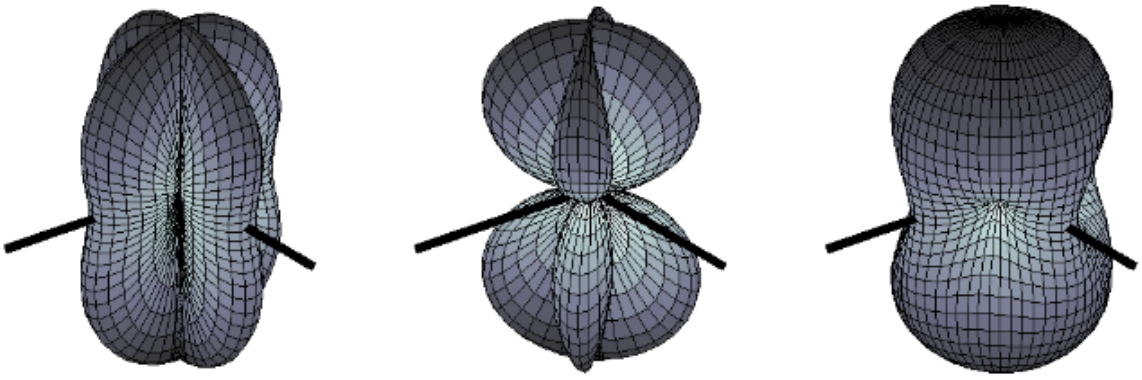


Figure I.5 – Réponses des détecteurs LIGO/Virgo en fonction de la direction de propagation de l'onde incidente. De gauche à droite, les réponses d'antenne pour les polarisations +, × et la réponse moyennée. Les traits noirs indiquent la position des bras du détecteur [B P Abbott et al. 2009].

LIGO-Virgo-KAGRA

La collaboration LVK (pour LIGO-Virgo-KAGRA) compte aujourd'hui quatre interféromètres : tout d'abord, les deux interféromètres américains de la collaboration LIGO (pour *Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory*), le premier se situant à Hanford dans

l'état de Washington (souvent abrégé H1) et le second à Livingston en Floride (noté L1). Ces deux interféromètres en forme de L possèdent des bras perpendiculaires de 4 km chacun et sont schématisés en figure I.3.
L'interféromètre Virgo (noté V1), de l'European Gravitational Observatory (EGO), se trouve à Cascina (non loin de Pise) en Toscane, et a rejoint la collaboration en août 2017. Les bras de cet interféromètre sont plus courts que ceux des deux LIGO, avec des longueurs de 3 km chacun. L'orientation de Virgo est à un angle de 45° par rapport à celle des LIGO, ce qui permet à Virgo d'en scruter les angles morts.
Le dernier interféromètre à avoir rejoint la collaboration en octobre 2019 est KAGRA (pour *KAmioka GRAvitational-wave detector*). Celui-ci a des bras de 3 km, comme Virgo. À la différence des interféromètres précédemment évoqués, KAGRA a la particularité de se situer sous terre d'une part et d'avoir ses miroirs cryogénisés d'autre part pour en atténuer les bruits sismiques et thermiques, respectivement.
Il est prévu qu'un troisième interféromètre, LIGO-India, se joigne à la collaboration pour la cinquième phase d'observation au début de 2027. Deux autres interféromètres, GEO600 [Dooley, L. S. Collaboration et al. 2015 ; Grote, LIGO Scientific Collaboration et al. 2010 ; Lück, Team et al. 1997] en Allemagne et TAMA300 [Takahashi, collaboration et al. 2004 ; Tsubono, Fujimoto et Kuroda 1997] au Japon, avec des bras de seulement 600 m et 300 m respectivement, servent aussi à la collaboration dans la recherche et le développement des technologies mises en oeuvre dans les autres interféromètres, qui, eux, sont dédiés aux détections. L'ensemble de ces détecteurs forme un réseau d'interféromètres mondial représenté en fig. I.6.



Figure I.6 – Réseau mondial d'interféromètres [Shawhan 2012]

Un résumé des périodes ou runs d'observations (aussi appelé OX, avec X le numéro de la période d'observation) est visible en figure I.7. Le dernier run en date, O4, a commencé le 24 Mai 2023 pour les deux instruments LIGO, que Virgo a réjoint courant Avril 2024.

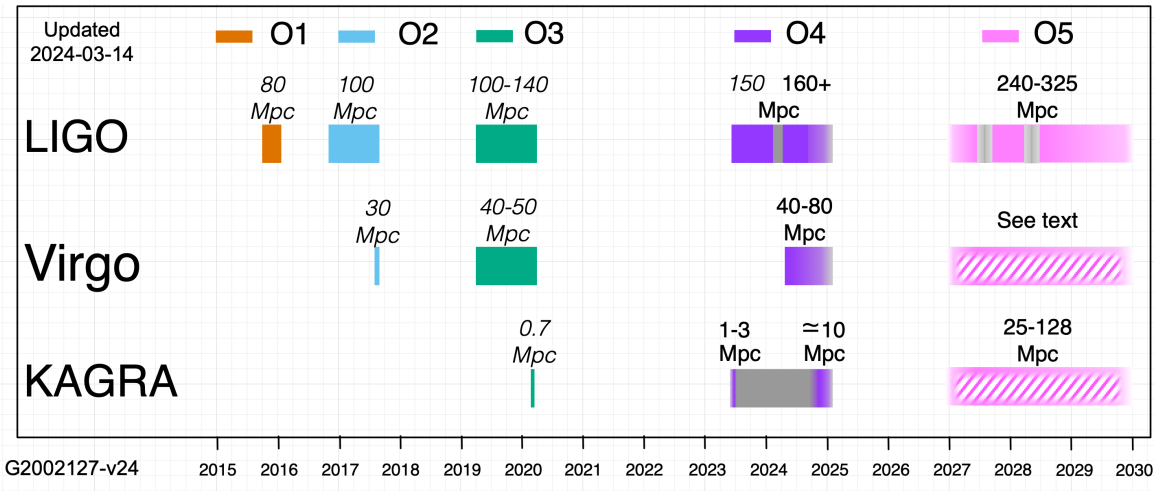


Figure I.7 – Calendrier des runs d'observations des grands interféromètres LIGO, Virgo et KAGRA de O1 à O5. Au-dessus des phases d'observation sont indiquées les portées obtenues ou attendues des détecteurs. La participation de Virgo au run O5 et sa portée estimée ne sont pas encore fixées.

Les détecteurs étant améliorés entre chaque période d'observation, on peut voir une évolution de la sensibilité au fur et à mesure des runs.

Les instruments futurs

Les interféromètres sont classés par génération, la première génération étant composée des premières moutures de LIGO et Virgo, ainsi que de GEO600 et TAMA300. La seconde est quant à elle constituée d'Advanced LIGO, d'Advanced Virgo (soit LIGO et Virgo ayant subi diverses améliorations), KAGRA et, dans un futur proche, LIGO-India. À ces deux générations d'interféromètres déjà existants s'ajoutent les projets pour de futurs interféromètres dits de troisième génération. Les deux projets majeurs sont l'européen Einstein Telescope [Maggiore et al. 2020 ; Punturo et al. 2010] et l'américain Cosmic Explorer [Reitze et al. 2019], qui devraient officiellement voir le jour dans les années 2030-2040. Ces interféromètres couvriraient la même bande de fréquence que leurs aînés, à ceci près que leur sensibilité et, par conséquent, leur portée s'en trouveraient grandement améliorées.

1.6.2 Autres méthodes de détection

Bien que les grands interféromètres laser soient les seuls détecteurs en fonctionnement actuellement, il y a eu par le passé d'autres tentatives pour détecter des ondes gravitationnelles, ainsi que des projets pour de futurs détecteurs pour parvenir à capter ces fluctuations sur d'autres gammes de fréquences. Cette sous-section en propose un inventaire. À cette liste s'ajoute une présentation sommaire des *Pulsar Timing Arrays*. Les sensibilités des projets actuels et futurs présentés sont affichées avec des sources de divers types en figure I.10.

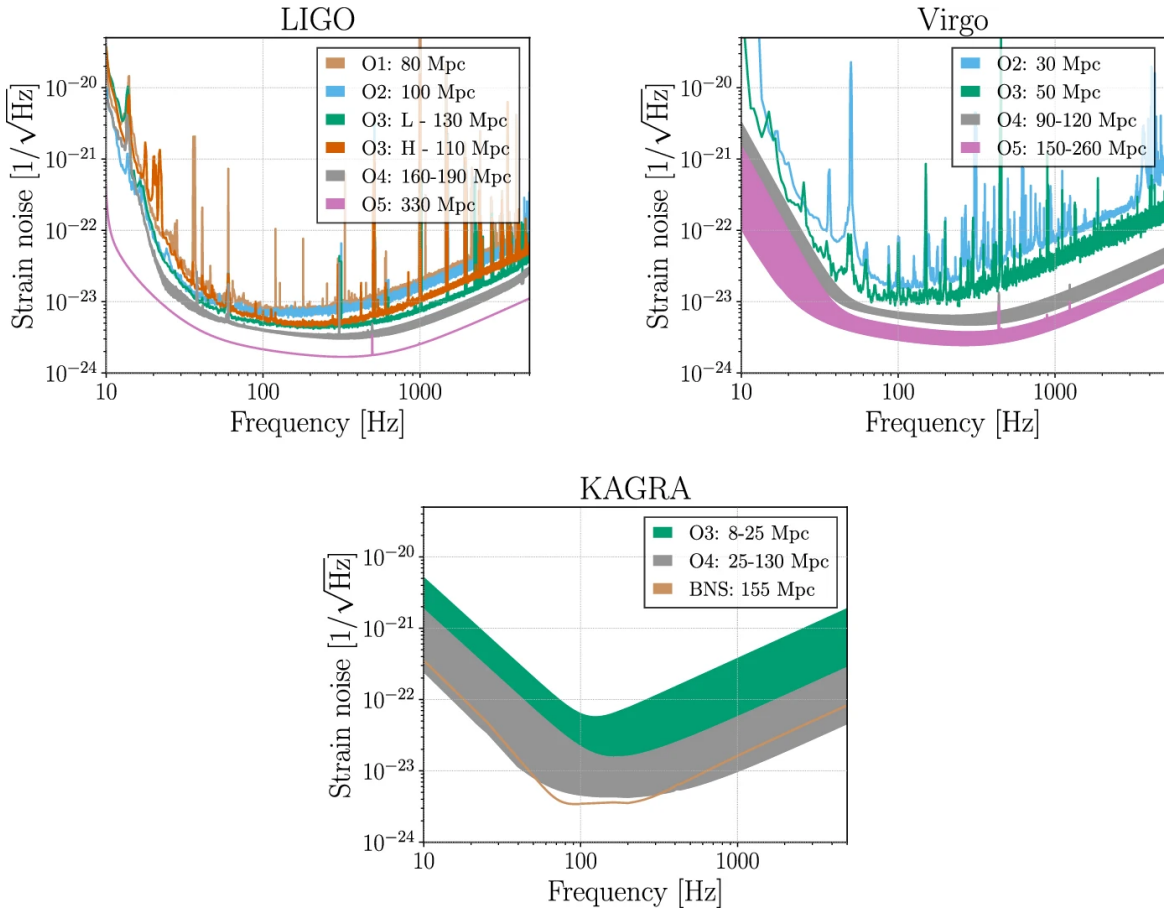


Figure I.8 – Sensibilité des détecteurs au fur et à mesure des runs d'observation. En haut à gauche, les sensibilités des détecteurs LIGO et aLIGO. En haut à droite, les sensibilités de Virgo et AdVirgo. En bas, les sensibilités de KAGRA. Les portées sont calculées sur des BNS standards $1.4\,M_\odot - 1.4\,M_\odot$ (voir chap. 2). Les sensibilités des runs O4 et O5 sont des estimations [Benjamin P Abbott, Abbott et al. 2020]. La sensibilité de Virgo pour le run O4 reste similaire à celle de O3 avec une portée de l'ordre de 50 Mpc

Barres résonnantes

La technologie des barres résonnantes est le tout premier type de détecteur direct d'ondes gravitationnelles développé. Elle fut conceptualisée dans les années soixante par Joseph Weber [Weber 1960]. Elles consistent en une barre métallique qui, au passage de l'onde gravitationnelle, verrait certains modes d'oscillation excités et produirait ainsi un signal électrique directement lié à l'onde incidente. Selon son concepteur, cette méthode permettrait, en choisissant les bon matériaux, de détecter des Supernovae ou encore des BNS. Aucune OG n'a été découverte par une expérience de barre résonante.

LISA

L'ensemble des détecteurs précédemment évoqués est basé au sol, mais la possibilité d'envoyer des détecteurs basés dans l'espace est fortement considérée. En particulier avec le projet LISA [Danzmann et Rüdiger 2003] (pour *Laser Interferometer Space Antenna*) qui devrait se situer au point de Lagrange L3 et être un interféromètre composé de trois satellites formant un triangle équilatéral de 2,5 millions de kilomètres de côté, permettant de sonder la bande de fréquence entre 0,1 mHz et 1 Hz. L'instrument devrait être déployé autour de 2035 [Amaro-Seoane et al. 2017] et pourrait chercher certaines CBCs bien avant la fusion ou comportant des ratios de masse extrêmes (EMRI pour *Extrem Mass Ratio Inspiral*) [Barausse et al. 2020]. Un prototype, LISA Pathfinder, a été envoyé dans l'espace en 2015 et testé jusqu'en 2017, produisant des résultats au-delà des espérances [Armano et al. 2019]. D'autres projets basés dans l'espace sont à l'étude, dont notamment Big Bang Observer (BBO), le futur successeur de LISA soutenu par l'ESA [Corbin et Cornish 2006 ; Harry et al. 2006 ; Phinney et al. 2004] mais aussi au Japon avec DECIGO [Ando et al. 2010 ; Kawamura et al. 2011] et en Chine avec TianQin [Luo et al. 2016], Tiaji [W.-R. Hu et Wu 2017] ou encore ALIA [X. Gong et al. 2015].

Interféromètres à atomes

Dans le but d'explorer la bande de fréquence 100 mHz-1 Hz, des interféromètres utilisant des atomes froids sont en cours de développement, notamment l'expérience MIGA (pour *Matter wave-laser based Interferometer Gravitation Antenna*) dans le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) à Rustrel, en France [Canuel et al. 2018]. Ce détecteur combine à la fois les technologies d'interférométrie laser et d'interférométrie atomique. Il utilise 3 interféromètres atomiques de Mach-Zehnder interrogés par une cavité laser résonante. L'état de sortie des atomes dépend du décalage de phase accumulé pendant leur passage dans l'interféromètre. Ce décalage de phase des atomes étant contrôlé par les cavités laser, une variation de longueur des cavités se répercute directement sur cette différence de phase. Il deviendrait ainsi possible de mesurer très précisément des variations de longueurs et, par conséquent, les potentielles ondes gravitationnelles les engendrant. Un point fort de ce genre d'interféromètre est leur compacité ;

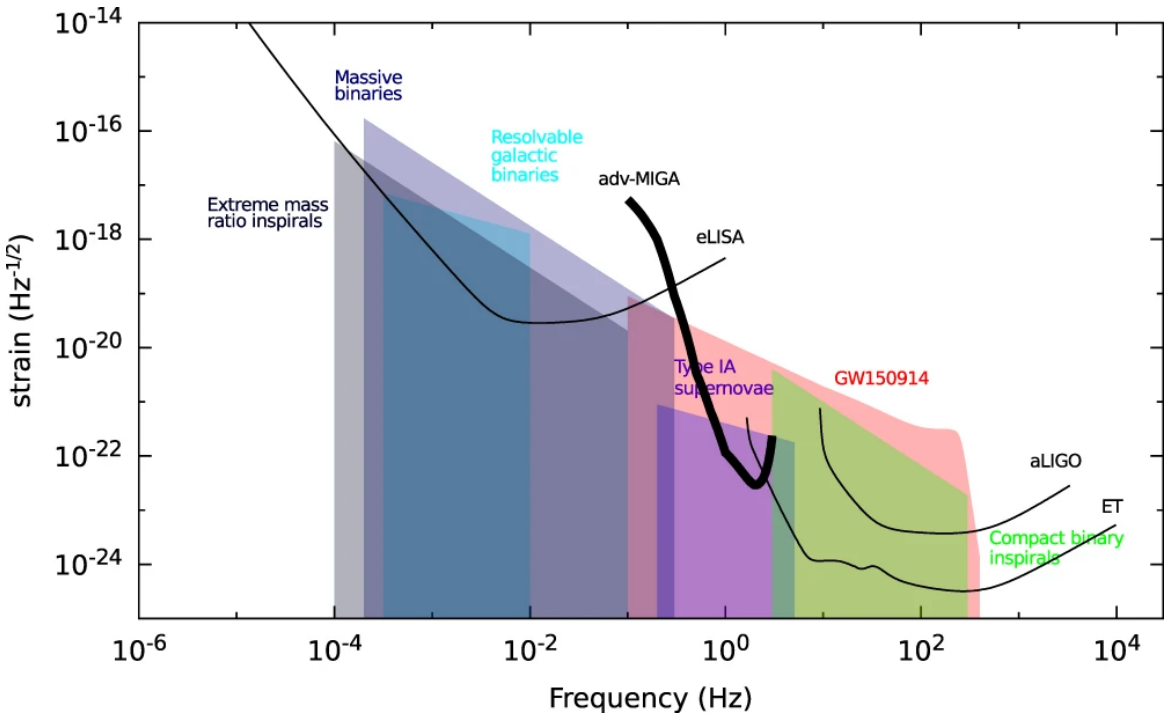


Figure I.9 – Sensibilité de adv-MIGA, eLISA, aLIGO et ET. Les zones colorées indiquent les domaines dans lesquels les sources sont détectables. Canuel et al. 2018

en effet, MIGA ne devrait s'étendre que sur 150 m. La sensibilité et la bande de fréquence de advMIGA (version post-démonstrateur) sont présentées en figure I.9, avec celles de eLISA, aLIGO et du Einstein Telescope.

Pulsar Timing Array

Une autre méthode de détection des OGs se servant des pulsars est utilisée par le consortium International Pulsar Timing Array (IPTA) [Verbiest et al. 2016]. Les pulsars ayant une vitesse de rotation sur eux-mêmes très stable, un décalage corrélé du temps d'arrivée des ondes radio émises par un ensemble de pulsars permettrait de mettre en évidence le passage d'une OG. Une telle onde se situerait dans une bande de fréquence de l'ordre du μHz au nHz. Récemment, une forte évidence de la présence d'un fond stochastique d'ondes gravitationnelles dues à des binaires de trous noirs supermassifs a été atteinte par les collaborations NanoGrav, EPTA, PPTA et CPTA [Agazie et al. 2023 ; Antoniadis et al. 2023 ; Reardon et al. 2023 ; H. Xu et al. 2023].

SKA (*Square Kilometre Array*), un futur projet d'antenne radio permettant de surveiller des pulsars et en cours de développement et de déploiement, permettrait d'avoir une meilleure sensibilité dans le domaine du nanohertz-microhertz que les instruments actuellement utilisés pour le projet IPTA [Janssen et al. 2014].

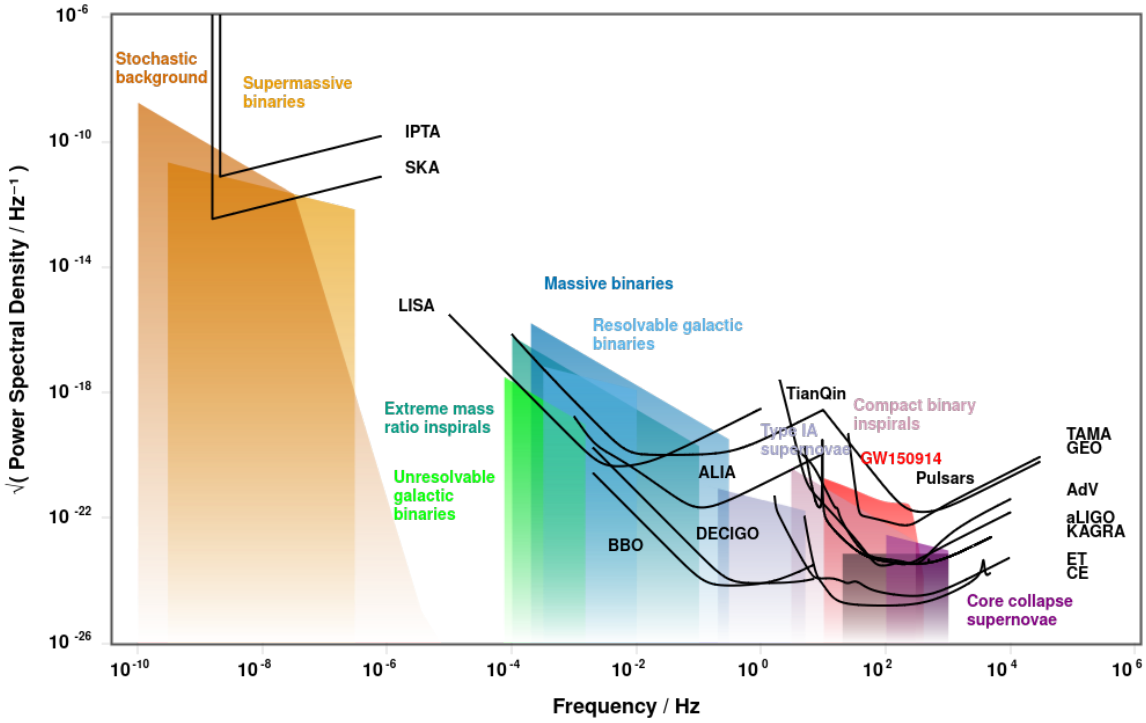


Figure I.10 – Sensibilité des détecteurs actuels et futurs, accompagnée des domaines de sources potentielles d'ondes gravitationnelles (représentés par des zones colorées). [Moore, Cole et Berry 2014]

1.7 Des premières détections au catalogue actuel

La toute première détection d'onde gravitationnelle est l'événement GW150914, résultant de la coalescence de deux trous noirs de $36^{+5}_{-4}\,\mathrm{M}_\odot$ et $29^{+4}_{-4}\,\mathrm{M}_\odot$ en un trou noir de $62^{+4}_{-4}\,\mathrm{M}_\odot$ détecté à une distance de luminosité de $410^{+160}_{180}\,\mathrm{Mpc}$, équivalent à un redshift $z = 0.09^{0.03}_{-0.04}$. Cet événement historique pour le domaine des ondes gravitationnelles a été suivi deux ans plus tard par la première détection d'une BNS avec l'événement GW170817 de masses $1.60\,\mathrm{M}_\odot$ et $1.16\,\mathrm{M}_\odot$, également observé par divers télescopes, en faisant la première détection multi-messagers. On compte, à l'issue des trois runs d'observation, un total de 90 coalescences, dont 79 durant O3a+b [Richard Abbott, Abbott et al. 2023]. Aujourd'hui, la détection de nouvelles BNS avec des contreparties dans le domaine électromagnétique et de coalescences d'objets de masses sous-solaires [Abbott et al. 2022] dites SSM (*SubSolar Masses*), qui pourraient mener à considérer l'existence de trous noirs primordiaux, est, parmi les CBCs, un événement très recherché. L'intérêt des détections multi-messagers comme GW170817, motivant les travaux présentés dans ce manuscrit, sera développé plus longuement dans le Chapitre 3.

1.8 Conclusion

Ce premier chapitre a permis de porter un regard sur les ondes gravitationnelles, leurs sources et la manière de les détecter aujourd'hui et dans un futur plus ou moins proche. Nous nous sommes aussi intéressés plus particulièrement aux CBCs en les abordant en détail. Le prochain chapitre s'intéressera à la détection basse latence et, en particulier, à la chaîne de détection MBTA.

Références

Aasi, Junaid et al. (2015). « Advanced ligo ». In : *Classical and quantum gravity* 32.7, p. 074001.

Abbott, B P et al. (juin 2009). « LIGO : the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory ». In : *Reports on Progress in Physics* 72.7, p. 076901. DOI : 10.1088/0034-4885/72/7/076901. URL : https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/72/7/076901.

Abbott, Benjamin P, R Abbott et al. (2020). « Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with Advanced LIGO, Advanced Virgo and KAGRA ». In : *Living reviews in relativity* 23, p. 1-69.

Abbott, Benjamin P, Richard Abbott et al. (2016). « Observation of gravitational waves from a binary black hole merger ». In : *Physical review letters* 116.6, p. 061102.

Abbott, R et al. (2022). « Search for subsolar-mass binaries in the first half of advanced ligo's and advanced virgo's third observing run ». In : *Physical review letters* 129.6, p. 061104.

Abbott, Richard, TD Abbott et al. (2023). « GWTC-3 : compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the second part of the third observing run ». In : *Physical Review X* 13.4, p. 041039.

Abbott, Richard, Thomas D Abbott et al. (2021). « All-sky search for short gravitational-wave bursts in the third Advanced LIGO and Advanced Virgo run ». In : *Physical Review D* 104.12, p. 122004.

Abdikamalov, Ernazar, Giulia Pagliaroli et David Radice (2021). « Gravitational Waves from Core-Collapse Supernovae ». In : *Handbook of Gravitational Wave Astronomy*. Springer Singapore, p. 1-37. ISBN : 9789811547027. DOI : 10.1007/978-981-15-4702-7_21-1. URL : http://dx.doi.org/10.1007/978-981-15-4702-7_21-1.

Abe, Homare et al. (2022). « The current status and future prospects of kagra, the large-scale cryogenic gravitational wave telescope built in the kamioka underground ». In : *Galaxies* 10.3, p. 63.

Accadia, T et al. (2011). « Status of the Virgo project ». In : *Classical and Quantum Gravity* 28.11, p. 114002.

Agazie, Gabriella et al. (2023). « The NANOGrav 15 yr data set : Evidence for a gravitational-wave background ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 951.1, p. L8.

Aghanim, Nabila et al. (2020). « Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters ». In : *Astronomy & Astrophysics* 641, A6.

Amaro-Seoane, Pau et al. (2017). « Laser interferometer space antenna ». In : *arXiv preprint arXiv :1702.00786*.

Ando, Masaki et al. (2010). « DECIGO and DECIGO pathfinder ». In : *Classical and Quantum Gravity* 27.8, p. 084010.

Antoniadis, J. et al. (2023). *The second data release from the European Pulsar Timing Array III. Search for gravitational wave signals*. arXiv : 2306.16214 [astro-ph.HE].

Armano, Michele et al. (2019). *LISA Pathfinder*. arXiv : 1903.08924 [astro-ph.IM].

Barausse, Enrico et al. (2020). « Prospects for fundamental physics with LISA ». In : *General Relativity and Gravitation* 52, p. 1-33.

Bernabeu, José, Domènec Espriu et Daniel Puigdomènech (sept. 2011). « Gravitational waves in the presence of a cosmological constant ». In : *Physical Review D* 84.6. doi : 10.1103/physrevd.84.063523. url : https://doi.org/10.1103%5C%2Fphysrevd.84.063523.

Bersanetti, Diego et al. (2021). « Advanced virgo : Status of the detector, latest results and future prospects ». In : *Universe* 7.9, p. 322.

Bertolini, Alessandro et al. (2006). « Design and prototype tests of a seismic attenuation system for the advanced-LIGO output mode cleaner ». In : *Classical and Quantum Gravity* 23.8, S111.

Bjerrum-Bohr, N. E. J. et al. (2022). *The SAGEX Review on Scattering Amplitudes, Chapter 13 : Post-Minkowskian expansion from Scattering Amplitudes*. arXiv : 2203.13024 [hep-th].

Blanchet, Luc (2006). « Gravitational radiation from post-Newtonian sources and inspiralling compact binaries ». In : *Living reviews in relativity* 17, p. 1-187.

Blanchet, Luc et Thibault Damour (1986). « Radiative gravitational fields in general relativity I. General structure of the field outside the source ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 320.1555, p. 379-430.

Canuel, B et al. (2018). « Exploring gravity with the MIGA large scale atom interferometer ». In : *Scientific Reports* 8.1, p. 14064.

Carroll, Sean M. (1997). *Lecture Notes on General Relativity*. doi : 10.48550/ARXIV.GR-QC/9712019. url : https://arxiv.org/abs/gr-qc/9712019.

Christensen, Nelson et Renate Meyer (avr. 2022). « Parameter estimation with gravitational waves ». In : *Reviews of Modern Physics* 94.2. issn : 1539-0756. doi : 10.1103/revmodphys.94.025001. url : http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.94.025001.

Corbin, Vincent et Neil J Cornish (2006). « Detecting the cosmic gravitational wave background with the big bang observer ». In : *Classical and Quantum Gravity* 23.7, p. 2435.

Corbitt, Thomas et Nergis Mavalvala (juill. 2004). « Review : Quantum noise in gravitational-wave interferometers ». In : *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* 6.8, S675. doi : 10.1088/1464-4266/6/8/008. url : https://dx.doi.org/10.1088/1464-4266/6/8/008.

Damour, T. et B. R. Iyer (mai 1991). « Multipole analysis for electromagnetism and linearized gravity with irreducible Cartesian tensors ». In : *Phys. Rev. D* 43 (10), p. 3259-3272. doi : 10.1103/PhysRevD.43.3259. url : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.43.3259.

Danzmann, Karsten et Albrecht Rüdiger (2003). « LISA technology—concept, status, prospects ». In : *Classical and Quantum Gravity* 20.10, S1.

Dooley, Katherine L, LIGO Scientific Collaboration et al. (2015). « Status of GEO 600 ». In : *Journal of Physics : Conference Series*. T. 610. 1. IOP Publishing, p. 012015.

Eddington, Arthur Stanley (1920). *Report on the relativity theory of gravitation*. Fleetway Press, Limited.

Einstein, Albert (1905). « Zur elektrodynamik bewegter körper ». In : *Annalen der physik* 4.

— (jan. 1915). « Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie ». In : *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften*, p. 831-839.

— (1916). « Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie Annalen der Physik, 49 ». In : *Reprinted in English translation in The Principle of Relativity.(1952) Dover Publications Inc, New York.*

Fishman, Gerald J (1995). « Gamma-ray bursts : An overview ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107.718, p. 1145.

Gong, Xuefei et al. (2015). « Descope of the ALIA mission ». In : *Journal of Physics : Conference Series*. T. 610. 1. IOP Publishing, p. 012011.

Grote, Hartmut, forthe LIGO Scientific Collaboration et al. (2010). « The GEO 600 status ». In : *Classical and Quantum Gravity* 27.8, p. 084003.

Harry, Gregory M et al. (2006). « Laser interferometry for the big bang observer ». In : *Classical and Quantum Gravity* 23.15, p. 4887.

Hartle, James B (2003). *Gravity : an introduction to Einstein's general relativity*.

Hilbert, David (1915). « Die Grundlagen der Physik [Foundations of Physics] ». In : *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen–Mathematisch-Physikalische Klasse* 3.395, p. 1.

Hu, Wen-Rui et Yue-Liang Wu (2017). *The Taiji Program in Space for gravitational wave physics and the nature of gravity*.

Janssen, G. H. et al. (2014). *Gravitational wave astronomy with the SKA*. arXiv : 1501.00127 [astro-ph.IM].

Kawamura, Seiji et al. (2011). « The Japanese space gravitational wave antenna : DECIGO ». In : *Classical and Quantum Gravity* 28.9, p. 094011.

Lück, Harald, GEO600 Team et al. (1997). « The GEO600 project ». In : *Classical and quantum gravity* 14.6, p. 1471.

Luo, Jun et al. (2016). « TianQin : a space-borne gravitational wave detector ». In : *Classical and Quantum Gravity* 33.3, p. 035010.

Maggiore, Michele (2008). *Gravitational Waves : Volume 1 : Theory and Experiments 1*. 1re éd. Oxford University Press. isbn : 9780198570745; 0198570740. url : libgen.li/file.php?md5=2e415571783fa5a4f50283b333a41dca.

Maggiore, Michele et al. (mars 2020). « Science case for the Einstein telescope ». In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2020.03, p. 050. doi : 10.1088/1475-7516/2020/03/050. url : https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/050.

Martynov, D. V. et al. (juin 2016). « Sensitivity of the Advanced LIGO detectors at the beginning of gravitational wave astronomy ». In : *Physical Review D* 93.11. issn : 2470-0029. doi : 10.1103/physrevd.93.112004. url : http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.93.112004.

Matichard, Fabrice et al. (2015). « Seismic isolation of Advanced LIGO : Review of strategy, instrumentation and performance ». In : *Classical and Quantum Gravity* 32.18, p. 185003.

McCuller, L. et al. (avr. 2020). « Frequency-Dependent Squeezing for Advanced LIGO ». In : *Phys. Rev. Lett.* 124 (17), p. 171102. doi : 10.1103/PhysRevLett.124.171102. url : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.171102.

Miller, Andrew L. (2023). *Recent results from continuous gravitational wave searches using data from LIGO/Virgo/KAGRA's third observing run*. arXiv : 2305.15185 [gr-qc].

Miller, John et al. (2015). « Prospects for doubling the range of Advanced LIGO ». In : *Physical Review D* 91.6, p. 062005.

Misner, Charles W, Kip S Thorne et John Archibald Wheeler (1973). *Gravitation*. Macmillan.

Modafferi, Luana M et al. (2021). « Search for long-duration transient gravitational waves from glitching pulsars during LIGO—Virgo third observing run ». In : *Journal of Physics : Conference Series*. T. 2156. IOP Publishing, p. 012079.

Moore, C J, R H Cole et C P L Berry (déc. 2014). « Gravitational-wave sensitivity curves ». In : *Classical and Quantum Gravity* 32.1, p. 015014. issn : 1361-6382. doi : 10.1088/0264-9381/32/1/015014. url : http://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/32/1/015014.

Mueller, Chris L et al. (2016). « The advanced LIGO input optics ». In : *Review of Scientific Instruments* 87.1.

Nissanke, Samaya et Luc Blanchet (mars 2005). « Gravitational radiation reaction in the equations of motion of compact binaries to 3.5 post-Newtonian order ». In : *Classical and Quantum Gravity* 22.6, p. 1007-1031. issn : 1361-6382. doi : 10.1088/0264-9381/22/6/008. url : http://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/22/6/008.

Phinney, Sterl et al. (2004). « The Big Bang Observer : Direct detection of gravitational waves from the birth of the Universe to the Present ». In : *NASA mission concept study*.

Polini, Eleonora (2021). « Broadband quantum noise reduction via frequency dependent squeezing for Advanced Virgo Plus ». In : *Physica Scripta* 96.8, p. 084003.

Poujade, Olivier et Luc Blanchet (2002). « Post-Newtonian approximation for isolated systems calculated by matched asymptotic expansions ». In : *Physical Review D* 65.12, p. 124020.

Price, Richard H et Yan Wang (2008). « The transverse traceless gauge and quadrupole sources ». In : *American Journal of Physics* 76.10, p. 930-933.

Punturo, M et al. (2010). « The Einstein Telescope : a third-generation gravitational wave observatory ». In : *Classical and Quantum Gravity* 27.19, p. 194002.

Reardon, Daniel J. et al. (juin 2023). « Search for an Isotropic Gravitational-wave Background with the Parkes Pulsar Timing Array ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 951.1, p. L6. doi : 10.3847/2041-8213/acdd02. url : https://doi.org/10.3847%5C%2F2041-8213%5C%2Facdd02.

Reitze, David et al. (2019). « Cosmic explorer : the US contribution to gravitational-wave astronomy beyond LIGO ». In : *arXiv preprint arXiv :1907.04833*.

Riles, K. (jan. 2013). « Gravitational waves : Sources, detectors and searches ». In : *Progress in Particle and Nuclear Physics* 68, p. 1-54. doi : 10.1016/j.ppnp.2012.08.001. url : https://doi.org/10.1016%5C%2Fj.ppnp.2012.08.001.

Riles, Keith (avr. 2023). « Searches for continuous-wave gravitational radiation ». In : *Living Reviews in Relativity* 26.1. issn : 1433-8351. doi : 10.1007/s41114-023-00044-3. url : http://dx.doi.org/10.1007/s41114-023-00044-3.

Shawhan, Peter S. (sept. 2012). « Rapid alerts for following up gravitational wave event candidates ». In : *SPIE Proceedings*. Sous la dir. d'Alison B. Peck, Robert L. Seaman et Fernando Comeron. SPIE. doi : 10.1117/12.926372. url : https://doi.org/10.1117%5C%2F12.926372.

Sigg, Daniel, forthe LIGO Scientific Collaboration et al. (2008). « Status of the LIGO detectors ». In : *Classical and Quantum Gravity* 25.11, p. 114041.

Takahashi, Ryutaro, TAMA collaboration et al. (2004). « Status of TAMA300 ». In : *Classical and Quantum Gravity* 21.5, S403.

Tiec, Alexandre Le et Jérôme Novak (2016). « Theory of gravitational waves ». In : *arXiv preprint arXiv :1607.04202*.

Tsubono, K, MK Fujimoto et K Kuroda (1997). *Gravitational Wave Detection*. Universal Academy Press Tokyo.

Vartanyan, David et al. (2023). *The Gravitational-Wave Signature of Core-Collapse Supernovae*. arXiv : 2302.07092 [astro-ph.HE].

Verbiest, J. P. W. et al. (fév. 2016). « The International Pulsar Timing Array : First data release ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 458.2, p. 1267-1288. doi : 10.1093/mnras/stw347. url : https://doi.org/10.1093%5C%2Fmnras%2Fstw347.

Weber, Joseph (1960). « Detection and generation of gravitational waves ». In : *Physical Review* 117.1, p. 306.

Xu, Heng et al. (juin 2023). « Searching for the Nano-Hertz Stochastic Gravitational Wave Background with the Chinese Pulsar Timing Array Data Release I ». In : *Research in Astronomy and Astrophysics* 23.7, p. 075024. DOI : 10.1088/1674-4527/acdfa5. URL : https://doi.org/10.1088%5C%2F1674-4527%5C%2Facdfa5.

Yunes, Nicolas et Xavier Siemens (avr. 2013). « Gravitational Wave Tests of General Relativity with Ground-Based Detectors and Pulsar Timing Arrays ». In : *Living Reviews in Relativity* 16. DOI : 10.12942/lrr-2013-9.

Chapitre 2

L'analyse basse latence des données des détecteurs

Sommaire

1.1 Relativité Générale . . . 3
1.2 Ondes gravitationnelles dans le vide . . . 4
1.3 Équation avec un terme source . . . 5
1.3.1 Ordres supérieurs . . . 7
1.4 Les sources d'ondes gravitationnelles . . . 13
1.4.1 Les coalescences de binaires compactes . . . 14
1.4.2 Les Bursts . . . 14
1.4.3 Les sources continues . . . 15
1.4.4 Le fond stochastique d'ondes gravitationnelles . . . 15
1.5 Évolution des binaires compactes . . . 15
1.5.1 La phase spiralante . . . 17
1.5.2 Effet du redshift . . . 18
1.6 Les détecteurs d'ondes gravitationnelles . . . 19
1.6.1 Les interféromètres de Michelson . . . 19
1.6.2 Autres méthodes de détection . . . 24
1.7 Des premières détections au catalogue actuel . . . 28
1.8 Conclusion . . . 29
Références . . . 29

En sortie des détecteurs, les données sont reconstruites puis envoyées aux diverses chaînes de détection basse latence appelées "pipelines". Dans la suite, nous nous intéresserons seulement au cas de la recherche de coalescences de binaires compactes (CBC). Dans le cadre de cette recherche, une méthode d'analyse est utilisée par la majorité des pipelines

basse latence. Il s'agit du filtrage optimal décrit ci-dessous.

2.1 Le filtrage optimal

Tout d'abord, considérons une série temporelle de données en sortie du détecteur que nous appellerons signal $s(t)$. Ce signal est la somme, d'une part, du bruit du détecteur $n(t)$ et, d'autre part, d'un signal astrophysique $h(t)$. Le but du filtrage optimal est de filtrer le signal $s(t)$ pour en faire ressortir le signal astrophysique. Dans la pratique, le filtrage se fait dans le domaine fréquentiel. On notera par un tilde les transformées de Fourier des séries temporelles. On a donc (Maggiore 2008) :

$$\tilde{s}(f) = \tilde{h}(f) + \tilde{n}(f) \tag{2.1}$$

Le signal astrophysique (déterministe) et le bruit (stochastique) ne sont pas de même nature. Un filtre $\tilde{Q}(f)$ est appliqué sur le signal :

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{s}(f)\tilde{Q}^*(f)\mathrm{d}f \tag{2.2}$$

On notera que prendre les séries dans le domaine temporel ou fréquentiel donnera le même résultat puisque nous prenons un produit scalaire entre deux fonctions s et Q et que la transformation de fourier conserve le produit scalaire. La valeur du signal filtré n'a pas beaucoup de sens prise seule. Il est nécessaire de la comparer à celle du bruit filtré :

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{n}(f)\tilde{Q}^*(f)\mathrm{d}f \tag{2.3}$$

La comparaison de ces deux valeurs se fait alors par le rapport signal sur bruit (SNR pour *Signal-to-Noise Ratio*) qui sera défini comme suit :

$$SNR = \frac{\langle S\rangle}{\sigma_N} \tag{2.4}$$

où le signal filtré moyenné $\langle S\rangle$, dans le cas d'un bruit gaussien ($\langle\tilde{n}(t)\rangle = 0$), ne fait intervenir que le terme astrophysique non-stochastique :

$$\begin{aligned}\langle S\rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} \langle\tilde{s}(f)\rangle\, \tilde{Q}^*(f)\mathrm{d}f \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \Big(\langle\tilde{h}(f)\rangle + \langle\tilde{n}(f)\rangle\Big)\, \tilde{Q}^*(f)\mathrm{d}f \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(f)\tilde{Q}^*(f)\mathrm{d}f\end{aligned} \tag{2.5}$$

Ce qui permet d'écrire le bruit filtré comme :

$$N = S - \langle S \rangle \tag{2.6}$$

et σ_N est l'écart-type du bruit filtré qui est défini comme :

$$\begin{aligned} \sigma_N &= \sqrt{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2} \\ &= \sqrt{\langle N^2 \rangle} \\ &= \sqrt{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2} \end{aligned} \tag{2.7}$$

dont on peut montrer qu'il est équivalent à l'écart-type du signal filtré puisque :

$$\begin{aligned} \langle N^2 \rangle &= \langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2 \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \tilde{n}(f) \tilde{n}^*(f') \rangle \, |\tilde{Q}(f)|^2 \mathrm{d}f \mathrm{d}f' \\ &= \int_0^{+\infty} S_n(f) |\tilde{Q}(f)|^2 \mathrm{d}f \end{aligned} \tag{2.8}$$

où la densité spectral de puissance notée PSD pour *Power Spectral Density* notée $S_n(f)$ est l'autocorrélation du bruit :

$$\langle \tilde{n}(f) \tilde{n}^*(f') \rangle = \frac{1}{2} S_n(f) \delta(f - f') \tag{2.9}$$

Il est à noter que la PSD est le carré de l'amplitude spectrale de puissance, notée ASD pour *Amplitude Spectral Density*, qui caractérise la sensibilité des détecteurs et qui est visible en figure I.8.

Le filtrage optimal se base sur les filtres précédemment introduits. Ces filtres sont construits à partir de formes d'onde normalisées pré-calculées et pondérées par la sensibilité des détecteurs incarnée par la PSD :

$$\tilde{Q}(f) = 2\alpha \frac{\tilde{T}(f)}{S_n(f)} e^{2i\pi f t_0} \tag{2.10}$$

où $\tilde{T}(f)$ est la forme d'onde pré-calculée, qui sera dans la suite appelée "calque", α le facteur de normalisation et t_0 le temps auquel arrive le signal astrophysique attendu. De cette définition des filtres. Il est possible de réécrire les précédentes expressions pour $\langle S \rangle$ et $\langle N^2 \rangle$ au temps t_0 :

$$\begin{aligned} \langle S \rangle &= 2\alpha \int_0^{+\infty} \frac{\tilde{h}(f) \tilde{T}^*(f)}{S_n(f)} e^{-2i\pi f t_0} \mathrm{d}f \\ \langle N^2 \rangle &= 4\alpha^2 \int_0^{+\infty} \frac{|\tilde{T}(f)|^2}{S_n(f)} \mathrm{d}f \end{aligned} \tag{2.11}$$

D'une part, les calques peuvent être normalisés tel que pour un bruit gaussien suivant une loi

centrée réduite, on ait $\langle N^2 \rangle = 1$, d'autre part, le filtrage étant optimal (plus haut SNR) quand le signal astrophysique correspond au calque, $\tilde{h}(f) = \alpha \tilde{T}(f) e^{2i\pi ft}$:

$$SNR^2 = 2\alpha^2 \int_0^{+\infty} \frac{|\tilde{T}(f)|^2}{S_n(f)} e^{-2i\pi f(t_0 - t)} \mathrm{d}f \tag{2.12}$$

on trouve que la valeur du SNR sera maximale quand les deux formes d'onde, celle du signal astrophysique et celle du calque, seront superposées, c'est-à-dire au temps $t_0 = t$. La normalisation adoptée implique que ce SNR maximal, dit optimal, vaudra α. Le SNR permet de quantifier l'écart, en unités d'écart-type, par rapport à l'hypothèse nulle selon laquelle le signal ne comporte que du bruit et pas de signal astrophysique.

Dans cette description du filtrage optimal, un seul détecteur a été considéré. L'existence d'un réseau d'interféromètres et donc de plusieurs détecteurs permet de combiner les détections en coïncidence. La combinaison des SNRs se fait comme suit :

$$cSNR = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} SNR_i^2} \tag{2.13}$$

où SNR_i est le SNR dans le $i^{\text{ème}}$ détecteur et $cSNR$ est le SNR combiné. La construction de cette coïncidence impose que les filtres utilisés pour les différents détecteurs se servent des mêmes formes d'onde. La combinaison de plusieurs événements en une coïncidence nécessite aussi que les écarts de temps de détection entre deux interféromètres soient inférieurs au temps de vol maximum (voir le tableau II.1) de l'onde entre les détecteurs.

Temps de vol en fonction des détecteurs			
Coïncidence	HL	HV	LV
Temps de vol max.	15 ms	35 ms	35 ms

Table II.1 – Temps de vol maximum en fonction de chaque paire d'interféromètre : H désigne LIGO - Hanford, L désigne LIGO - Livingston et V désigne Virgo.

La construction de coïncidences est cruciale pour éviter les fausses alertes apparaissant de manière aléatoire. Il est présenté dans la suite une méthode de réjection des fausses alertes et d'estimation de leur taux.

2.1.1 Phase et quadrature

Pour mesurer la phase Φ_0 (paramètre extrinsèque) de l'onde incidente par le filtrage, il est possible de décomposer le signal filtré en deux parties, dites en phase et en quadrature (indexées dans la suite par les indices P et Q), comme suit :

$$S = S_P \cos \Phi_0 + S_Q \sin \Phi_0 \tag{2.14}$$

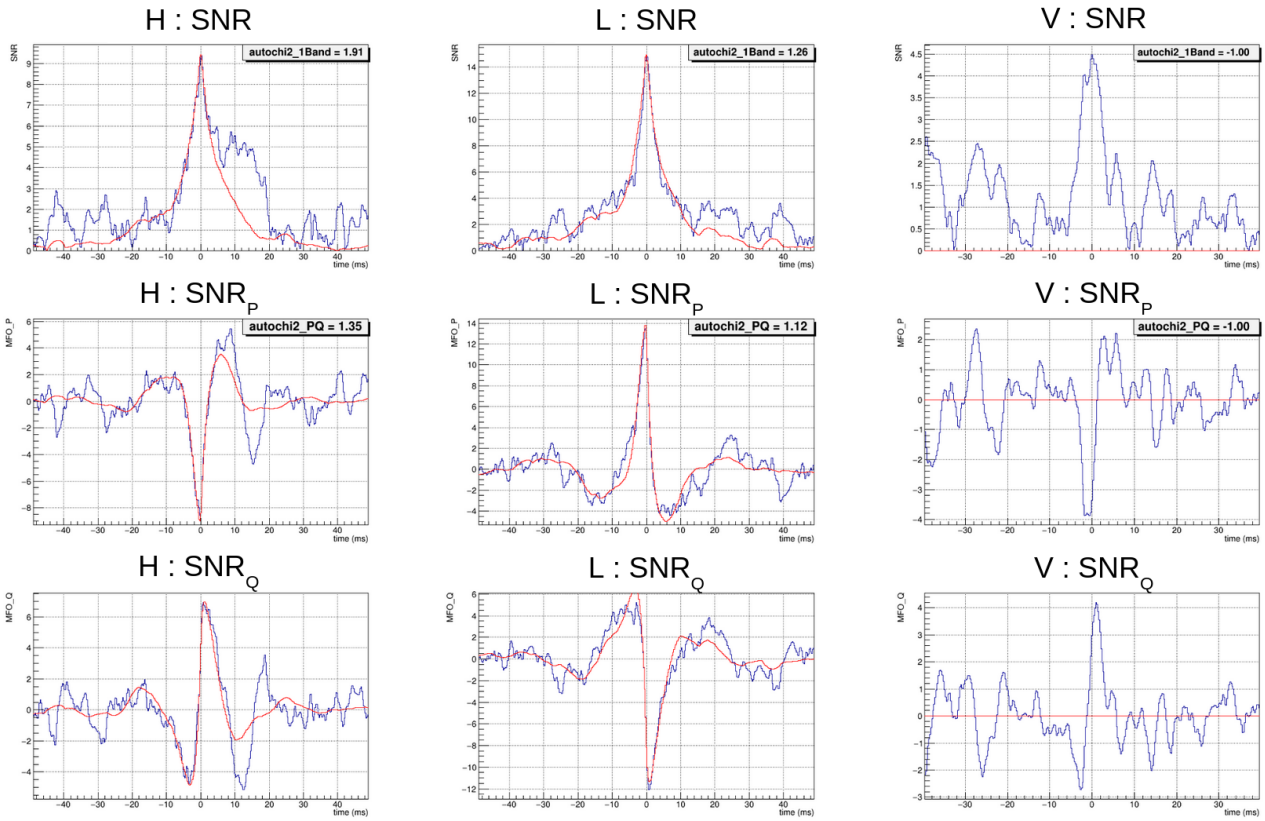


Figure II.1 – Résultat du filtrage optimal de l'événement G473760. En haut, les séries temporelles du SNR. Au milieu, les séries temporelles du signal en phase après filtrage. En bas, les séries temporelles du signal en quadrature après filtrage. Les courbes rouges sont les séries attendues avec l'autocorrélation du filtre. Les courbes bleues sont les séries obtenues à partir des données des détecteurs. Le détecteur Virgo n'est pas utilisé pour le filtrage durant O4b, la courbe rouge est alors nulle. Source : graphique produit et envoyé par MBTA.

On peut alors faire le filtrage à partir de la série temporelle complexe $Z = S_P + iS_Q$ (voir les courbes bleues sur la figure II.1), dont les parties réelle et imaginaire correspondent aux parties réelle et imaginaire de :

$$Z(t) = 2\alpha \int_0^{+\infty} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}_0^*(f)}{S_n(f)} e^{-2i\pi f(t_0-t)} \mathrm{d}f \tag{2.15}$$

où $\tilde{T}_0(f)$ est le calque avec les valeurs fixes $\Phi_0 = 0$ et $t_0 = t$. Ce qui mène au SNR complexe suivant :

$$\rho = \rho_P + i\rho_Q \tag{2.16}$$

dont le module $|\rho| = SNR$ et la phase $\arg(\rho) = \Phi_0$. Il sera montré dans la suite que cette décomposition en phase et quadrature permet de rejeter des déclenchements de bruit, d'une part, et permet la localisation des sources, d'autre part.

2.1.2 Horizon et portée des détecteurs

Avant d'aborder les pipelines basse latence basés sur le filtrage optimal, nous abordons ici le calcul de l'horizon et de la portée des détecteurs d'ondes gravitationnelles [Chen et al. 2021]. Tout d'abord, l'horizon est défini comme la distance maximum à laquelle il est possible de distinguer l'onde émise par une BNS dite standard, orientée de manière optimale, c'est-à-dire dont les deux compagnons sont de masses $m_1 = m_2 = 1.4\,\mathrm{M}_\odot$ et de spin nuls, et dont la position et l'orientation maximisent le facteur d'antenne, du bruit, avec un SNR $\rho = 8$:

$$H = \frac{1}{\rho} \frac{(G\mathcal{M})^{5/6}}{\pi^{2/3} c^{3/2}} \sqrt{\frac{5}{6} \int_{f_{min}}^{f_{ISCO}} \frac{f^{-7/3}}{S_n(f)} \mathrm{d}f} \tag{2.17}$$

avec $f_{min} = 10\,\mathrm{Hz}$, f_{ISCO} donné en 1.5.1 et $\mathcal{M} \simeq 1.2\,\mathrm{M}_\odot$ la masse *chirp* de la BNS standard. Ici, l'horizon est calculé à l'ordre Newtonien.

La portée, ou *Range*, du détecteur correspond à la distance maximum à laquelle il est possible de distinguer du bruit l'onde émise par une BNS standard avec un SNR de 8, moyennée sur les directions possibles de la source (prenant ainsi en compte le facteur d'antenne) :

$$R = \frac{1}{2.264} \times H \tag{2.18}$$

La portée et l'horizon sont usuellement donnés en mégaparsec. Les portées des détecteurs LIGO, Virgo et KAGRA pour les différents runs sont données en figure I.8 et en figure II.2 est montrée la portée des détecteurs pendant le run O3b.

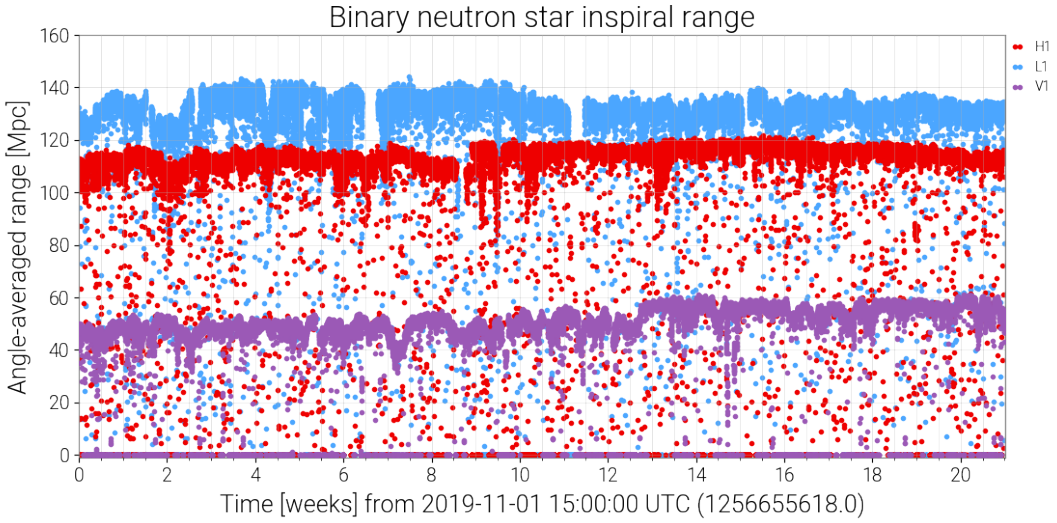


Figure II.2 – La portée des détecteurs LIGO - Hanford, LIGO - Livingston et Virgo pour le run O3b au cours du temps.

2.2 Les pipelines de détection basse latence

La méthode de filtrage qui vient d'être présentée est utilisée par diverses chaînes de détection, qui sont un ensemble de programmes de recherche de CBCs au sein de la collaboration. Ces chaînes de détection (ou *pipelines*) sont les suivantes : MBTA, PyCBC, GstLAL et SPIIR. À ces pipelines de recherche de CBC s'ajoutent des pipelines de recherche de *Bursts* non-modélisés avec cWB (Canton et al. 2021 ; Klimenko et al. 2005), oLIB (Lynch et al. 2017) et MLy (Skliris, Norman et Sutton 2020). Le traitement des données par les pipelines ne se fait pas immédiatement en sortie des détecteurs. En effet, des étapes de vérification de la bonne qualité des données, de caractérisation des détecteurs et de reconstruction du signal (notamment en se basant sur la calibration) sont faites en amont du filtrage et de la recherche d'événements par les divers pipelines (figure II.3).

2.2.1 Multi-Band Template Analysis

L'ensemble de programmes d'analyse qui est traité dans cette thèse est le pipeline Multi-Band Template Analysis (MBTA) [Adams et al. 2016 ; Aubin et al. 2021], qui effectue un filtrage optimal sur les données des détecteurs, comme présenté dans la section précédente. La particularité qui donne son nom au pipeline est la séparation de la bande de fréquence totale d'analyse en plusieurs sous-bandes de fréquence. Cette séparation en plusieurs bandes se fait à une fréquence f_c, telle que les rapports signal sur bruit soient également répartis entre les bandes. Une fréquence de coupure inter-bande est choisie pour chaque région de l'espace des paramètres (région 1 : BNS, région 2 : NSBH, région 3 : BBH, région 4 : BBH sans *gating*,voir 2.3.1). Pour les runs O2, O3 et O4, le pipeline a été utilisé dans une configuration à deux

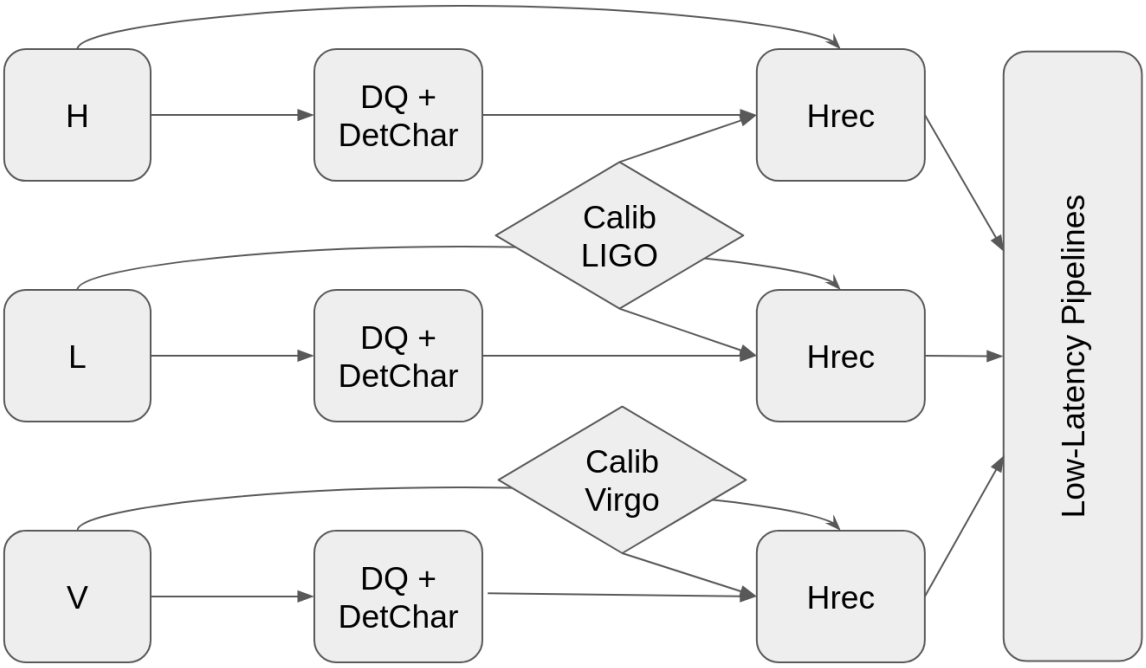


Figure II.3 – Schéma du prétraitement des données avant leur traitement par les pipelines basse latence. De gauche à droite, acquisition des données par les grands interféromètres HLV, évaluation de la qualité des données (DQ) et caractérisation des détecteurs (DetChar), reconstruction du signal (Hrec) en se basant sur la calibration faite en amont des périodes d'observation. Une fois reconstruites, les données sont envoyées aux divers pipelines.

bandes. L'analyse se faisant sur plusieurs bandes de fréquence, le pipeline utilise deux types de filtres. D'une part, des filtres dits "virtuels" correspondant à la forme d'onde totale (sur l'ensemble des bandes de fréquences), et d'autre part, des filtres dits "réels" correspondant à chaque bande. Dans une configuration à deux bandes, il y a les filtres réels haute fréquence et basse fréquence, qui, une fois recombinés, correspondent à un filtre virtuel. Pour un filtrage à N bandes, on a la serie temporelle complexe :

$$Z(t) = 2\sum_{k=0}^{N-1} e^{i\Delta\Phi_{k-1,k}}\alpha_k \int_{f_k}^{f_{k+1}} \frac{\tilde{s}(f)\widetilde{RT}^*_{k,0}(f)}{S_n(f)} e^{-2i\pi f(t+\Delta t_{k-1,k})}\mathrm{d}f \tag{2.19}$$

où $\Delta\Phi_{k-1,k}$ est la phase entre les calques réels $k-1$ et k ($\Delta\Phi_{-1,0}=0$), f_k est la fréquence minimum de la k-ième bande (f_N est la fréquence maximum de la dernière bande), $RT_{k,0}$ est le calque réel de la k-ième bande avec les valeurs fixes $\Phi_0 = 0$ et $t_0 = t$, et $\Delta t_{k-1,k}$ est le décalage temporel entre les calques réels $k-1$ et k ($\Delta t_{-1,0}=0$). Lors de la construction des calques, les fréquences de coupure entre les bandes sont choisies de sorte à répartir de la manière la plus égale possible le SNR entre les N bandes. Pour O3, cette fréquence de coupure était de 80 Hz. L'avantage du pipeline MBTA est le gain en latence en réduisant les moyens de calcul nécessaires : en effet, la séparation en deux bandes de fréquence permet un filtrage avec moins de calques d'une part, et un réechantillonage de la bande à plus basse fréquence d'autre part.

2.2.2 PyCBC

Le pipeline PyCBC est un pipeline de recherche de CBC par filtrage optimal dans le domaine fréquentiel. PyCBC effectue une repondération du SNR dans chaque détecteur à partir d'un χ^2 [Usman et al. 2016].

$$\chi^2 = p\sum_{i=1}^{p}\left[\left(\frac{SNR_P^2}{p} - SNR_{P,i}^2\right)^2 + \left(\frac{SNR_Q^2}{p} - SNR_{Q,i}^2\right)^2\right] \tag{2.20}$$

avec p le nombre total de bins en fréquence construits pour contribuer de manière égale au SNR et SNR_i le SNR récolté dans le i-ième bin. Le χ^2 est ensuite réduit en $\chi_r^2 = \chi^2/(2p-2)$ pour calculer la repondération :

$$\text{rwSNR} = \begin{cases} \text{SNR}/[(1+(\chi_r^2)^3)/2]^{\frac{1}{6}} & \text{si} \quad \chi_r^2 > 1 \\ \text{SNR} & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.21}$$

Cette repondération du SNR a inspiré MBTA pour sa repondération via l'autoχ_{PQ}^2 évoquée dans la section 2.3.2.

2.2.3 GstLAL

Le pipeline de détection basse latence GstLAL est un pipeline de recherche d'ondes gravitationnelles basé sur la bibliothèque GstLAL, dérivée de GStreamer, une bibliothèque dédiée à la manipulation de sons et d'images, et de LAL (*LIGO Algorithm Library*), une bibliothèque de modélisation et de traitement des signaux d'ondes gravitationnelles (aussi utilisé par les autres pipelines dont MBTA). Le filtrage est effectué dans le domaine temporel, contrairement à MBTA et PyCBC. Plutôt que d'utiliser un χ^2 comme PyCBC pour tester les potentielles détections, le pipeline se sert d'un ratio de vraisemblance (signal sur bruit) pour évaluer et classer les événements [Messick et al. 2017].

2.2.4 SPIIR

Ce dernier pipeline de recherche de CBC, comme les précédents, utilise la méthode du filtrage optimal, et dans le domaine temporel comme pour GstLAL [Chu et al. 2022], en utilisant des filtres à réponse impulsionnelle infinie. SPIIR (*Summed Parallel Infinite Impulse Response*) a débuté son service avec le run O4 et se sert de GPU pour faire ses calculs, là où l'ensemble des autres pipelines basse latence utilisent des CPUs.

2.3 Les méthodes de réjection de MBTA

Il est possible lors du filtrage d'avoir un rapport signal sur bruit élevé, suffisant pour passer le seuil de détection. Pour autant, il se peut que les circonstances de la détection suggèrent une détection fortuite. Des méthodes de réjection de ces événements ou de contrôle du bruit de fond pour prévenir de telles occurrences ont été mises en place dans MBTA. Elles sont présentées dans cette section, ainsi que des variables permettant d'en mesurer l'importance. Le schéma des différentes étapes du traitement des données par MBTA montre une partie de ces rejections (figure II.4).

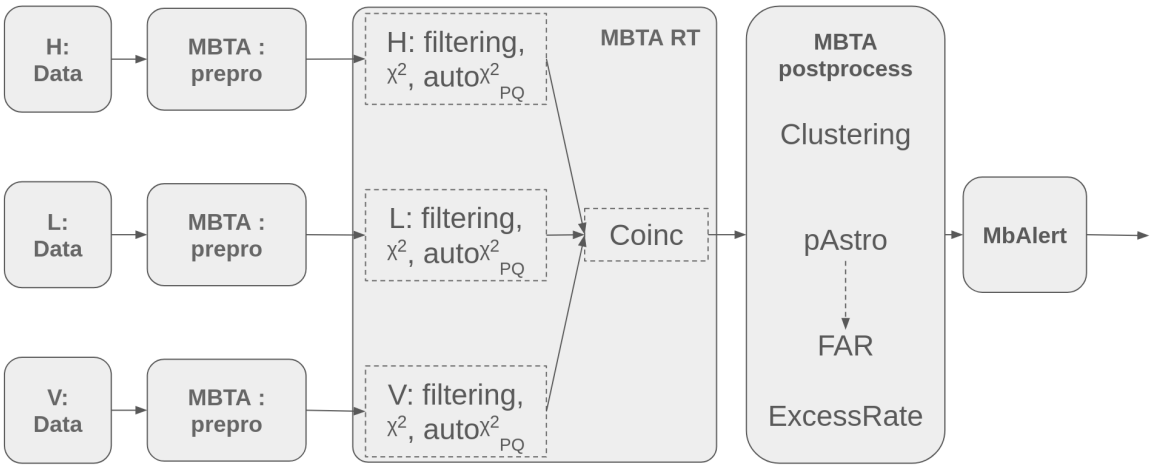


Figure II.4 – Schéma des étapes de fonctionnement de MBTA. De gauche à droite, l'acquisition des données dans les grands interféromètres HLV, le preprocessing des données par MBTA (application du *gating* et des vétos sur la qualité des données), la recherche d'événements par filtrage du signal (dont l'application du χ^2 et de l'$auto\chi^2_{PQ}$), le postprocessing des déclenchements avec le calcul de la p_{Astro} du FAR et le clustering. Enfin, se trouve en dernière étape l'envoi des alertes pour les événements avec un FAR sous le seuil (un par heure).

2.3.1 Le Gating

Le *gating* est une méthode qui intervient avant le filtrage. Elle consiste à surveiller la sensibilité d'un détecteur et à supprimer les périodes significativement trop bruitées de l'analyse. Le fonctionnement du *gating* est le suivant : à partir de la sensibilité du détecteur, il est possible de déterminer sa portée, dite portée BNS. Celle-ci correspond à la distance à laquelle un détecteur peut observer une BNS standard ($1.4 - 1.4\,\mathrm{M}_\odot$) avec un rapport signal sur bruit de 8, en tenant compte du facteur d'antenne moyen du détecteur. Lorsque la portée chute brusquement en dessous d'un certain pourcentage de la portée médiane, les données sont exclues de l'analyse. En pratique, cette limite est fixée à 60 % de la portée médiane du détecteur et est calculée 32 fois par seconde. Il est ainsi possible de restreindre les sursauts de bruit dans le détecteur. On voit sur la figure II.5, une application du *gating* sur une courte portion du signal. La mise à zéro de la portion subissant le *gating* se fait par une fenêtre de Tuckey.

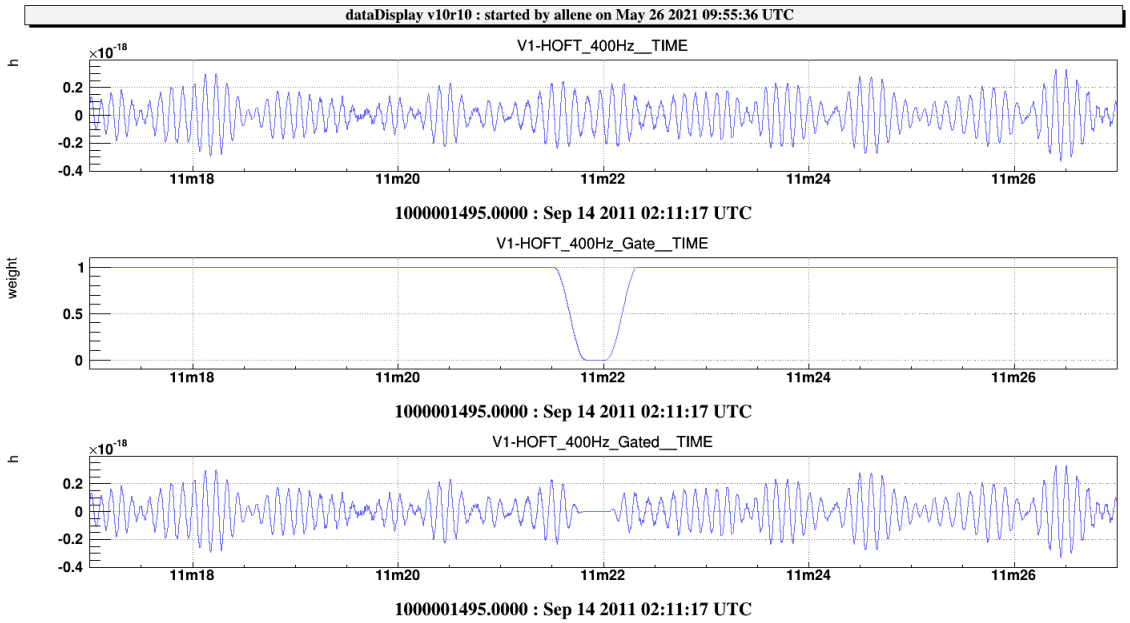


Figure II.5 – Exemple du *gating* : Sur le graphique du haut, la série temporelle de données avant l'application du *gating*. Sur le graphique du milieu, la série temporelle du poids du *gating* avec une fenêtre de Tukey. Sur le graphique du bas, la série temporelle de données après l'application du *gating*.

Le cas de GW170817 durant le run O2 qui, durant la phase spiralante comporte un intense pic de bruit dans le détecteur LIGO Livingston, a justifié la mise en place de ce *gating* sans lequel MBTA n'aurait pas été capable de filtrer l'événement.

2.3.2 Le χ^2 et l'$auto\chi^2_{PQ}$

Après filtrage, un traitement des déclenchements ou *triggers* est effectué pour rejeter ceux qui sont improbables. Ces réjections ont deux volets. D'une part, le χ^2 qui compare la répartition du SNR mesuré dans les différentes bandes de fréquence à la répartition attendue. Ce χ^2 est calculé comme suit :

$$\begin{aligned}\chi^2 = &\sum_{i=0}^{N-1} \left[(s, RT_i)_P - (s, VT) \cdot \alpha_i \cdot \cos(\Phi_0 + \Delta\Phi_{i-1,i})\right]^2 \\ &+ \sum_{i=0}^{N-1} \left[(s, RT_i)_Q - (s, VT) \cdot \alpha_i \cdot \sin(\Phi_0 + \Delta\Phi_{i-1,i})\right]^2\end{aligned} \tag{2.22}$$

avec (s, RT_i) qui est le SNR récolté pour la i-ième bande, $(s, VT) \cdot \alpha_i$ qui est le SNR attendu pour la i-ième bande, Φ_0 la phase de coalescence et $\Delta\Phi_{i-1,i}$ le décalage de phase entre les bandes i et $i-1$. Les indices P et Q indexent respectivement les parties en phase et en quadrature. Il est à noter que $(s, VT) \cdot \alpha_i$ donne le SNR attendu en sommant phase et quadrature ; c'est pourquoi un facteur faisant intervenir la phase sur ce terme est présent contrairement aux termes (s, RT_i) dont les parties en phase et en quadrature ne sont pas sommées. Sur les *triggers* est ensuite appliquée une coupure en se servant du χ^2 calculé et d'une limite choisie empiriquement, via

des données et des simulations :

$$\chi^2 < A \cdot \left(2 + B \times SNR^2\right) \tag{2.23}$$

où les paramètres de coupure A et B sont fixés au valeurs 3 et 0.025.

Dans un second temps, l'$auto\chi^2_{PQ}$ évalue la non-gaussianité du bruit autour du *trigger*. Pour cela, il mesure le SNR moyen du bruit, c'est-à-dire le SNR du signal auquel on retranche l'autocorrélation du filtre (voir figure II.1), sur une période de quelques millisecondes :

$$auto\chi^2_{PQ} = \frac{1}{\Delta t}\int_{t_0-\Delta t/2}^{t_0+\Delta t/2} \left\| \begin{pmatrix} SNR_P \\ SNR_Q \end{pmatrix}(t) - SNR(t_0) \begin{pmatrix} \cos\Phi_0 & -\sin\Phi_0 \\ \sin\Phi_0 & \cos\Phi_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_P \\ A_Q \end{pmatrix}(t-t_0) \right\|^2 \mathrm{d}t \tag{2.24}$$

avec Δt la période centrée sur t_0, le moment du *trigger*, $SNR(t)$ le rapport signal-sur-bruit en fonction du temps auquel on soustrait $A_{P,Q}(t-t_0)$, l'autocorrélation [1] du filtre. Les indices P et Q indexent respectivement les parties en phase et en quadrature, et Φ_0 est la phase de coalescence mesurée. Cette statistique sert à appliquer une coupure sur les événements de manière indirecte. Un rapport signal-sur-bruit repondéré $rwSNR$ est calculé comme suit :

$$\mathrm{rwSNR} = \begin{cases} \mathrm{SNR} & \text{si } auto\chi^2_{PQ} \leq 1 \\ \mathrm{SNR} \times \left(\frac{A+(auto\chi^2_{PQ})^\alpha}{A+1}\right)^{-1/\beta} & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.25}$$

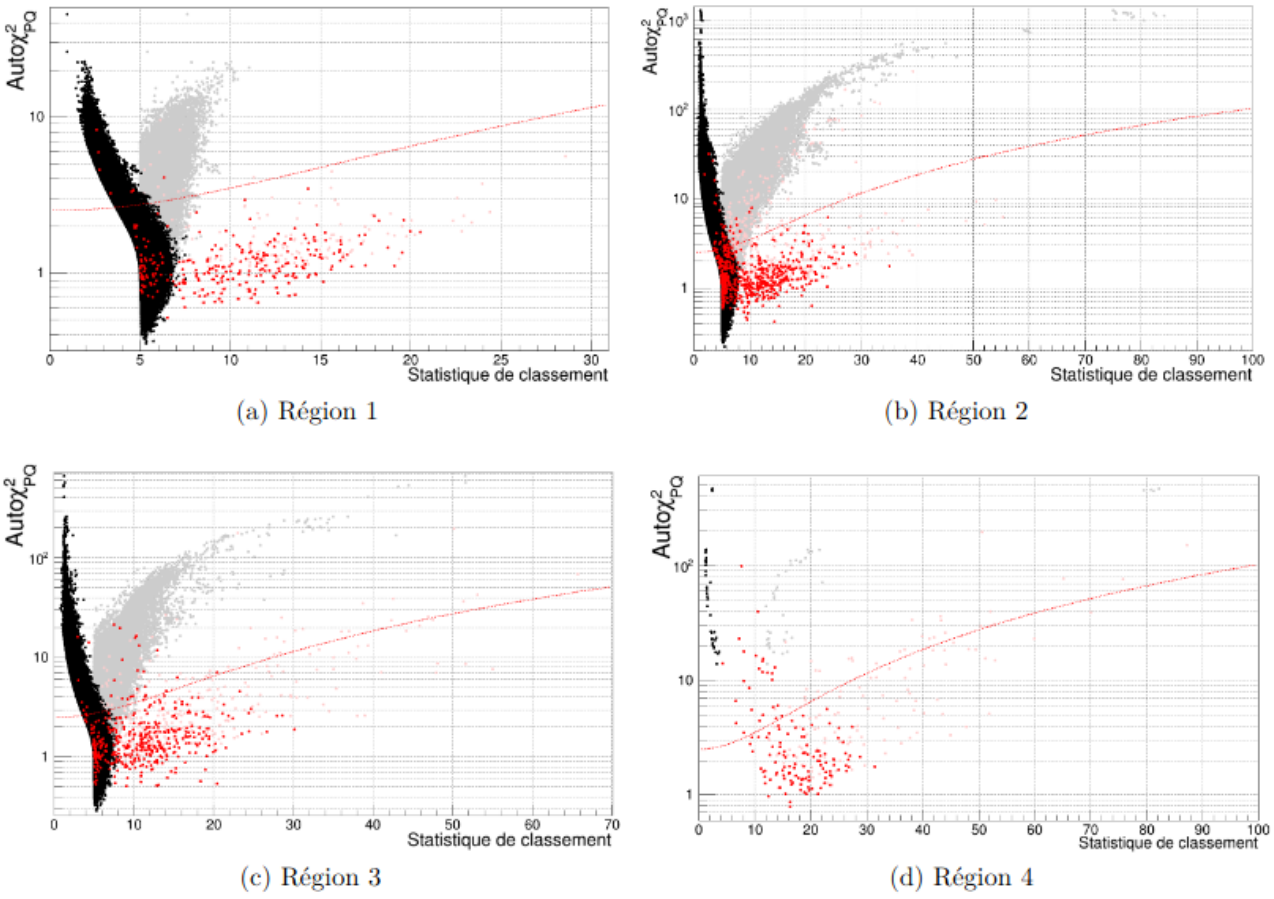
où les paramètres A, α et β sont déterminés empiriquement, encore une fois via des données et des simulations, et ont respectivement les valeurs 10, 5 et 8. Avec cette repondération, plus le bruit autour d'un signal s'éloigne du bruit gaussien et a par conséquent un $auto\chi^2_{PQ}$ plus grand que 1, plus le SNR des *triggers* baissera avec la repondération. Un exemple de la repondération à l'aide de l'$auto\chi^2_{PQ}$ est donné en figure II.6. Lorsqu'un *trigger* a sa statistique de classement qui passe sous le seuil de détection, la coupure est appliquée et il est rejeté.

2.3.3 L'ExcessRate

Il peut arriver que des périodes bruitées produisent des événements qui parviennent à passer les coupures précédemment évoquées avec un SNR assez fort (~ 8). Pour éviter ce type de bruit, une méthode de réjection, l'Excess Rate, a été développée pour le run O3. Dans le cas d'un événement survenant dans une période de bruit dont certains événements passent les premières réjections, on observe un écart entre le nombre de triggers initiaux et le nombre de triggers passant les coupures. Cette nouvelle méthode utilise cet écart entre les taux de triggers :

$$\mathrm{diff}_{\mathrm{Rate}}(t) = \frac{\mathrm{rate}_{\mathrm{raw}}(t) - \mathrm{rate}_{\mathrm{CAT2}}(t)}{\mathrm{rate}_{\mathrm{raw}}(t)} \tag{2.26}$$

1. $A(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{Q}(f)\tilde{Q}^*(f)\mathrm{d}f$



(a) Région 1

(b) Région 2

(c) Région 3

(d) Région 4

Figure II.6 – Repondération des événements avec l'$auto\chi^2_{PQ}$. Les quatre régions (BNS, NSBH, BBH, BBH sans *gating*) sont séparées. En gris clair et rouge pâle sont respectivement les événements de bruit et injectés avant la repondération. En noir et rouge écarlate sont les événements respectivement de bruit et injectés après la repondération. La courbe en pointillés rouges montre la coupure d'une version de l'$auto\chi^2$ utilisée durant le run O2.

avec $\text{rate}_{\text{raw}}(t)$ le taux de triggers initiaux et $\text{rate}_{\text{CAT2}}(t)$ le taux de triggers passant le χ^2 et l'$auto\chi^2_{PQ}$. Il est usuel que $\text{diff}_{\text{Rate}}(t)$ soit échantillonné à 8 Hz. Sachant que des triggers astrophysiques avec un fort SNR peuvent déclencher des filtres autour de l'événement principal qui ne passeront pas les premières coupures, ce qui tendrait à supprimer l'événement, il est nécessaire de se prémunir de tels cas en utilisant des informations sur la distribution de $\text{diff}_{\text{Rate}}(t)$ et plus précisément la médiane :

$$\text{ExcessRate}(t_0) = \text{Med}\left(\text{diff}_{\text{Rate}}(t)\right), \quad t_0 \in [t_0 - \Delta_t, t_0] \tag{2.27}$$

où $\Delta_t = 10\,\text{s}$. Appliquer une nouvelle repondération du SNR, comme dans le cas de l'$auto\chi^2_{PQ}$, devient dès lors possible :

$$\text{rwSNR}_{\text{ExR}} = \begin{cases} \text{rwSNR} & \text{si ExcessRate} < K \\ \text{rwSNR} \times [1 - A \cdot (\text{ExcessRate} - K)^{\alpha}] & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.28}$$

avec K, A et α trois paramètres fixés à 0.3, 1 et 2. Après l'application de cette nouvelle repondération au SNR, la même méthode pour garder ou éliminer un candidat qu'avec l'$auto\chi^2_{PQ}$ est appliquée.

2.3.4 Le Clustering

Il arrive souvent qu'un événement, en particulier s'il est puissant, soit détecté par plusieurs filtres, résultant en un amas de déclenchements. On regroupe alors les événements, ce qu'on appelle le "clustering" est alors utilisé pour ne garder qu'un seul événement de cet amas. Ledit événement est celui avec le plus haut SNR. En effet, avoir le plus haut SNR revient à avoir la meilleure correspondance au filtre. Par conséquent, le filtre avec le plus haut SNR est le filtre le plus adapté à l'événement détecté. La fenêtre de clustering (taille temporelle d'un amas de déclenchements) est dans MBTA fixée à 1 s.

2.3.5 La probabilité de l'origine astrophysique

La variable p_{astro} décrit la probabilité pour un événement d'être d'origine astrophysique [Andres et al. 2022]. Une valeur proche de 1 indiquera un événement qui a une forte probabilité d'être astrophysique, tandis qu'une valeur proche de 0 indiquera que l'événement est sûrement du bruit. Plus encore, cette probabilité sépare le type de source (BNS, NSBH ou BBH) en fonction de la position de la source dans l'espace des paramètres intrinsèques. Le calcul de la p_{astro} se base sur le théorème de Bayes :

$$p_{astro}(cRS^2) = \frac{\Lambda_1 f(cRS^2)}{\Lambda_0 b(cRS^2) + \Lambda_1 f(cRS^2)} \tag{2.29}$$

avec Λ_0 et Λ_1 correspondant aux prior, c'est-à-dire aux probabilités a priori pour un événement d'être astrophysique ou non, d'une part et d'autre part $b(cRS^2)$ et $f(cRS^2)$ les probabilités pour une certaine valeur de statistique de classement combinée (cRS pour *combined Ranking Statistic* et, dans le cas présent, le $cSNR$) d'observer un événement sachant qu'il s'agit d'un événement respectivement de bruit et d'origine astrophysique (c'est-à-dire $p(cRS^2|bruit)$ et $p(cRS^2|astro)$ resp.). Pour pouvoir assigner un type de source au candidat, le calcul de $f(cRS^2)$ est réparti sur les trois types de source ($\Lambda_1 f(cRS^2) \rightarrow \Lambda_1^\alpha f_\alpha(cRS^2)$ avec $\alpha = \{\mathrm{BNS}, \mathrm{NSBH}, \mathrm{BBH}\}$). La p_{Astro} sépare les détections dans l'espace des paramètres en fonction de la masse *chirp* et du ratio de masses dans 165 bins (45 bins en masse *chirp* et 4 bins en ratio de masse), et chaque bin a un modèle de bruit et de signal propre.

Modèle de bruit

Dans la construction actuelle de la p_{Astro}, le bruit est modélisé en faisant des fausses coïncidences en croisant des déclenchements de même filtre dans des détecteurs différents pour chaque bin. On ajuste alors l'exponentielle d'un polynôme à la distribution cumulative de ces événements. Le modèle de bruit utilisé sera alors la dérivée de l'ajustement. Il est à noter que chaque type de coïncidence, c'est-à-dire $HL(-Von)$ [2], $HV(-Lon)$, $LV(-Hon)$ ou HLV demande l'élaboration d'un modèle de bruit spécifique dépendant d'un taux d'événement de bruit, noté $\hat{b}_{i,j}$, du prior Λ_0 et du temps d'observation pour les coïncidences de type j :

$$b_{i,j}(cSNR^2) = \frac{T_j}{\Lambda_0}\hat{b}_{i,j}(cSNR^2) \tag{2.30}$$

Modèle du signal

Le modèle du signal est quant à lui basé sur le taux de détections à un certain cSNR que l'on suppose proportionnel au volume :

$$f(cSNR^2) = \frac{3}{2}\frac{(cSNR^2_{th})^{1.5}}{(cSNR^2)^{2.5}} \tag{2.31}$$

où $cSNR^2_{th}$ est un SNR de référence qui normalise la distribution de probabilité et qui dépend des seuils en SNR (th pour *threshold*). À ce modèle s'applique un facteur en fonction du bin, prenant en compte des modèles astrophysiques quant aux populations de BNS, NSBH et BBH.

$$f_{\alpha,i}(cSNR^2) = w_{\alpha,i} w_j f(cSNR^2) \tag{2.32}$$

avec $w_{\alpha,i}$ etant l'abondance relative des événements de type α dans le bin i et w_j la proportion de coïncidences de type j parmi l'ensemble des coïncidences. Ces spécifications sur le bin et le

2. Les coïncidences HL comportent deux détecteurs parmi deux détecteurs en fonctionnement, tandis que les coïncidences $HL - Von$ comportent deux détecteurs parmi trois en fonctionnement

type de coïncidence s'appliquent également sur le prior Λ_1^α :

$$\Lambda_{1,i,j}^\alpha = w_{\alpha,i} w_j \Lambda_1^\alpha \tag{2.33}$$

Cela permet alors de calculer une probabilité astrophysique spécifique au déclenchement :

$$p_{astro,i,j}(cRS^2) = \frac{\Lambda_{1,i,j}^\alpha f_{\alpha,i,j}(cRS^2)}{\Lambda_0 b_{i,j}(cRS^2) + \Lambda_1 f_{i,j}(cRS^2)} \tag{2.34}$$

Paramétrisation

Pour accélérer le calcul pour une recherche basse latence en temps réel, il est nécessaire de simplifier le calcul de $\Lambda_{1,i,j}^\alpha$ en moyennant sur les bins et les types de coïncidence pour chaque catégorie de source :

$$p_{astro,i,j}(cRS^2) = \frac{\langle \Lambda_1^\alpha \rangle f_{\alpha,i,j}(cRS^2)}{\Lambda_0 b_{i,j}(cRS^2) + \langle \Lambda_1^\alpha \rangle f_{i,j}(cRS^2)} \tag{2.35}$$

Cette dernière est ensuite paramétrisée en l'ajustant aux données des runs précédents :

$$p_{astro,i,j}(cRS^2) = \left[1 + \exp\left(-a_{i,j} \cdot \left(cSNR^2 - cSNR^2_{50\%i,j}\right)\right)\right]^{-1} \tag{2.36}$$

avec $cSNR^2_{50\%i,j}$ est le $cSNR$ tel que $p_{astro,i,j}(cSNR^2_{50\%i,j}) = 0.5$ et $a_{i,j}$ est la pente de la courbe de $p_{astro,i,j}(cRS^2)$ au point d'abscisse $cSNR^2_{50\%i,j}$. La construction de la p_{astro} est aujourd'hui essentielle pour le taux de fausses alarmes présenté ci-dessous.

2.3.6 Le False Alarm Rate

Il est possible, à partir du bruit, de déterminer le taux de fausses alarmes (FAR pour *False Alarm Rate*) qui correspond à la fréquence à laquelle se produit un déclenchement ayant une certaine valeur statistique, alors que ce déclenchement ne vient pas d'un événement astrophysique. Les statistiques usuellement utilisées sont le cSNR ou, pour le run O4, dans le cas de la recherche dite AllSky, la p_{astro}. Ce changement de statistique de classement (p_astro plutôt que $cSNR$) pour calculer le FAR permet de prendre en compte les différences de probabilité d'un événement en fonction de sa position dans l'espace des paramètres.

Le calcul du FAR cherche à estimer le taux auquel une coïncidence, ayant une certaine statistique de classement, doit se produire de manière fortuite en ne comprenant aucun signal astrophysique dans les données. L'estimation de ce taux comporte donc deux volets. D'une part, le calcul des taux d'événements dans chaque détecteur, et d'autre part, le calcul de la probabilité que ces événements aient les mêmes paramètres tels qu'une coïncidence puisse être construite. Pour le premier de ces deux aspects, on estime le taux d'événements R_i comme le rapport du nombre d'événements N_i recolté pendant un temps T_i dans un détecteur i. En

connaissant la fenêtre temporelle de formation des coïncidences δt_{ij} entre deux détecteurs i et j, qui correspond au temps de vol maximum de l'onde entre les deux détecteurs, on estime le taux de coïncidence temporelle :

$$R_{ij} = R_i R_j \delta t_{ij} \tag{2.37}$$

Le second aspect nécessite de calculer la probabilité, pour une coïncidence temporelle fortuite, que les deux déclenchements partagent les mêmes paramètres, c'est-à-dire le même calque. Le nombre N_{ij} d'événements de bruit partageant le même calque par rapport au nombre de coïncidences fortuites possibles (indépendamment du temps d'arrivée) donne la probabilité P_{ij} qu'une coïncidence ait une correspondance entre les calques des déclenchements :

$$P_{ij} = \frac{N_{ij}}{N_i N_j} \tag{2.38}$$

Le FAR se trouve alors être le produit de ce taux de correspondance temporelle et de la probabilité de correspondance paramétrique :

$$\begin{aligned} \mathrm{FAR}_{ij} &= R_i R_j \delta t_{ij} \frac{N_{ij}}{N_i N_j} \\ &= \frac{N_{ij} \delta t_{ij}}{T_i T_j} \end{aligned} \tag{2.39}$$

qui s'ecrit, dans le cas de triple coïncidence :

$$\begin{aligned} \mathrm{FAR}_{ijk} &= R_i R_j \delta t_{ij} R_k \delta t_{ik} \frac{N_{ijk}}{N_i N_j N_k} \\ &= \frac{N_{ijk} \delta t_{ij} \delta t_{ik}}{T_i T_j T_k} \end{aligned} \tag{2.40}$$

En se rapportant à la distribution cumulative de la statistique utilisée cRS, $N_{ij}(cRS_{ij})$, on peut en déduire un taux de fausse alarme en fonction de la cRS comme suit :

$$\mathrm{FAR}(cRS_{ij}) = \frac{N_{ij}(cRS_{ij}) \delta t^{ij}}{T_i T_j} \tag{2.41}$$

où $N_{ij}(cRS_{ij})$ est le nombre de fausses coïncidences entre les détecteurs i et j ayant une cRS supérieure ou égale à cRS_{ij} mentionnée ci-dessus. Plutôt que le FAR, il est commun de présenter l'*Inverse False Alarm Rate* (IFAR), qui est défini par :

$$\mathrm{IFAR} = \frac{1}{\mathrm{FAR}} \tag{2.42}$$

et est interprétable comme le temps moyen nécessaire pour qu'un signal composé uniquement de bruit produise un événement avec une telle statistique de classement ou meilleure.

Dans la pratique, des facteurs supplémentaires κ_{coinc} et $\kappa_{cluster}$ s'ajoutent au calcul du FAR

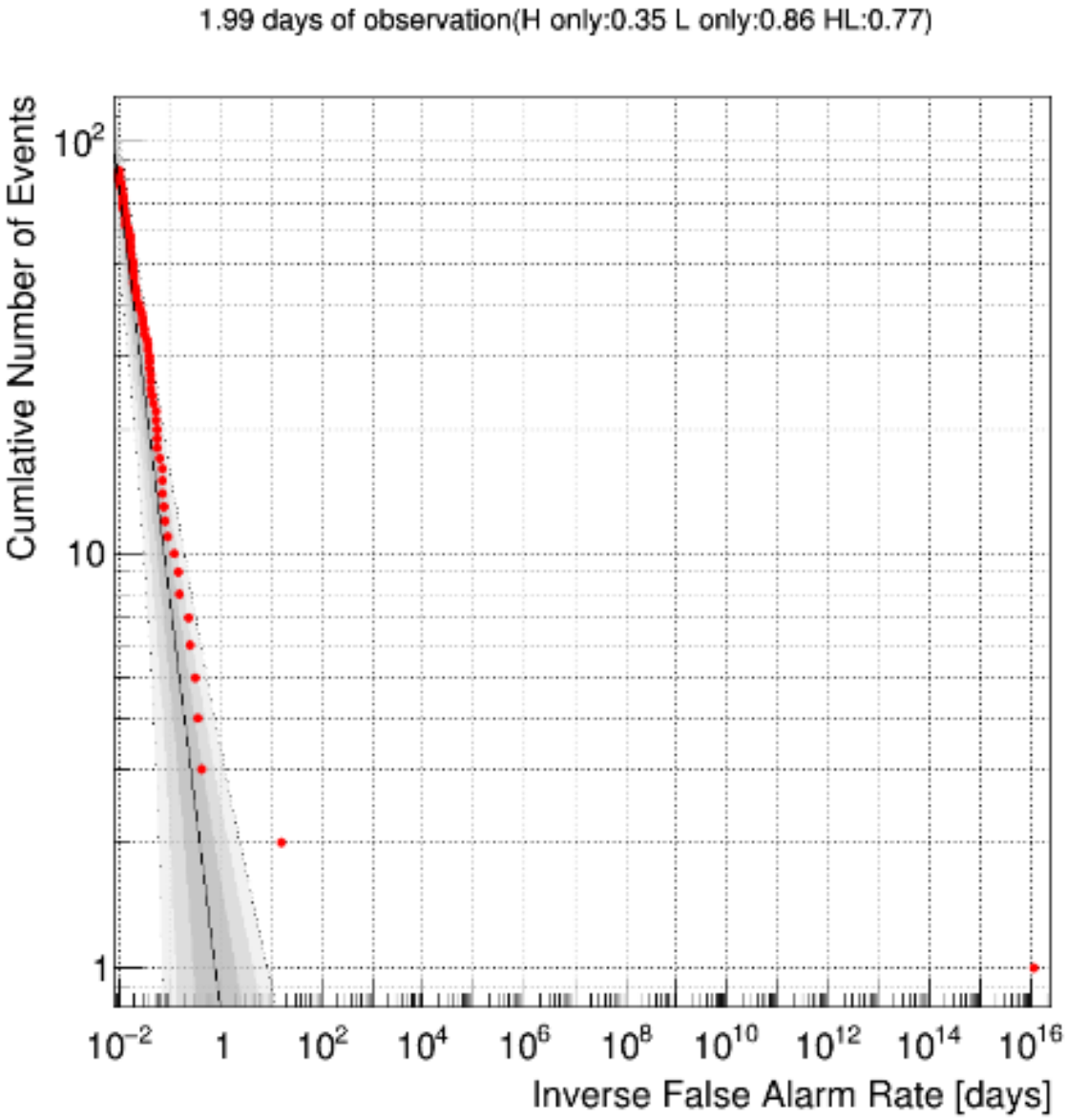


Figure II.7 – IFAR cumulatif pendant le run d'ingénierie ER15. Les points rouges sont les déclenchements en coïncidence HL. En gris, du plus foncé au plus clair, sont les valeurs attendues à respectivement 1σ, 2σ et 3σ. On peut voir en bas à droite un événement très éloigné de la courbe grise, ce qui tend à indiquer qu'il serait d'origine astrophysique. En apparence, le second événement en dehors des zones grisées pourrait paraître comme d'origine astrophysique, mais en réalité, il se retrouverait dans la zone d'incertitude en l'absence du premier événement. Il est donc considéré comme du bruit.

pour prendre en compte les différents types de coïncidences recherchées d'une part, et les effets du *clustering* d'autre part :

$$\mathrm{IFAR} = \frac{\kappa_{coinc}}{\kappa_{cluster}} \mathrm{IFAR}_{coinc,uncluster} \tag{2.43}$$

Le facteur κ_{coinc} est calculé à l'aide de simulations Monte-Carlo pour estimer le nombre de coïncidences de chaque type par rapport au nombre de coïncidences tous types confondus. Ce facteur change en fonction des portées des détecteurs et donc d'un run d'observation à l'autre. Le facteur $\kappa_{cluster}$ est calculé via le rapport du nombre de *clusters* sur le nombre de coïncidences. Au cours du run O4 (a et b), le seuil en FAR pour envoyer une alerte à GraceDB, la base de données recensant les alertes de tous les pipelines, est d'un événement toutes les 2 heures, soit $\mathrm{FAR}_{seuil} = 1.38888 \times 10^{-4}$ Hz. Il est usuel de présenter la distribution cumulative de l'IFAR (voir la figure II.7). Celle-ci peut être prédite assez simplement, nous attendons, pour une observation de 3 jours, un seul événement avec un IFAR de 3 jours, 3 événements avec un IFAR d'un jour ou plus, etc. Les écarts par rapprot à cette évolution attendue mettent en évidence les événements dont on peut suspecter une origine astrophysique.

2.4 Latence et envoi d'alertes

Mis les uns à la suite des autres, les traitements successifs des données entraînent une certaine latence. Un exemple est présenté en figure II.8.

On voit sur ce graphique le temps nécessaire à la réception d'alertes par GraceDB (pour *GRAvitational-wave Candidate Event DataBase*) qui catalogue l'ensemble des alertes envoyées par les pipelines. GWCelery, une surcouche de GraceDB, manipule les événements pour construire des "superevents" qui agrègent de multiples alertes (en particulier celles provenant de différents pipelines) en un seul évènement. Cette surcouche utilise Bayestar [Singer et Price 2016] pour la localisation rapide des sources et la production des cartes du ciel, ainsi que RAVEN [Urban 2016] pour rechercher une coïncidence avec un transitoire observé dans d'autres instruments notamment. Dans le cas d'un candidat intéressant (FAR suffisamment bas), une alerte publique est envoyée par GCN (pour *General Coordinates Network*). Celle-ci peut alors être utilisée par divers observatoires à la recherche d'éventuelles contreparties.

2.4.1 La localisation des sources

Dans la recherche basse latence de CBC, la localisation est effectuée par le programme Bayestar [Singer et Price 2016]. Ce programme utilise le temps du maximum de la série temporelle du SNR dans chaque détecteur pour trianguler la position de la source. Il utilise aussi la valeur du maximum en tenant compte de la sensibilité des détecteurs pour estimer la distance de la source. Par conséquent, le nombre de détecteurs en fonctionnement lors d'une détection

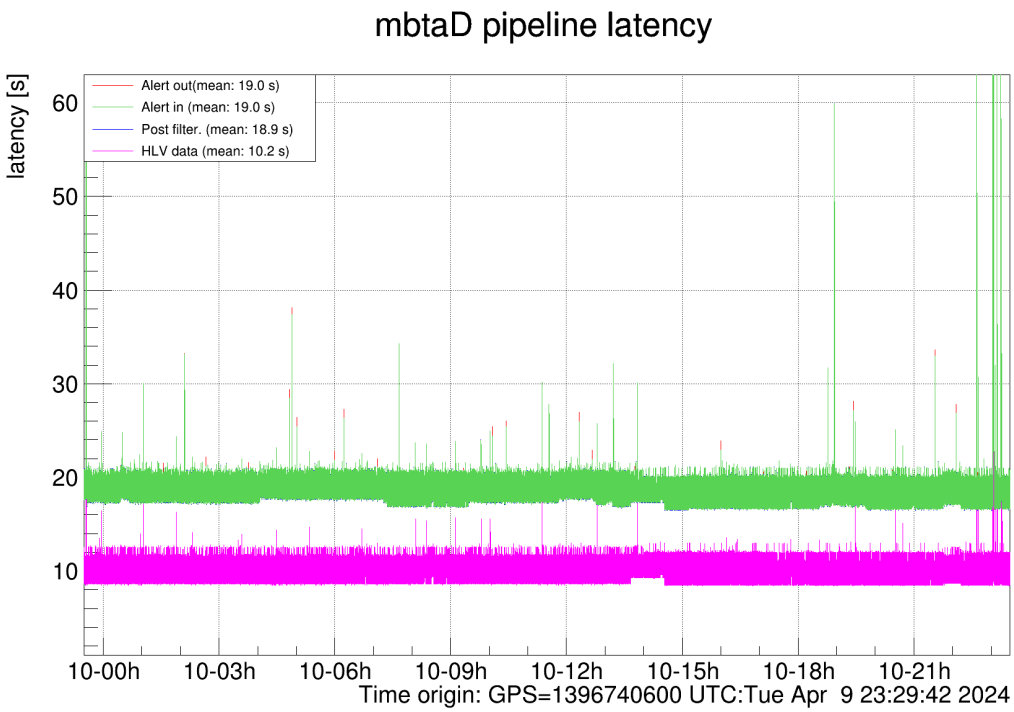


Figure II.8 – Latences de traitement des données par MBTA. En rose, la latence pour recevoir les données des détecteurs. En bleu, la latence pour filtrer les données. En vert, la latence pour envoyer l'alerte et en rouge, la latence à la réception de l'alerte. Ici, les quatre latences sont cumulatives, il est alors très difficile de distinguer la courbe bleue et la courbe verte, qui ont en moyenne un écart de latence de 0.1 s (voir la légende en haut à gauche). La latence présentée est obtenue sur 24 heures durant le run O4b.

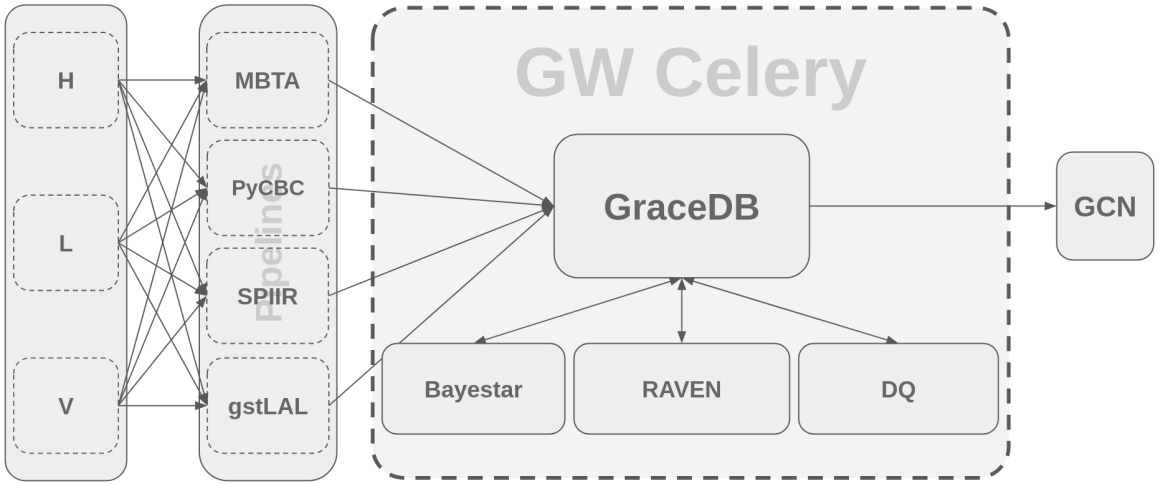


Figure II.9 – Schéma du traitement des alertes envoyées par les pipelines à GraceDB. Sur ce schéma, GWCelery manipule les différentes alertes pour les envoyer à Bayestar, RAVEN, et pour y associer la qualité des données au moment de la détection. Les alertes peuvent donner lieu à une alerte GCN publique.

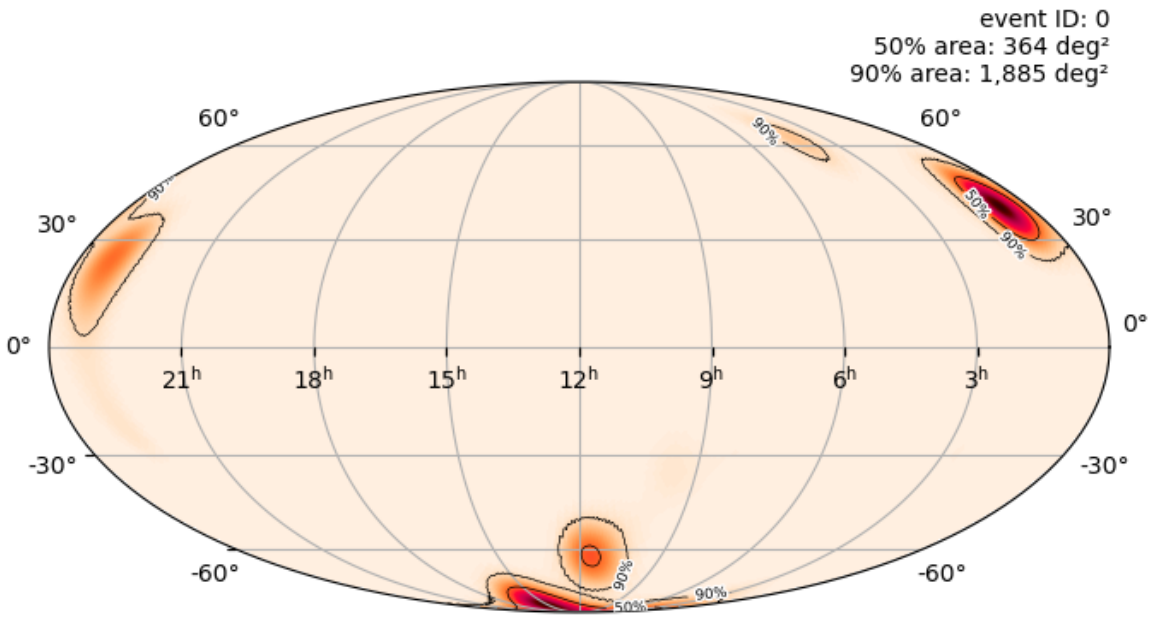


Figure II.10 – Carte de la localisation d'une source. La source est une BNS standard $1.4\,M_\odot - 1.4\,M_\odot$ située à 200 Mpc et vue en triple coïncidence HLV avec une sensibilité de conception O4. La localisation est faite par Bayestar. Sont présents sur la visualisation de la localisation les contours à 50% et à 90% de probabilité de présence de la source. La bande de fréquence du filtrage est entre 20 Hz et 40 Hz.

améliore la localisation, même si l'un des détecteurs n'a pas de *trigger*. À titre d'exemple, l'événement GW170817 n'a pas eu de déclenchement au-dessus du seuil de Virgo car situé dans une direction peu sensible pour l'interféromètre. Cette information d'absence de déclenchement permet de réduire la taille de la zone de 190 deg^2 à 31 deg^2, soit une amélioration d'un facteur 6 [Abbott 2017].

2.5 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons décrit le filtrage optimal, qui est la principale méthode utilisée pour réaliser des détections dans les données en sortie des détecteurs. S'ajoutent à cela les divers outils de réjection du pipeline MBTA traités dans ce manuscrit. En particulier, la description de la p_{Astro} et du calcul du FAR utilisés dans les travaux présentés au chapitre 5.

Références

Abbott, B. P. et al. (oct. 2017). « GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral ». In : *Phys. Rev. Lett.* 119 (16), p. 161101. DOI : 10.1103/PhysRevLett.119.161101. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101.

Adams, T et al. (2016). « Low-latency analysis pipeline for compact binary coalescences in the advanced gravitational wave detector era ». In : *Classical and Quantum Gravity* 33.17, p. 175012.

Andres, N et al. (fév. 2022). « Assessing the compact-binary merger candidates reported by the MBTA pipeline in the LIGO–Virgo O3 run : probability of astrophysical origin, classification, and associated uncertainties ». In : *Classical and Quantum Gravity* 39.5, p. 055002. ISSN : 1361-6382. DOI : 10.1088/1361-6382/ac482a. URL : http://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/ac482a.

Aubin, F et al. (avr. 2021). « The MBTA pipeline for detecting compact binary coalescences in the third LIGO–Virgo observing run ». In : *Classical and Quantum Gravity* 38.9, p. 095004. DOI : 10.1088/1361-6382/abe913. URL : https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/abe913.

Canton, Tito Dal et al. (déc. 2021). « Real-time Search for Compact Binary Mergers in Advanced LIGO and Virgo's Third Observing Run Using PyCBC Live ». In : *The Astrophysical Journal* 923.2, p. 254. DOI : 10.3847/1538-4357/ac2f9a. URL : https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac2f9a.

Chen, Hsin-Yu et al. (jan. 2021). « Distance measures in gravitational-wave astrophysics and cosmology ». In : *Classical and Quantum Gravity* 38.5, p. 055010. ISSN : 1361-6382. DOI : 10.1088/1361-6382/abd594. URL : http://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/abd594.

Chu, Qi et al. (jan. 2022). « SPIIR online coherent pipeline to search for gravitational waves from compact binary coalescences ». In : *Phys. Rev. D* 105 (2), p. 024023. DOI : 10.1103/PhysRevD.105.024023. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.105.024023.

Klimenko, S. et al. (déc. 2005). « Constraint likelihood analysis for a network of gravitational wave detectors ». In : *Phys. Rev. D* 72 (12), p. 122002. DOI : 10.1103/PhysRevD.72.122002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.72.122002.

Lynch, Ryan et al. (mai 2017). « Information-theoretic approach to the gravitational-wave burst detection problem ». In : *Phys. Rev. D* 95 (10), p. 104046. DOI : 10.1103/PhysRevD.95.104046. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.104046.

Maggiore, Michele (2008). *Gravitational Waves : Volume 1 : Theory and Experiments 1*. 1re éd. Oxford University Press. ISBN : 9780198570745; 0198570740. URL : libgen.li/file.php?md5=2e415571783fa5a4f50283b333a41dca.

Messick, Cody et al. (2017). « Analysis framework for the prompt discovery of compact binary mergers in gravitational-wave data ». In : *Physical Review D* 95.4, p. 042001.

Singer, Leo P. et Larry R. Price (jan. 2016). « Rapid Bayesian position reconstruction for gravitational-wave transients ». In : *Phys. Rev. D* 93 (2), p. 024013. DOI : 10.1103/PhysRevD.93.024013. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.024013.

Skliris, Vasileios, Michael RK Norman et Patrick J Sutton (2020). « Real-Time Detection of Unmodelled Gravitational-Wave Transients Using Convolutional Neural Networks ». In : *arXiv preprint arXiv :2009.14611*.

Urban, Alexander L. (2016). « Monsters in the Dark : High Energy Signatures of Black Hole Formation with Multimessenger Astronomy ». Thèse de doct. Wisconsin U., Milwaukee, Wisconsin U., Milwaukee.

Usman, Samantha A et al. (oct. 2016). « The PyCBC search for gravitational waves from compact binary coalescence ». In : *Classical and Quantum Gravity* 33.21, p. 215004. doi : 10.1088/0264-9381/33/21/215004. url : https://doi.org/10.1088%5C%2F0264-9381%5C%2F33%5C%2F21%5C%2F215004.

Chapitre 3

Les pré-déclenchements

Sommaire

2.1 Le filtrage optimal 36
2.1.1 Phase et quadrature 38
2.1.2 Horizon et portée des détecteurs 40
2.2 Les pipelines de détection basse latence 41
2.2.1 Multi-Band Template Analysis 41
2.2.2 PyCBC 43
2.2.3 GstLAL 43
2.2.4 SPIIR 43
2.3 Les méthodes de réjection de MBTA 44
2.3.1 Le Gating 44
2.3.2 Le χ^2 et l'$auto\chi^2_{PQ}$ 45
2.3.3 L'ExcessRate 46
2.3.4 Le Clustering 48
2.3.5 La probabilité de l'origine astrophysique 48
2.3.6 Le False Alarm Rate 50
2.4 Latence et envoi d'alertes 53
2.4.1 La localisation des sources 53
2.5 Conclusion 55
Références 55

Le cœur du travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans l'objectif d'augmenter le nombre de détections multi-messagers grâce au développement d'une analyse avec pré-déclenchement. Un exemple de détection multi-messager et de son intérêt, motivant ces travaux, est tout d'abord donné. Ce chapitre traite ensuite des pré-déclenchements en en donnant le principe, puis les développements de ces pré-déclenchements pour la chaîne de

détection MBTA sont présentés et détaillés. Nous verrons enfin ce que sont les banques de calques et dans quelle mesure elles sont nécessaires pour traiter l'ensemble des signaux possibles dans la recherche de CBCs par filtrage optimal. Après cela, sera présentée la génération d'une première banque de calques servant à tester les pré-déclenchements.

Le cœur du travail présenté au travers de ce manuscrit s'inscrit dans l'objectif d'augmenter le nombre de détections multi-messagers grâce au développement d'une analyse avec pré-déclenchement. Un exemple de détection multi-messager et de son intérêt, motivant ces travaux, est tout d'abord donné. Ce chapitre traite ensuite des pré-déclenchements en en donnant le principe, puis les développements de ces pré-déclenchements pour la chaîne de détection MBTA sont présentés et détaillés. Nous verrons enfin ce que sont les banques de calques et dans quelle mesure elles sont nécessaires pour traiter l'ensemble des signaux possibles dans la recherche de CBCs par filtrage optimal. Après cela, sera présentée la génération d'une première banque de calques servant à tester les pré-déclenchements.

3.1 Introduction aux pré-déclenchements

Cette section explique ce que sont les pré-déclenchements et donne les motivations pour leur développement. Les méthodes testées et utilisées, ainsi que les étapes nécessaires à leur déploiement pour le run O4, sont également présentées.

3.1.1 Le premier signal multi-messagers : GW170817

Le 17 août 2017 a été détecté probablement l'un des plus importants événements en ondes gravitationnelles à ce jour. En effet, l'événement alors baptisé GW170817 est la première détection d'une binaire d'étoiles à neutrons, mais surtout, la première et seule (à ce jour) détection multi-messagers (ondes gravitationnelles et ondes électromagnétiques). La détection dans le domaine des ondes électromagnétiques a été faite par le satellite Fermi dans la gamme des rayons γ. Cette détection a ensuite été suivie par des observations dans toute la gamme du spectre électromagnétique. Il a été déduit de ces observations combinées que l'événement correspondait à une kilonova se situant dans NGC 4993 [B. P. e. a. Abbott 2017 ; Benjamin P Abbott 2017]. Toutes ces données ont ensuite permis d'étudier la propagation des OGs par rapport aux photons et d'en mesurer la célérité [Benjamin P Abbott, Robert Abbott et al. 2017], de contraindre des modèles de production d'éléments lourds [Kasen et al. 2017], de mesurer la constante de Hubble [B. P. Abbott et al. 2017], de mettre des limites quant aux équations d'état des étoiles à neutrons [Benjamin P Abbott, Richard Abbott et al. 2018]... Ce type d'événement est une mine d'informations et se révèle très utile en astrophysique et en cosmologie.

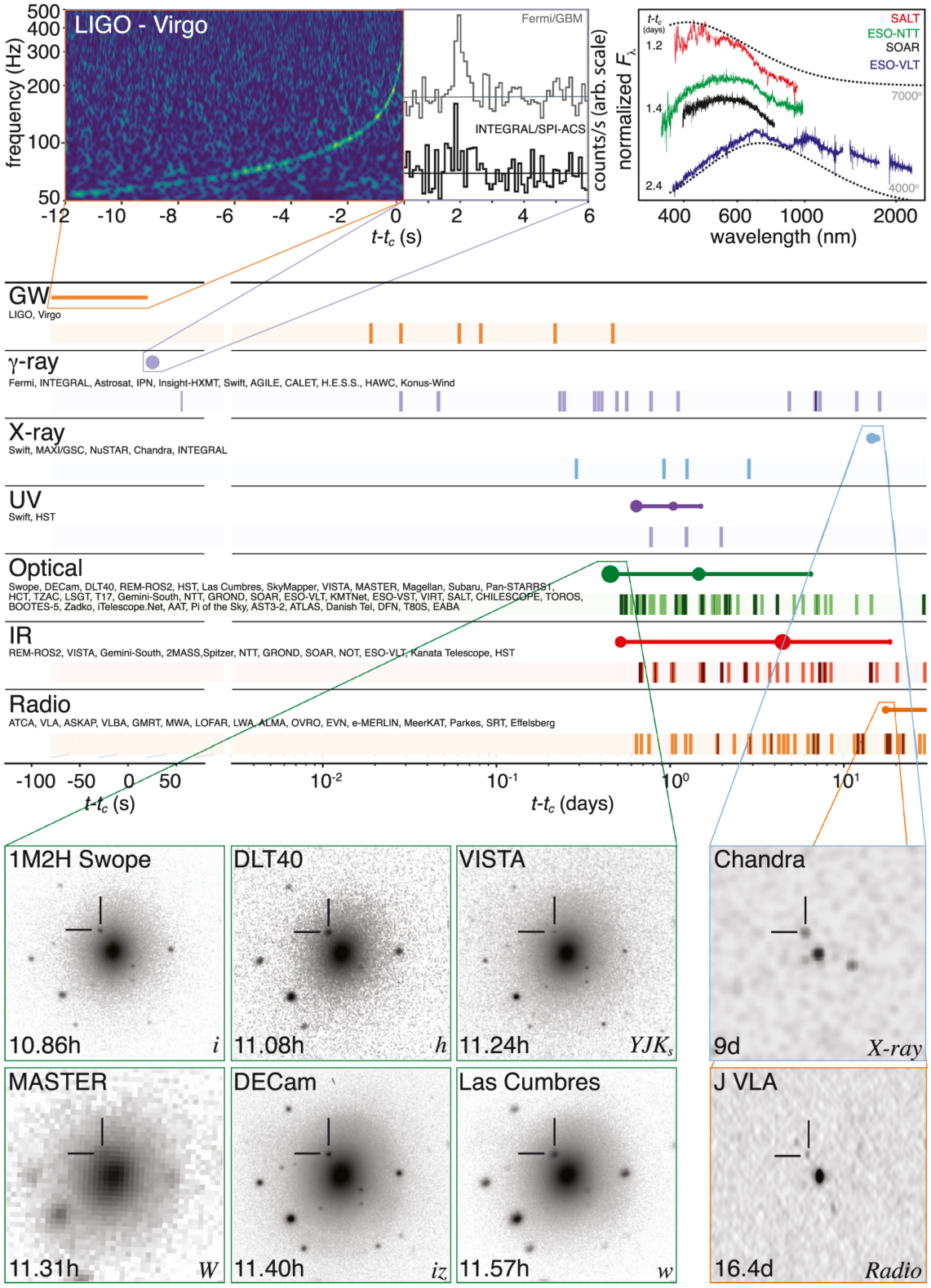


Figure III.1 – Chronologie des détections multi-messager, multi-longueur d'onde de GW170817. En haut à gauche, le signal gravitationnel de GW170817 vu par LIGO - Virgo, accolé au sGRB détecté par Fermi et INTEGRAL. En haut à droite, le spectre de la kilonova AT2017gfo associé à GW170817, pris à plusieurs moments après la coalescence. Au centre, la chronologie des détections et observations dans les multiples longueurs d'onde. En bas, des images dans les domaines optique, X et Radio de GW170817 à divers moments après la coalescence. Benjamin P Abbott 2017

3.1.2 But et principe des pré-déclenchements

Avoir plus d'événements comme GW170817 pourrait augmenter la précision des mesures précédemment évoquées et permettrait de tester de nombreux modèles et théories. C'est pourquoi le développement d'une méthode de pré-déclenchement, permettant d'alerter les télescopes afin de commencer à les orienter dans la direction de la source avant la fusion proprement dite, pourrait augmenter le nombre de détections multi-messagers en les cherchant de manière plus active via une étroite collaboration entre les détecteurs OG et EM.

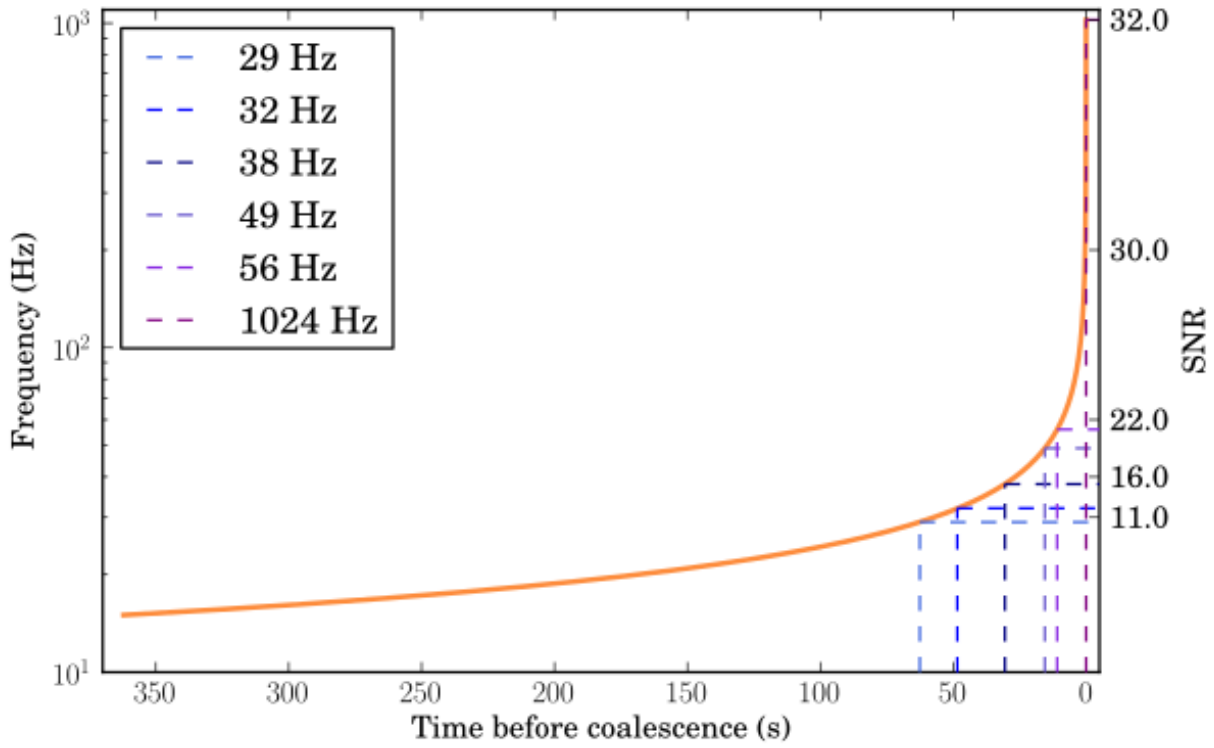


Figure III.2 – Évolution de la fréquence (axe vertical gauche) de l'onde gravitationnelle en fonction du temps avant la coalescence. L'axe vertical droit indique la valeur du SNR attendu en limitant le filtrage à diverses fréquences maximum pour un événement de type GW170817. Source : IGWN | Public Alerts User Guide.

Sachant que les ondes gravitationnelles sont émises principalement durant la phase spiralante, tandis que la contrepartie électromagnétique est, elle, émise lors de la fusion des deux astres, une détection d'OG ne se servant que d'une partie limitée de la phase spiralante permettrait de réduire la latence et de potentiellement donner une alerte quelques secondes avant la phase de plongeon et de fusion (figure III.2). Une telle réduction de la quantité du signal observé réduit irrémédiablement le SNR récolté et la portée maximale desdites détections, d'une part, et augmente l'incertitude sur la localisation de la source, d'autre part. Ce dispositif demande donc à être développé puis étudié pour pouvoir en adapter les paramètres.

3.2 Développement des pré-déclenchements pour MBTA

Durant la phase spiralante, la fréquence de l'OG évolue en $(t_{coal} - t)^{-3/8}$ et est croissante avec le temps (voir section 1.5). Par conséquent, s'arrêter avant la fin de la phase spiralante revient à ajouter une coupure en fréquence à notre signal. Cette propriété a été utilisée de deux manières pour développer les pré-déclenchements.

3.2.1 Test de la méthode

La capacité d'une méthode de pré-déclenchement à retrouver un événement avec le SNR attendu est évaluée en injectant le signal d'une BNS standard ($m_1 = 1.4\,\mathrm{M}_\odot$, $m_2 = 1.4\,\mathrm{M}_\odot$, $s_1 = 0$, $s_2 = 0$) située à 50 Mpc (distance du même ordre de grandeur que GW170817, soit 40 Mpc). L'ajout de l'événement simulé, qu'on appelle dans ce contexte "injection", est faite dans un bruit gaussien simulé dont le spectre reprend le bruit théoriquement attendu pour le run O4 dans les détecteurs LIGO Hanford, LIGO Livingston et Virgo [Benjamin P Abbott, Abbott et al. 2020], visible en figure III.3. La préparation de l'injection nécessite les étapes

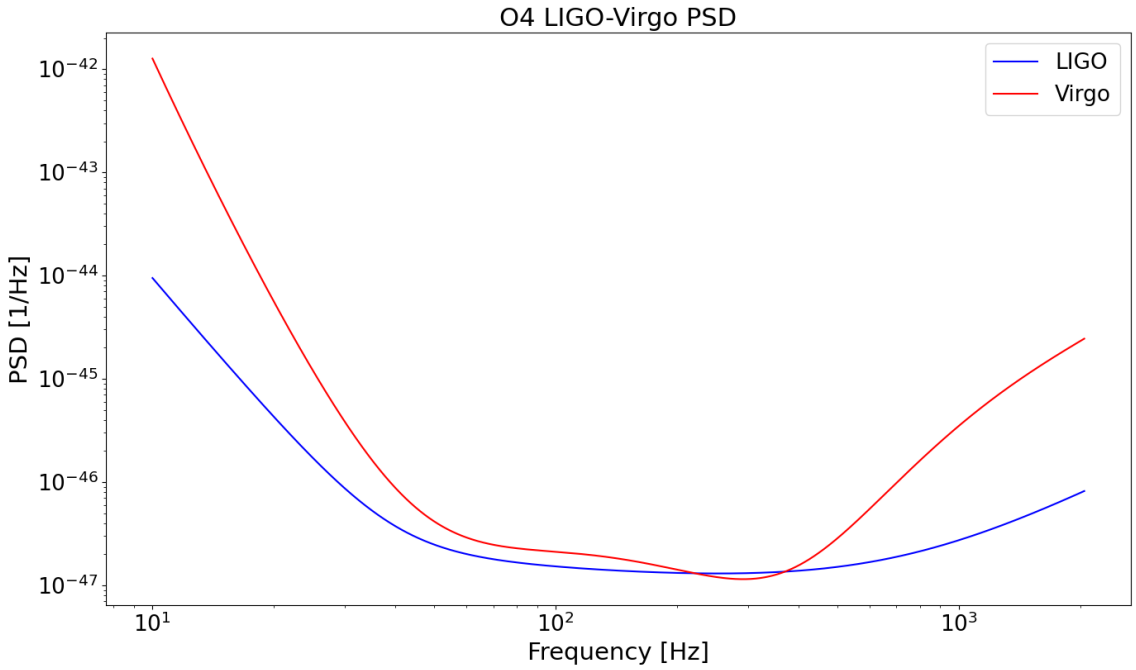


Figure III.3 – PSD attendue pour le run O4 pour les détecteurs LIGO et Virgo. Les détecteurs LIGO-Livingston et LIGO-Hanford ayant les mêmes PSDs attendues, leurs deux courbes sont représentées sur ce graphique sous une même courbe LIGO. PSD attendue pour le run O4 pour les détecteurs LIGO et Virgo. Les détecteurs LIGO-Livingston et LIGO-Hanford ayant les mêmes PSDs attendues, leurs deux courbes sont représentées sur ce graphique sous une même courbe LIGO.

suivantes (représentées en figure III.4) :

— Générer l'événement simulé via les fonctions proposées par LALSuite et LALSim (LAL étant pour *LIGO Scientific Collaboration Algorithm Library*) dans un fichier au format

XML en précisant l'ensemble des paramètres intrinsèques et extrinsèques ;

— Produire les séries temporelles de données contenant les formes d'onde correspondant à l'événement simulé, encore avec les fonctions LAL, dans un fichier au format GWF (format utilisé pour l'analyse basse latence des données en sortie des interferomètres) à partir du XML de l'étape précédente ;

— Convertir le fichier XML en un fichier GWF adapté au traitement des données par les pipelines basse latence comme MBTA (ce fichier contient les structures comprenant l'ensemble des paramètres de l'injection) ;

— Fusionner les fichiers GWF contenant les formes d'onde pour chaque instrument et celui contenant les informations relatives à ces formes d'onde ;

— Générer les séries temporelles du bruit gaussien simulé en se basant sur le spectre désiré (voir figure III.3) pour chaque détecteur dans un fichier GWF ;

— Injecter l'événement dans le bruit précédemment généré.

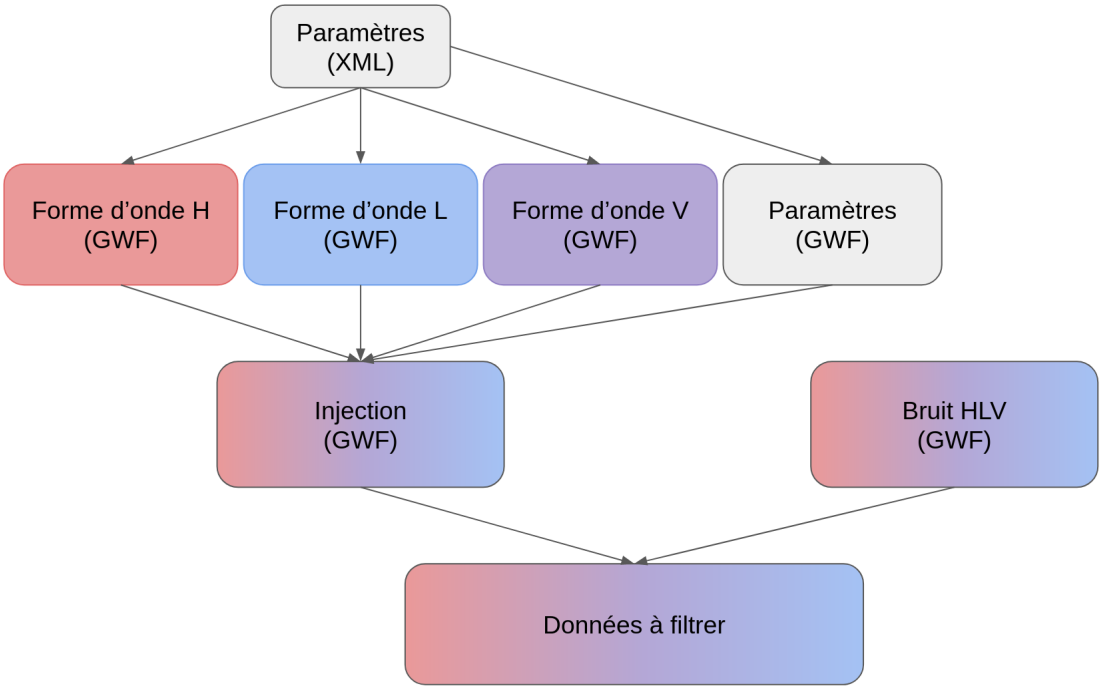


Figure III.4 – Schéma de la procédure pour créer des injections.

Pour réaliser ce test, le bruit et les formes d'onde injectées sont générés à une fréquence d'échantillonnage $f_{samp} \geq 2\times\ f_{max}$, ou f_{max} est la fréquence maximale des bandes de fréquences analysées. Nous réalisons un test durant lequel un ensemble de 15 instances a filtré le flux de données jusqu'à des fréquences maximales de coupure différentes :

$f_{EW} \in \{40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 200, 300, 400, 500, 600, 800\}$ Hz. Ici, la fréquence testée la plus haute est de 800 Hz. En effet, cette fréquence étant déjà légèrement au-dessus de la fréquence ISCO pour une BNS $1.4\,\mathrm{M}_\odot - 1.4\,\mathrm{M}_\odot$ et les injections ne comptant dans leurs formes

d'onde que la partie spiralante du processus ; couper à des fréquences plus hautes ne présente pas d'intérêt quant au SNR récolté.

Le cSNR récolté par MBTA est comparé à un cSNR attendu. Le calcul du cSNR attendu est fait de deux manières différentes. D'une part à l'ordre Newtonien (0PN) et d'autre part en utilisant les formes d'onde calculées à l'ordre 3.5PN par la librairie LAL et ce pour chaque fréquence de coupure de pré-déclenchement testée. Le calcul à l'ordre Newtonien est fait en utilisant les diverses expressions présentées en 1.5, 1.6.1 et en **??**. Le calcul avec la librairie LAL ne nécessite que le XML de l'injection et les PSDs des détecteurs utilisées pour générer les bruits.

3.2.2 Méthode par réduction de l'échantillonnage

Principe de la méthode

La première méthode de mise en place des pré-déclenchements utilise le fait que le pipeline MBTA filtre dans le domaine fréquentiel. Lorsqu'un signal est numérisé, il a nécessairement une fréquence d'échantillonnage. La fréquence d'échantillonnage des données venant des détecteurs, après le pré-traitement, des données est de 4096Hz. Selon le théorème de Nyquist-Shannon [Shannon 1949], lorsque le signal subit une transformation de Fourier pour être étudié dans le domaine fréquentiel, la fréquence maximale atteignable se trouve être la moitié de la fréquence d'échantillonnage. Ainsi, la première méthode envisagée pour mettre en place des pré-déclenchements consiste alors à réduire la fréquence d'échantillonnage des données et ainsi à couper à la fréquence désirée. Cette méthode a pour avantage de ne pas nécessiter de modification du code de MBTA.

Fréquence de coupure inter-bande

L'utilisation à deux bandes du pipeline requiert une fréquence de coupure intermédiaire f_c pour séparer la bande basse fréquence de la bande haute fréquence, comme expliqué plus tôt en 2.2.1. Au cours des runs O3 et O4, elle était de 80 Hz [Aubin et al. 2021] pour les BNS. Cette fréquence dépend de la PSD et de la bande de fréquence totale. Par conséquent, une fréquence de coupure inter-bande est choisie pour chaque fréquence finale de pré-déclenchement f_{EW} à partir du SNR d'un signal Newtonien (0PN) théorique correspondant à une BNS standard. Pour déterminer cette fréquence de coupure inter-bande, on pré-calcule le SNR récolté en fonction de la fréquence. On choisit ensuite f_c telle que le SNR récolté entre la fréquence minimum f_{min} et f_c soit égal au SNR récolté entre f_c et f_{EW}. Une condition supplémentaire propre au code de MBTA impose que $2 \times f_c \leq f_{EW}$.

Le résultat de ce test est présenté en fig. III.5. On constate immédiatement que l'évolution du SNR avec la réduction de la fréquence ne suit pas l'évolution du SNR attendue aux ordres 3.5PN et 0PN. En particulier, on peut voir à 80 Hz un effondrement du SNR, ainsi que des

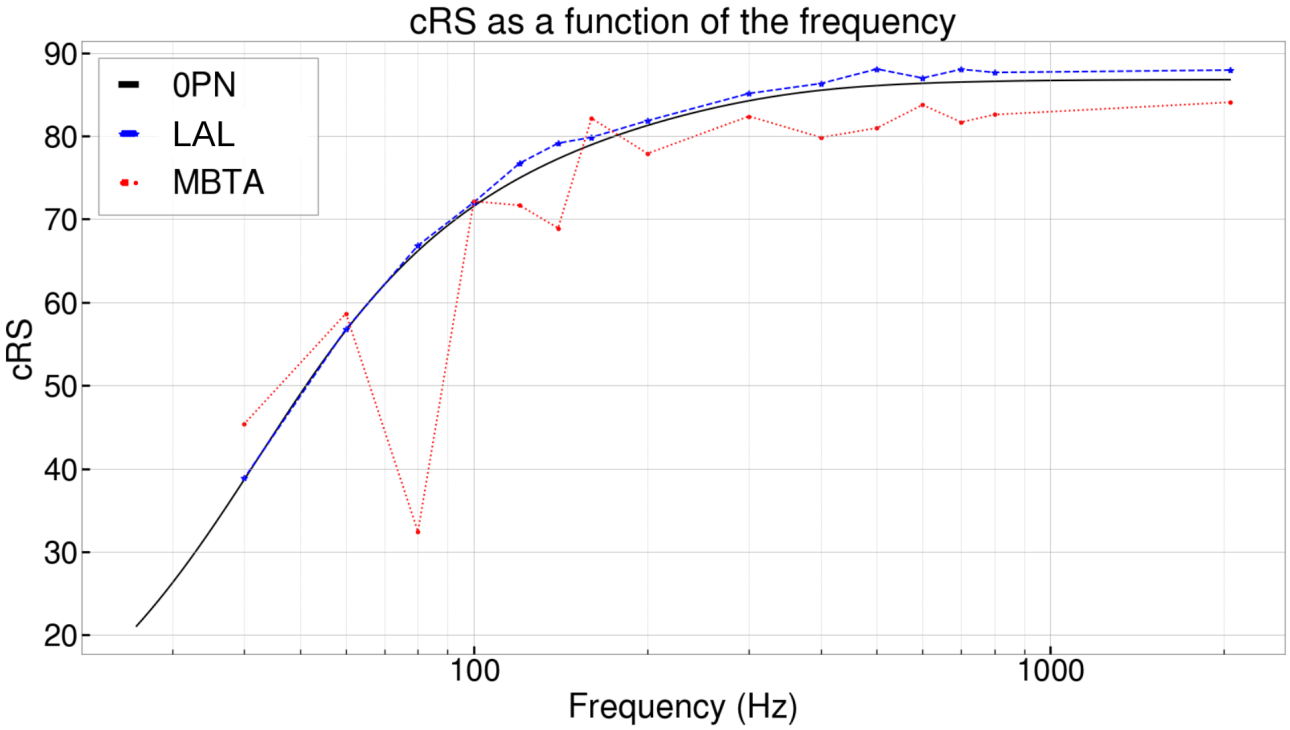


Figure III.5 – Comparaison des cRS (*combined Ranking Statistic*, égales aux cSNR dans ce cas) retrouvés en fonction de la fréquence de coupure appliquée : en noir, le SNR combiné (LIGO Hanford - LIGO Livingston - Virgo) attendu à l'ordre Newtonien (0PN). En bleu, le SNR combiné attendu à l'ordre 3.5PN. En rouge, le SNR combiné récolté par MBTA dans des données simulées.

oscillations du SNR à plus haute fréquence. Suite au manque de fiabilité dans le calcul du SNR avec cette méthode, nous avons décidé d'en utiliser une qui applique une modification sur les filtres, comme expliqué dans la partie suivante.

3.2.3 Méthode par fenêtrage des calques

Principe de la méthode

La seconde méthode envisagée pour le développement des pré-déclenchements dans MBTA, nécessitant une modification du code source du pipeline, applique un fenêtrage sur les calques (figure III.6). Ce fenêtrage est du même type que celui appliqué aux données subissant le gating, c'est-à-dire un fenêtrage de Tukey.

$$w(t) = \begin{cases} 1 & \text{si} \quad t < t_{EW} \\ \frac{1+\cos\left(\pi \frac{t_{EW}-t}{T_{EW}}\right)}{2} & \text{si} \quad t_{EW} < t < t_{EW} + T_{EW} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{3.1}$$

où t_{EW} représente le temps auquel le signal atteint la fréquence de pré-déclenchement f_{EW} et T_{EW} la période associée à la fréquence de pré-déclenchement. La durée d'une période pour effectuer le fenêtrage est choisie de sorte à ce que la réduction de la forme d'onde soit suffisamment

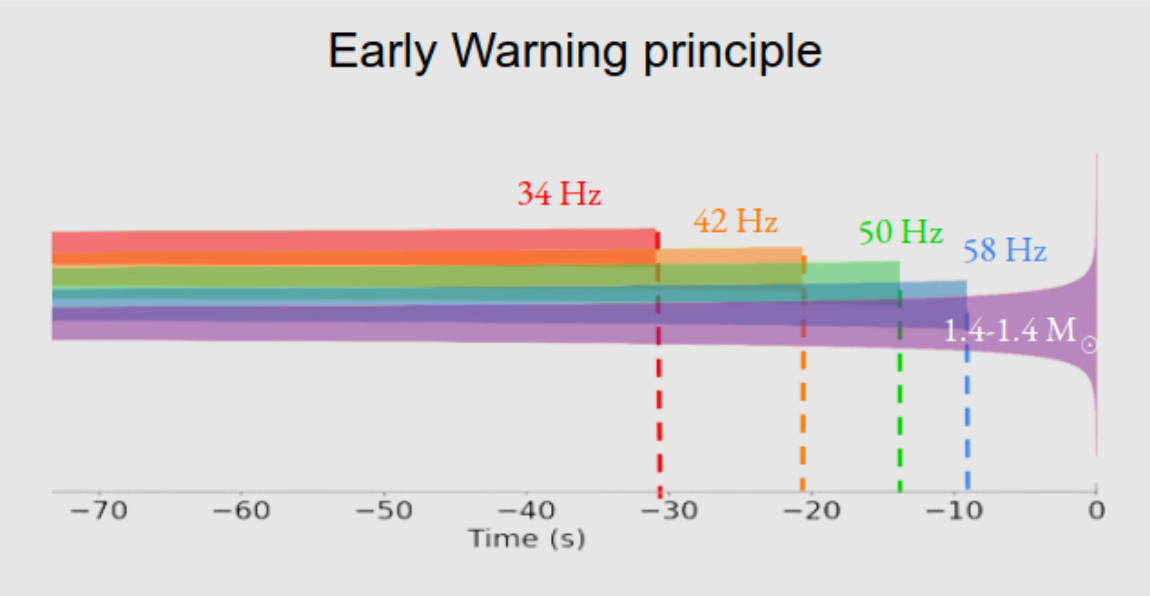


Figure III.6 – Schéma de la méthode de pré-déclenchement par fenêtrage des calques. En violet, la forme d'onde complète d'une BNS standard. En rouge, orange, vert et bleu, les formes d'onde respectivement coupées à 34 Hz, 42 Hz, 50 Hz, 58 Hz. En bas, un axe donnant les temps de fin des calques avant la fusion ($t = 0$ s).

lente pour ne pas conduire à des fuites de signal à haute fréquence. L'effet de ce fenêtrage est visible sur la fig. III.7.

Test de la méthode

Pour évaluer cette nouvelle méthode par fenêtrage, la même injection que celle utilisée pour la méthode par réduction de la fréquence d'échantillonnage est utilisée. Celle-ci est ajoutée à un bruit gaussien ayant les mêmes caractéristiques que celui du test de la première méthode. Ici, le signal est echantillonné à la fréquence usuelle de traitement du signal par MBTA, c'est-à-dire 4096 Hz. Comme pour la première méthode, la fréquence de coupure inter-bande f_c est choisie pour répartir le SNR de manière égale entre les deux bandes.

On peut constater sur la fig. III.8 que le SNR retrouvé par MBTA est en bien meilleur accord qu'avec la première méthode. On remarque cependant un décrochage aux plus basses fréquences, avec une surestimation du SNR. L'origine de ce décrochage n'est pas déterminée, mais semble venir de l'utilisation de MBTA avec deux bandes. Ce décrochage ne permettant pas de considérer, comme fiable, la méthode telle que nous l'utilisons, la section suivante présente les Early Warnings avec une seule bande de fréquence pour comparer les résultats et investiguer l'origine du décrochage.

3.2.4 Filtrage à une seule bande

À titre de comparaison, un filtrage par MBTA a aussi été effectué en utilisant une seule bande de fréquence (fig. III.9).

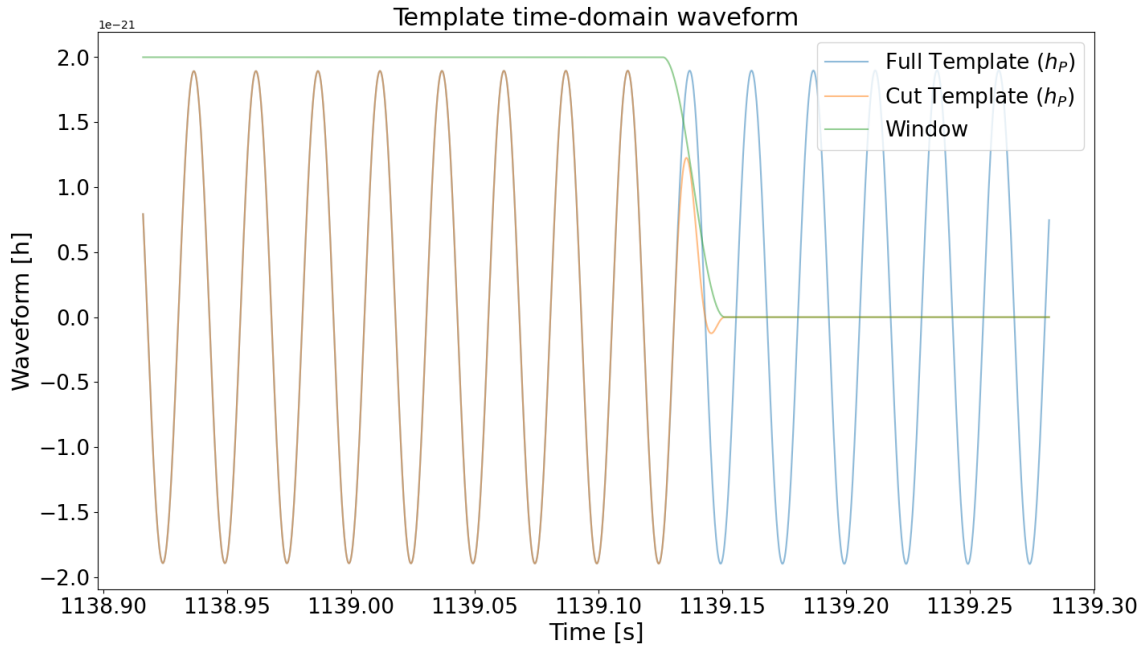


Figure III.7 – Fenêtrage de Tukey appliqué sur une forme d'onde de BNS. En bleu, la forme d'onde sans le fenêtrage. En orange, la forme d'onde après application du fenêtrage. En vert, la fonction appliquée à la forme d'onde pour effectuer le fenêtrage. La fonction représentée par la courbe verte, pour être pleinement visible sur ce graphique, a été multipliée par un facteur 2×10^{-21}.

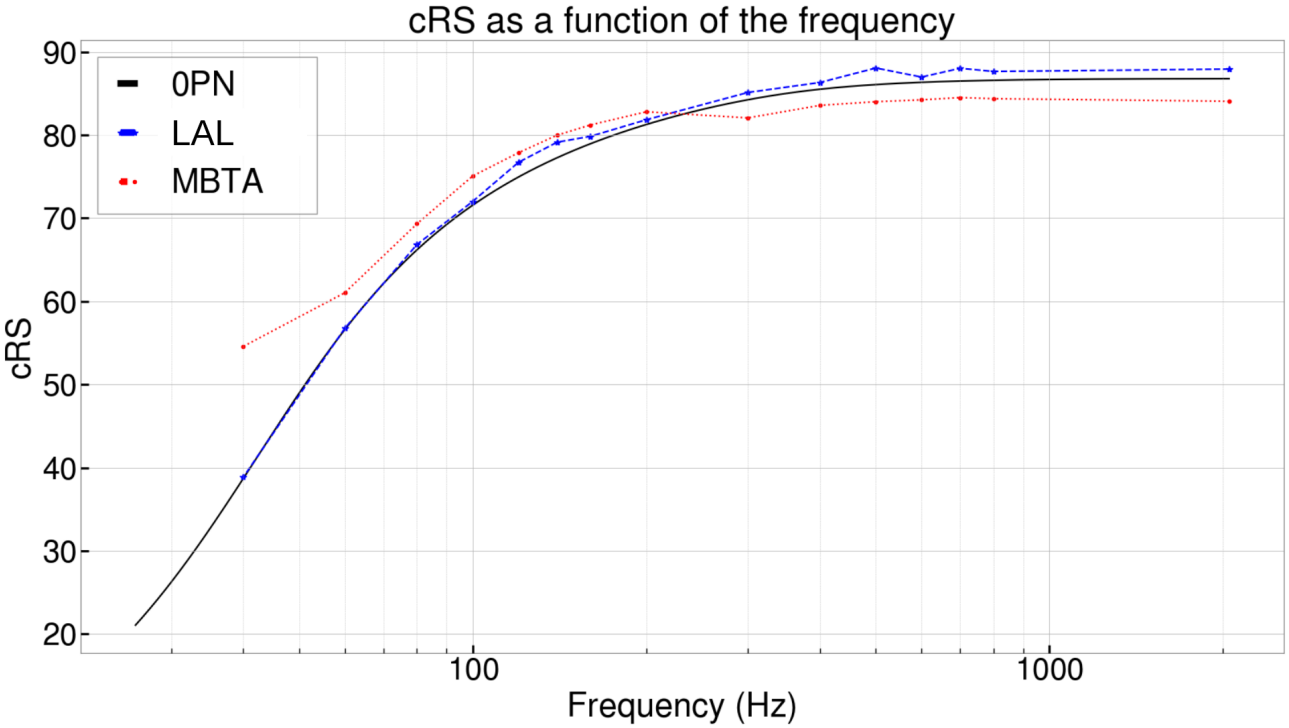


Figure III.8 – Comparaison des cRS (égales aux cSNR dans ce cas) retrouvés en fonction de la fréquence de coupure appliquée : en noir, le SNR combiné (LIGO Hanford - LIGO Livingston - Virgo) attendu à l'ordre Newtonien (0PN). En bleu, le SNR combiné attendu à l'ordre 3.5PN (LAL). En rouge, le SNR combiné récolté par MBTA dans des données simulées. La fréquence de coupure entre les deux bandes haute et basse fréquences est telle que 50% du SNR soit récolté dans chaque bande.

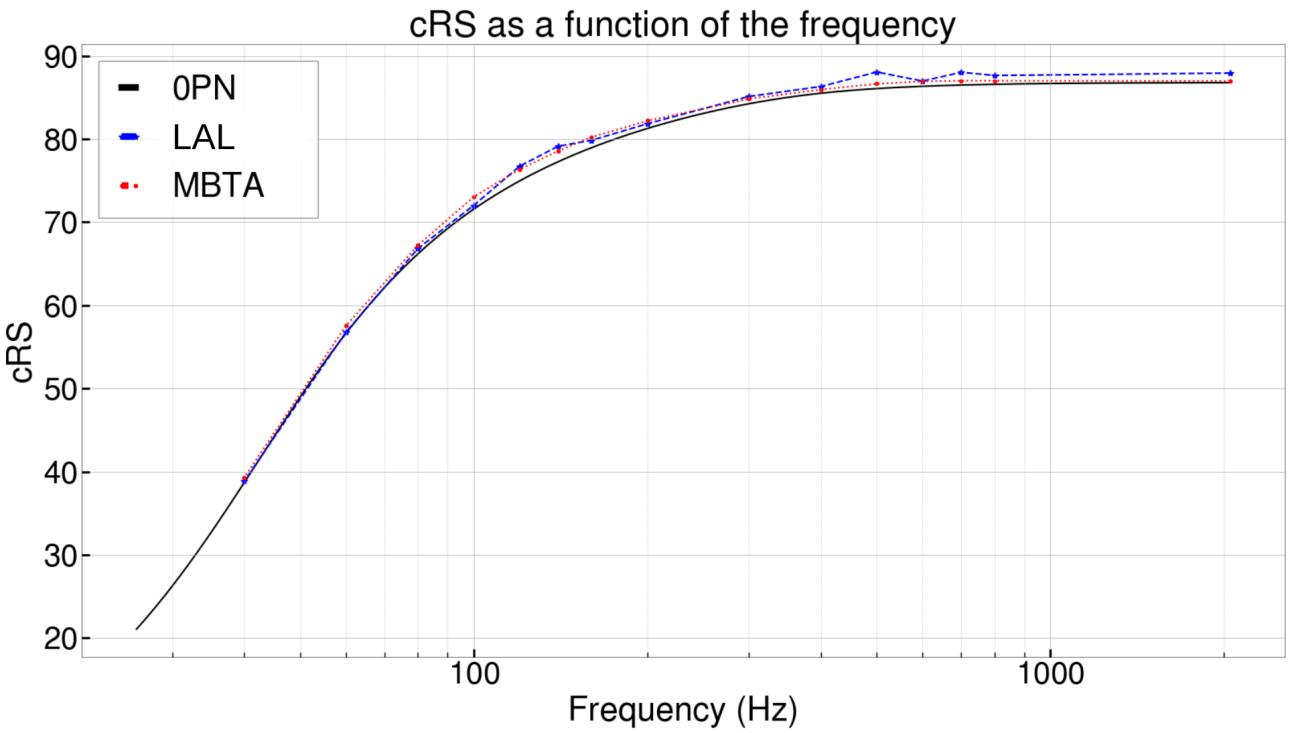


Figure III.9 – Comparaison des cRS (égales aux cSNR dans ce cas) retrouvés en fonction de la fréquence de coupure appliquée : en noir, le SNR combiné (LIGO Hanford - LIGO Livingston - Virgo) attendu à l'ordre Newtonien (0PN). En bleu, le SNR combiné attendu à l'ordre 3.5PN (LAL). En rouge, le SNR combiné récolté par MBTA dans des données simulées en n'utilisant qu'une seule bande.

Le décrochage qui était observé précédemment avec le filtrage à deux bandes n'est plus présent lorsque l'on utilise le filtrage à une seule bande. Par conséquent, pour les recherches avec pré-déclenchement dans le cadre du run O4 du pipeline MBTA, nous avons opté pour l'utilisation de la deuxième méthode de pré-déclenchement, qui consiste à filtrer avec une seule bande de fréquence et des filtres raccourcis.

3.3 Impact des pré-déclenchements sur la localisation

Comme vu plus haut, l'utilisation de pré-déclenchements réduit la largeur de la bande de fréquence analysée, ce qui a pour effet de diminuer le SNR récolté, et ce d'autant plus que la fréquence de coupure est basse. Cette réduction du SNR impacte nécessairement la précision avec laquelle la source peut être localisée. Il est aussi possible de constater qu'un second effet s'ajoute à la réduction de la précision de la localisation due au moindre cSNR. En effet, la figure III.10 montre que la simple réduction du cSNR résultant de l'éloignement de la source impacte la localisation d'une moindre manière que l'application des pré-déclenchements.

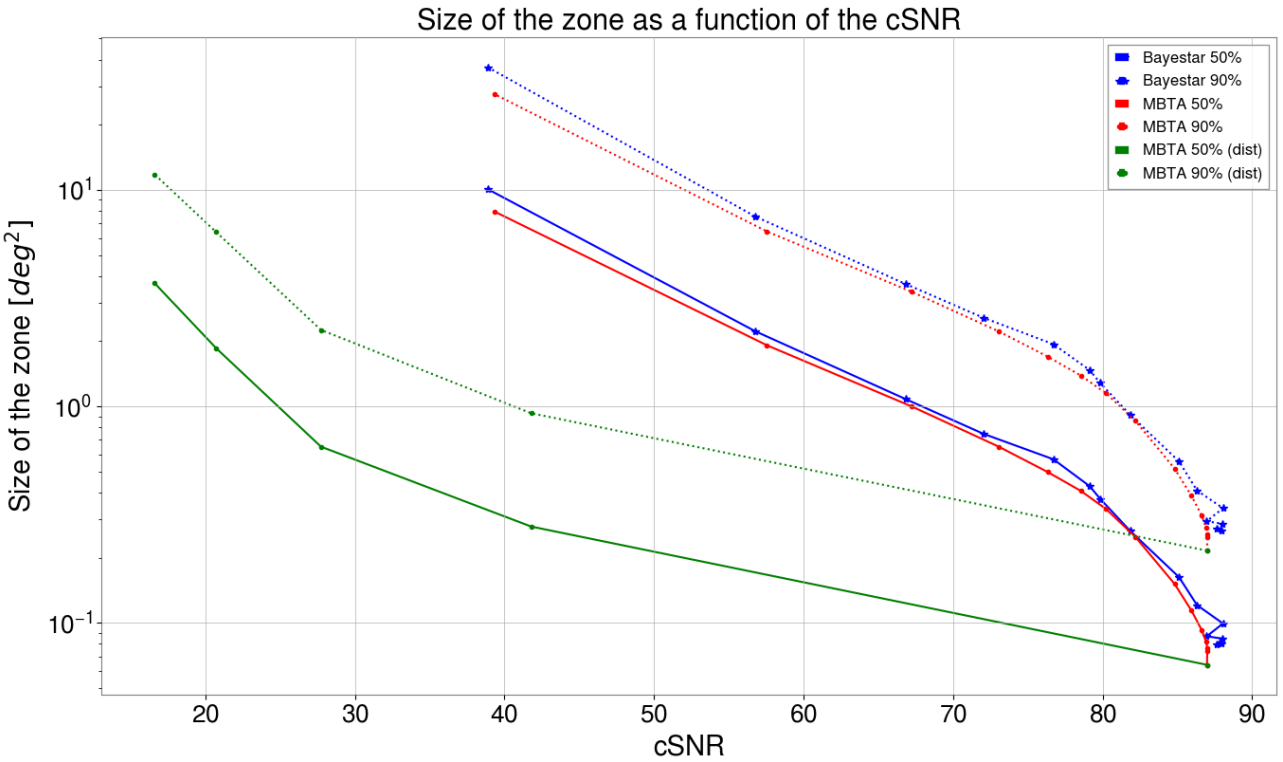


Figure III.10 – Taille en deg^2 de la localisation de la source à 50 % (traits pleins) et 90 % (lignes pointillées) de probabilité en fonction du cSNR. En bleu, l'aire de la localisation à partir des événements simulés par LAL puis localisés par Bayestar. En rouge, les événements simulés retrouvés par MBTA (1 bande) puis localisés par Bayestar. La réduction du cSNR pour les événements bleus et rouges se fait en réduisant la fréquence de coupure lors du filtrage. En vert, les événements simulés retrouvés par MBTA (1 bande) et localisés par Bayestar, dont la réduction du SNR est faite en éloignant la source.

3.4 Banques de filtres

Dans le chapitre 2, la méthode d'analyse du filtrage optimal utilisée pour détecter des ondes gravitationnelles de CBCs a été décrite. Il y était supposé que le filtre utilisé correspondait exactement au signal de l'onde incidente. Or, dans la pratique, il existe une infinité d'ondes gravitationnelles possibles pour filtrer les signaux de CBCs. Pour parvenir à filtrer en temps réel les signaux des CBCs, il est nécessaire de disposer d'un ensemble de filtres correspondant aux CBCs. C'est pourquoi le filtrage du signal se fait grâce à une banque de calques, l'ensemble des calques de la banque pavant l'espace des paramètres des CBCs.

Les paramètres (intrinsèques) à prendre en compte sont les masses des compagnons m_1 et m_2, les spins des compagnons $s_{1/2} = (s^x_{1/2}, s^y_{1/2}, s^z_{1/2})$ ainsi que l'excentricité de l'orbite e. Dans la pratique, pour réduire le nombre de calques et ainsi la puissance et le temps de calcul nécessaires au filtrage, les spins sont supposés alignés ou anti-alignés avec le moment orbital des compagnons. De plus, le temps long, avant que la coalescence ne soit détectable, pendant lequel les deux astres sont en orbite l'un autour de l'autre, mène à une circularisation de l'obite, faisant tendre l'excentricité vers 0 [Peters 1964]. Les systèmes excentriques se trouvent être des systèmes triples où un troisième compagnon perturbe l'orbite. Par conséquent, les banques qu'utilise MBTA (ainsi que PyCBC et GstLAL) se limitent aux paramètres suivants : m_1, m_2, s^z_1, s^z_2.

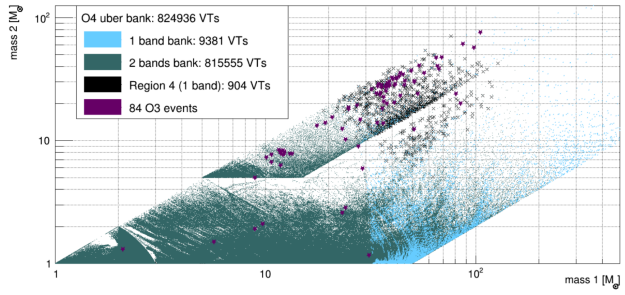
La quantité de calques nécessaire pour couvrir cet espace de paramètres dépend de la précision désirée d'une part et de la sensibilité du détecteur d'autre part.

En ce qui concerne la précision de la banque de calques, elle dépend de la distance dans l'espace des paramètres séparant deux calques. La métrique utilisée pour calculer cette distance est la perte en SNR. Si par exemple, le filtrage d'un signal quelconque génère un rapport signal sur bruit équivalent à 70% du SNR optimal (match à 70%) qu'on obtiendrait en filtrant le calque par un filtre lui correspondant parfaitement, alors on a une perte en SNR de 30%. À l'aide de cette distance, il est possible de définir une distance maximale à satisfaire lors de la création de la banque, entre un signal quelconque et le calque le plus proche. On appelle ce critère le *Minimal Match*. En d'autres mots, n'importe quel signal dans notre espace des paramètres doit avoir une correspondance au calque le plus proche supérieur au *Minimal Match*. Pour les banques des run O3 et O4, ce *Minimal Match* est fixé à 97% et 96,5% respectivement, c'est-à-dire des pertes de SNR maximales de 3% et 3,5%. Ainsi, tout signal doit pouvoir être filtré avec un SNR supérieur ou égal à 97% et 96,5% du SNR optimal respectivement. Il est évident que plus le *Minimal Match* tend vers 100%, plus le nombre de calques dans la banque sera grand. À titre d'exemple, pour le run O4a, la banque de calques de la recherche AllSky (recherche classique) comprend près de 900 000 calques.

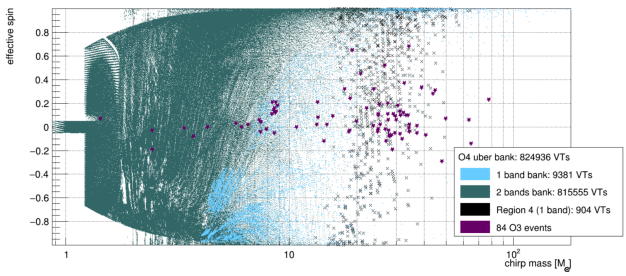
Concernant la sensibilité des détecteurs, étant donné que la même banque de calques est partagée pour le filtrage dans les différents détecteurs (nécessaire à la construction de coïncidences, voir **??**), on ne peut construire la banque de manière optimale que pour l'un des détecteurs. Le

choix de la PSD de référence pour construire la banque ne dépend pas de la valeur absolue de celle-ci, mais de sa forme. Une PSD plus évasée demande plus de calques pour couvrir l'espace des paramètres. Au vu des PSD en figure **??**, le choix s'est porté pour O4 sur les détecteurs LIGO (partageant une sensibilité attendue identique). Cette sensibilité des banques aux PSD des détecteurs impose que les banques soient renouvelées pour correspondre aux évolutions des sensibilités des détecteurs d'un run à l'autre.

À propos de la sensibilité des détecteurs, étant donné que la même banque de calques est partagée pour le filtrage dans les différents détecteurs (nécessaire à la construction de coïncidences, voir **??**), on ne peut construire la banque de manière optimale que pour l'un des détecteurs. Le choix de la PSD de référence pour construire la banque ne dépend pas de la valeur absolue de celle-ci, mais de sa forme. Une PSD plus évasée demande plus de calques pour couvrir l'espace des paramètres. Aux vues des PSDs en figure III.3, le choix s'est porté pour O4 sur les détecteurs LIGO (partageant une sensibilité attendue identique). Cette sensibilité des banques aux PSDs des détecteurs impose aux banques d'être renouvelées pour correspondre aux évolutions des sensibilités des détecteurs d'un run à l'autre.



(a) Répartition des calques dans le plan (m_1, m_2)



(b) Répartition des calques dans le plan $(\chi_{eff}, \mathcal{M})$

Figure III.11 – Répartition des calques dans l'espace des paramètres pour la banque de calques du run O4. En vert, les calques prévus pour une utilisation à deux bandes de MBTA. En bleu, les calques prévus pour une utilisation à une bande du pipeline MBTA. En noir, les calques pour la région 4 (sans gating 2.2.1). En violet, les événements détectés durant O3. Une limitation sur le ratio de masse (m_1/m_2) maximum est fixée à 50.

Dans le cas particulier des banques MBTA, il est également nécessaire, dans l'utilisation à deux bandes du pipeline, de générer une banque de calques pour la bande basse fréquence et une banque de calques pour la bande haute fréquence, ainsi qu'un fichier indexant les VTs et RTs entre elles. La méthode de pré-déclenchement choisie n'utilisant qu'une seule bande de fréquence, ces banques supplémentaires ne sont pas nécessaires. C'est pourquoi les banques des RTs et l'indexation VT-RT ne seront pas davantage développées.

Dans le cas particulier des banques MBTA, il y a également besoin, dans l'utilisation à deux bandes du pipeline, de générer une banque de calques pour la bande basse fréquence et une banque de calques pour la bande haute fréquence, ainsi qu'un fichier indexant les VTs et RTs entre eux. La méthode de pré-déclenchement choisie ne faisant appel qu'à une seule bande de

fréquence, ces banques supplémentaires ne sont pas nécessaires. C'est pourquoi les banques des RTs et l'indexation VT-RT ne seront pas davantage développées.

3.4.1 Construction de la première banque de calques

Dans l'objectif de poursuivre le développement du système de pré-déclenchement et de tester l'efficacité de la méthode par fenêtrage des calques, il est nécessaire de se confronter à des sources provenant de l'ensemble de l'espace des paramètres traité. À cette fin d'évaluation de la méthode, une nouvelle banque de calques est générée. Les calques sont générés entre une fréquence de 15 Hz et 40 Hz pour cette première banque et sont donc destinés à être utilisés avec une fréquence de coupure de 40 Hz. Nous choisissons un type de forme d'onde dans le domaine temporel adapté aux BNS, permettant notamment d'intégrer jusqu'à l'ordre 3.5PN ainsi que d'ajouter les moments cinétiques des compagnons alignés (ou anti-alignés) avec le moment orbital. Ce modèle approximant les formes d'onde est appelé SpinTaylorT4threePointFivePN. Ce modèle n'est pas le seul à être utilisable en vue de produire des formes d'onde de BNS, cependant il est employé par le pipeline MBTA lors de son analyse, ce qui justifie son choix. Ce choix permet ainsi de conserver la couverture de l'espace des paramètres entre la génération de la banque de calques et son utilisation. Lors de la création de la banque, il est également crucial de fournir la sensibilité (du moins, attendue) des détecteurs, de sorte que la couverture en calques soit adaptée. Dans le cas présent, la sensibilité attendue d'aLIGO lors du run O4 a été utilisée. En sus des paramètres destinés aux formes d'onde et à la sensibilité, il est nécessaire de définir la méthode de placement des calques dans l'espace des paramètres. Il en existe trois, dont les descriptions sont données ci-dessous.

3.4.2 Méthode de génération des banques

Méthode géométrique

Une première méthode de génération est la méthode géométrique [Brown et al. 2012]. Durant la première étape du processus de génération, une métrique dans l'espace des paramètres est calculée, la distance dans l'espace des paramètres se trouvant être la perte de SNR. En définissant un *match minimal*, c'est-à-dire la correspondance minimale entre un signal astrophysique et le calque le plus proche dans l'espace des paramètres (perte en SNR la plus faible), on peut alors en déduire le pas de discrétisation de l'espace des paramètres ; chaque point de cette nouvelle grille est alors un calque à ajouter à la banque. Cette méthode de génération est efficace pour de faibles masses *chirp*, car l'espace des paramètres est proche d'un espace plat. En revanche, lorsque les masses *chirp* sont élevées, la courbure de l'espace des paramètres devient trop importante, et la métrique calculée n'est alors plus adaptée. Cette méthode de génération est plus appropriée pour les BNS que pour les systèmes comprenant des trous noirs. Par ailleurs, cette méthode permet d'intégrer les spins dans l'espace des paramètres, à condition

qu'ils soient alignés avec le moment orbital du système.

Méthode stochastique

La méthode stochastique utilisée pour générer des banques de calques suit un algorithme assez simple [Capano et al. 2016 ; I. W. Harry, Allen et Sathyaprakash 2009] :

— Choisir un point z quelconque dans l'espace des paramètres considéré ;

— S'il n'existe pas de calque x dont la distance à z est inférieure à d_{thresh}, ajouter x à la banque ; sinon, revenir à la première étape. Ici, la distance entre deux points est liée, comme pour le cas de la méthode géométrique, à la perte en SNR. La distance seuil d_{thresh} est telle qu'une source se situant entre deux calques conserve un SNR supérieur au minimal match demandé.

Lorsqu'un nombre suffisamment grand de points ont été rejetés à la suite, la banque est considérée comme complète. Bien que moins efficace que la méthode géométrique car ayant tendance à générer un très grand nombre de calques et étant plus lente, elle a l'avantage de pouvoir être utilisée dans des zones de l'espace des paramètres où la méthode géométrique n'est plus capable de calculer efficacement une métrique (typiquement quand la masse *chirp* est grande).

Méthode hybride

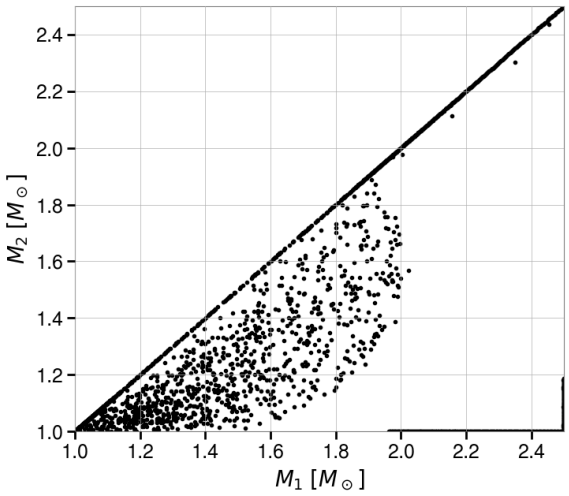
La troisième et dernière méthode de génération de banque de calques présentée est la méthode hybride [Roy, Sengupta et Ajith 2019 ; Roy, Sengupta et Thakor 2017], qui combine les méthodes géométrique et stochastique. Cette méthode place des calques de manière stochastique et calcule autour de chaque nouveau calque une métrique locale, à la manière de la méthode géométrique, pour paver localement l'espace des paramètres de calques. Un nouveau calque est rejeté lorsqu'il est placé trop proche d'un autre. Cette méthode, comme la méthode stochastique, tend à surpeupler l'espace des paramètres de calques, mais dans une moindre mesure (5-10% de calques en moins pour une couverture équivalente).

3.4.3 Évaluation de la banque à 40 Hz

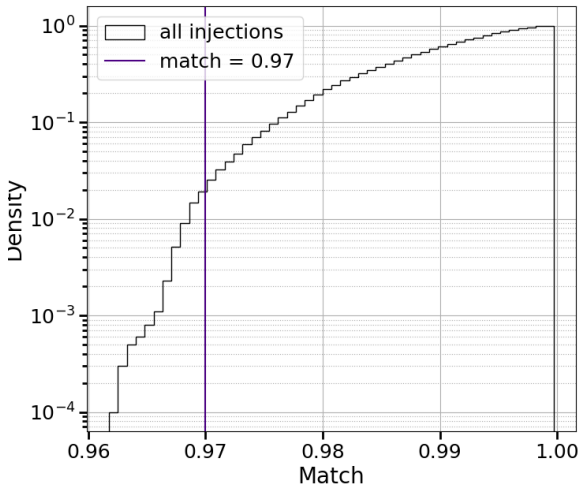
À l'issue de la génération de la première banque avec une méthode géométrique proposée par PyCBC [Ian W Harry et al. 2014], une vérification de son efficacité est effectuée. Cette vérification est double. D'une part, la vérification avec le programme prévu à cet effet, "banksim", comme il est coutumier (pour les pipelines basse latence) de le faire pour une banque de calques, et d'autre part, une vérification à travers MBTA via des injections dans un flux de données.

Pour la première partie de la vérification, le programme "banksim" teste la couverture de l'espace des paramètres en générant des formes d'onde et en mesurant leur correspondance avec les calques de la banque qu'on appelle le "match". Le match entre deux formes d'onde — ici

celles d'une injection et d'un calque — est le pourcentage de SNR obtenu en filtrant l'injection par le calque par rapport au SNR obtenu via le filtrage de l'injection par un calque ayant exactement la même forme d'onde. Dans le cas présent, les injections sont filtrées par plusieurs calques ; seul le meilleur match est gardé pour l'évaluation de la banque. Le programme est utilisé sur la bande de fréquence allant de 15 Hz à la fréquence maximale de la banque, soit en ce qui concerne cette toute première banque, 40 Hz. Un total de 10 000 injections ont été testées. Ces injections sont analysées avec la PSD d'aLIGO attendue pour O4, afin de correspondre à celle fournie lors de la génération. Les injections sont simulées avec l'approximant TaylorF2 dans le domaine fréquentiel, à défaut de pouvoir utiliser des approximants générant des formes d'onde dans le domaine temporel.



(a) Répartition des calques dans le plan (m_1, m_2)



(b) Histogramme cumulatif des SNR récoltés par rapport au SNR optimal du calque le plus proche

Figure III.12 – En III.12a, la banque de calques pour une bande de fréquence de 15 Hz à 40 Hz et un match minimal de 97 %. En III.12b, l'histogramme cumulatif de la banque à 40 Hz, le match minimal demandé pour cette banque est indiqué par l'axe vertical en violet à 97 %.

La figure III.12b montre que 98 % des injections sont retrouvées avec une correspondance supérieure ou égale au *Minimal Match*. L'écart de cette couverture effective de l'espace des paramètres par rapport à une couverture totale de l'ordre du pourcent semble indiquer que la banque est fiable. Une vérification dans le cadre d'une utilisation par MBTA avec les pré-déclenchements est cependant nécessaire pour une validation totale de la banque.

3.4.4 Efficacité des Early Warnings avec une banque complète

Contrairement à la première vérification, dans laquelle les injections étaient retrouvées de manière théorique en se passant du pipeline et du bruit, la seconde vérification tend à se rapprocher et à imiter des conditions réelles d'utilisation dans le cadre de recherches avec pré-

déclenchements. Elle permet ainsi d'évaluer la méthode de détection mise en place pour tout l'espace des paramètres.

Flux de données

Pour cette seconde partie de la vérification, nous avons utilisé les données de O3b recolorées en O4. Pour cette recoloration, une fonction de transfert du bruit de O3 vers O4 a été calculée. Cette fonction de transfert se trouve être le ratio entre les ASDs des détecteurs d'un run à l'autre. Pour le run O3, les densités spectrales d'amplitude utilisées proviennent des trois premiers mois du run (figure III.13a). Pour le run O4, les densités spectrales d'amplitude sont seulement théoriques (car ces recolorations ont été faites en amont du run) et sont présentées en fig. III.13b. La portée attendue de LIGO pour ces sensibilités est de 190 Mpc. La fonction de transfert résultante est ensuite lissée en appliquant une moyenne glissante sur trois points :

$$T_{smooth}(f_i) = \frac{1}{3}\left(T(f_{i-1}) + T(f_i) + T(f_{i+1})\right) \tag{3.2}$$

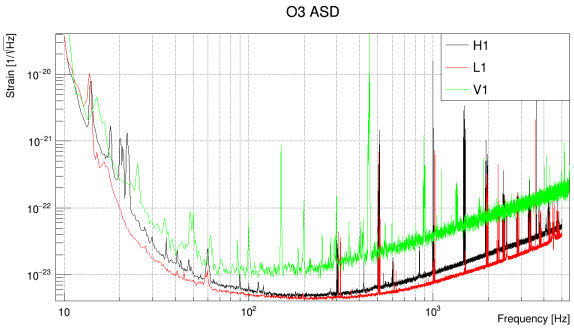
Les sensibilités n'étant pas définies aux mêmes fréquences, il a fallu faire une interpolation linéaire entre les points pour qu'elles correspondent et que la fonction de transfert soit calculable.

La fonction de transfert a alors été utilisée pour recolorer O3b. Cette partie du run ayant une meilleure portée que O3a, la portée après recoloration se trouve donc légèrement surestimée (200 Mpc au lieu de 190 Mpc). Cette étape de recoloration du bruit et de calcul de la fonction de transfert a été réalisée par Florian Aubin du groupe MBTA.

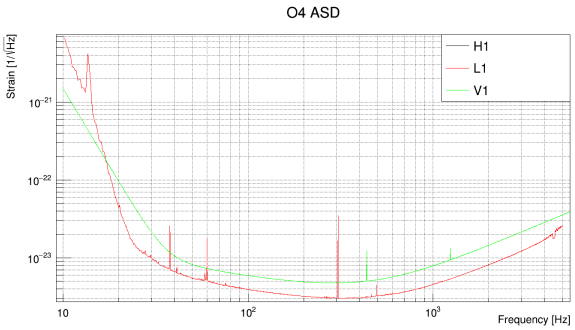
Nous avons utilisé une période de O3 recolorée pour l'ensemble de l'analyse, ayant une bonne qualité des données (perturbations, stabilité, cycle utile). On y remarque cependant de courtes périodes durant lesquelles un (deux) détecteur(s) ont des données de mauvaise qualité. On s'attend donc à ne pas avoir de triples (doubles) coïncidences durant ces périodes.

Injections

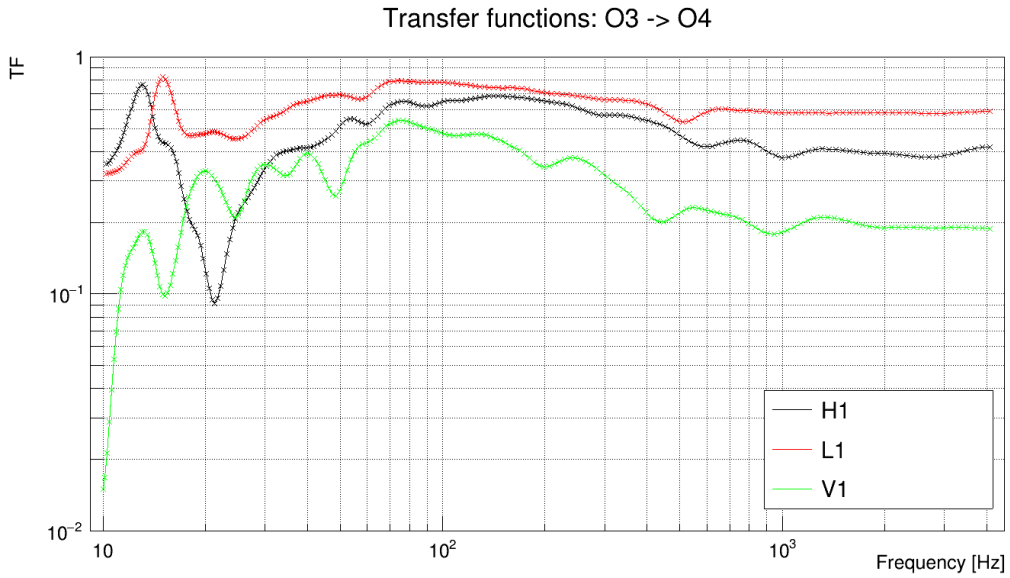
Aux données recolorées ont été ajoutées des injections de BNS. Les injections se trouvent toutes à la même localisation. Des variations de latitude et de longitude sont présentes suite au mouvement de la Terre par rapport à la source. La distance, quant à elle constante, est de 50 Mpc (ce qui est de l'ordre de la distance à la source de GW170817). Le flux de données agrémenté des injections est alors analysé par le pipeline MBTA. L'analyse est faite avec une seule bande sans χ^2 (il n'est utilisé que pour l'analyse à deux bandes par construction) et sans $auto\chi^2_{PQ}$. Les événements détectés sont ensuite étudiés en sortie du filtrage sans passer par les étapes de post-filtrage comprenant les calculs et l'attribution du FAR, de la p_{astro} et de l'ExcessRate. Le FAR et la p_{astro} nécessitent une adaptation des paramètres et des modèles faite après la construction et la vérification des banques (voir le prochain chapitre). Le *clustering* est appliqué aux coïncidences, cette étape ne demandant pas d'ajustement des paramètres à la configuration avec pré-déclenchements. Les événements ayant tous été placés très près de



(a) Densité spectrale d'amplitude O3



(b) Densité spectrale d'amplitude O4



(c) Fonction de transfert de recoloration de O3 à O4

Figure III.13 – Densité spectrale d'amplitude (ASD) des runs O3 et O4 et fonction de transfert de recoloration : Pour le run O3, il s'agit d'ASD tirées des 3 premiers mois d'observation. Pour le run O4, il s'agit des ASD attendues avec une portée à 190 Mpc pour LIGO. Les deux courbes LIGO sont superposées sur ce graphique. La fonction de transfert entre les deux runs est le ratio des ASDs. Les bandes de fréquences changent entre les deux runs, une interpolation linéaire a donc été nécessaire pour les faire correspondre. La fonction de transfert est lissée en faisant une moyenne glissante sur 3 points afin d'éviter les variations et les lignes de fréquences dans la sensibilité de O3. (interpolations et figures réalisées par F. Aubin)

l'observateur (50 Mpc), il est attendu que des déclenchements aient lieu dans les flux de données de l'ensemble des trois détecteurs utilisés (HLV) ; par conséquent, seules les triples coïncidences *HLV-clustered* seront considérées parmi les résultats.

Résultats

Les résultats de ces vérifications sont visibles en fig. III.14. On peut constater un écart plus ou moins constant selon la masse *chirp* quant au nombre d'événements retrouvés par rapport au nombre d'événements injectés. Cet écart provient des périodes durant lesquelles les données sont de mauvaise qualité ou comportent un ou plusieurs détecteurs en dehors de leur configuration d'acquisition de données (*"delocké"*). En dehors de ces périodes, toutes les injections ont été retrouvées.

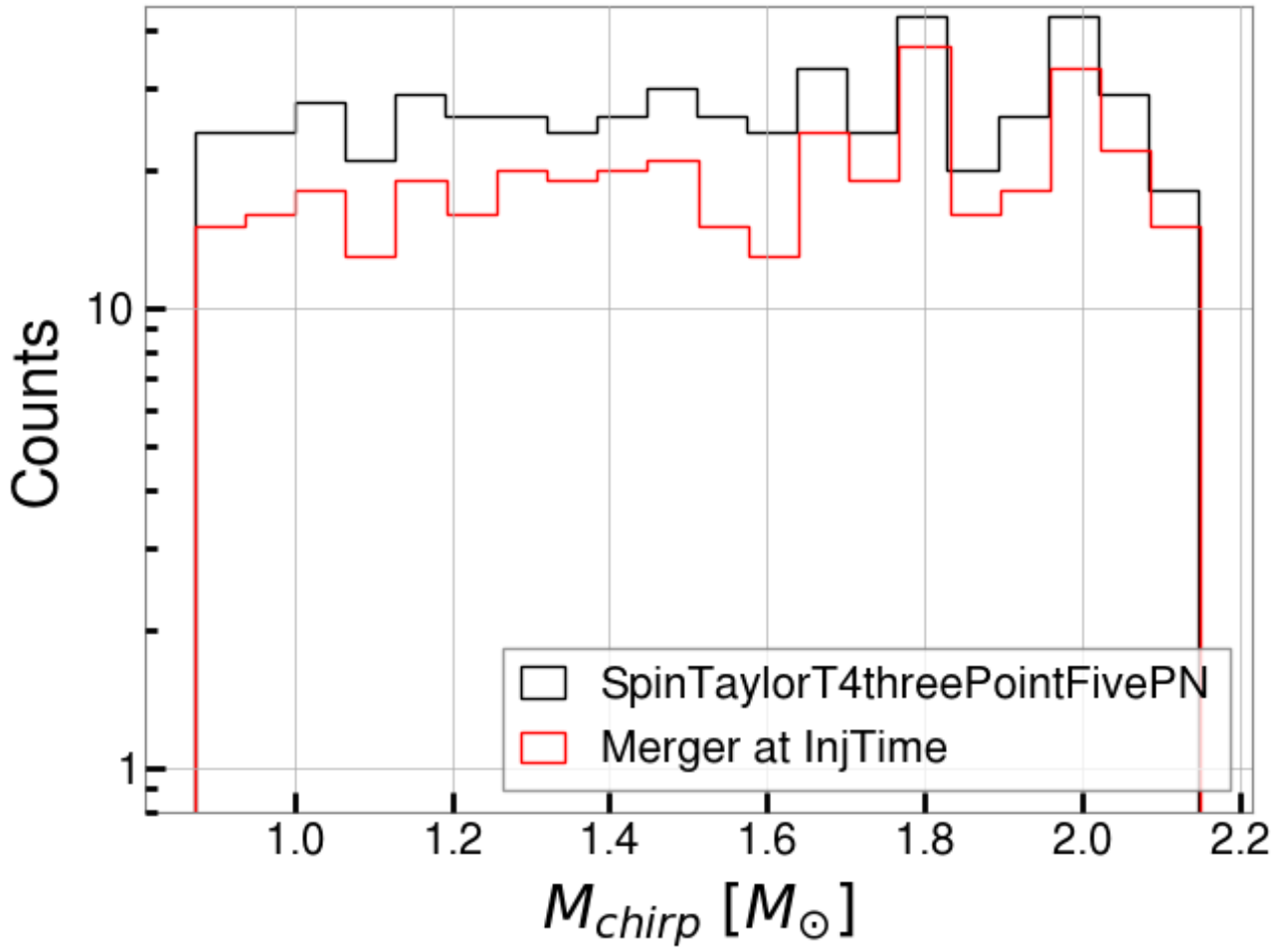


Figure III.14 – Nombre d'événements en fonction de la chirp mass (1 job/bin). En noir, l'histogramme du nombre d'injections dans le job. En rouge, les événements dus à une injection (même temps de coalescence à 1s près et même masse *chirp* à $0.05 M_\odot$ près).

Lorsqu'un déclenchement a lieu, le temps entre la détection, qui devrait être le moment où

la forme d'onde atteint f_{EW}, et la coalescence est calculé à l'ordre Newtonien selon la formule :

$$t(f) = \frac{5}{256}\left(\frac{G\mathcal{M}}{c^3}\right)^{-5/3}(\pi f)^{-8/3} \tag{3.3}$$

En comparant les écarts entre les temps des injections retrouvées par MBTA et les temps de coalescence des injections, on constate un accord avec les temps attendus selon la théorie à l'ordre Newtonien (fig. III.15). On peut cependant remarquer un léger biais qui décroît avec la masse *chirp*. Celui-ci s'explique par l'écart entre le niveau d'approximation des formes d'onde utilisées (3.5PN) et le calcul à l'ordre Newtonien. Pour une meilleure précision dans la suite, le calcul du temps entre la détection et la coalescence sera effectué à partir de la forme d'onde du template, utilisant ainsi le même ordre PN et le même approximant.

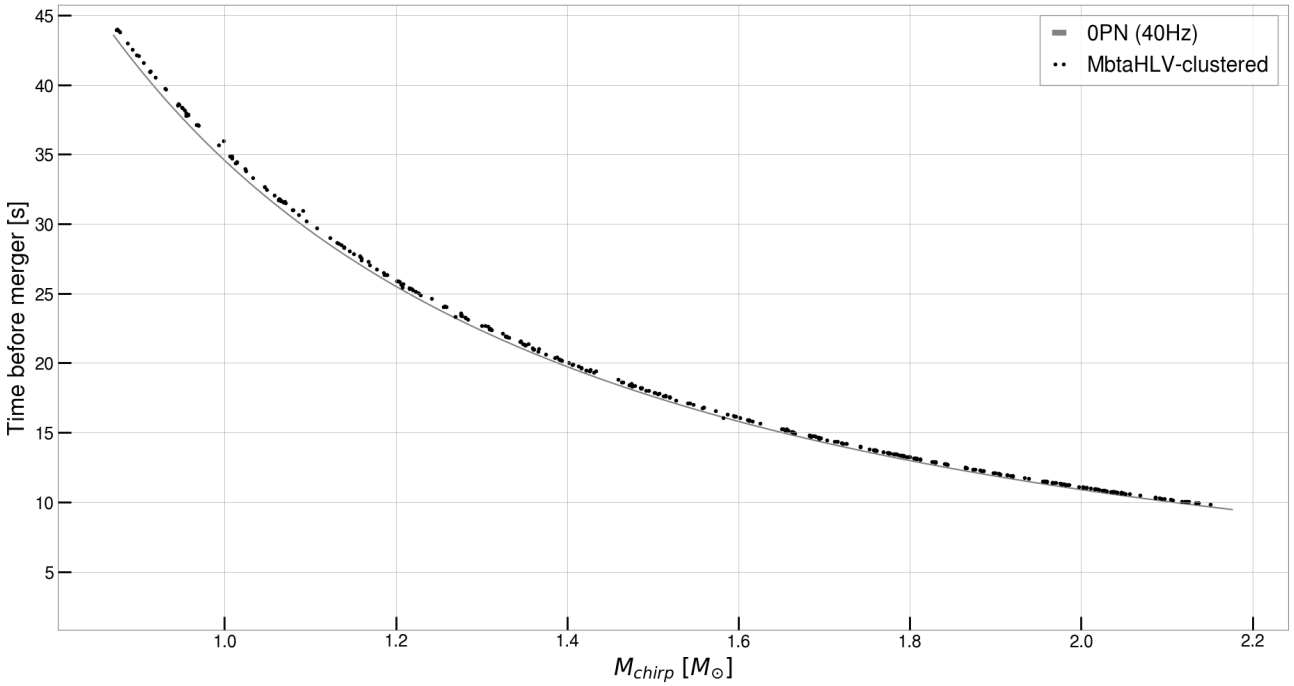


Figure III.15 – Temps avant la fusion en fonction de la masse *chirp* pour une fréquence de coupure à 40 Hz. La courbe en trait plein donne le temps avant fusion auquel la fréquence de l'onde atteint la fréquence de coupure de 40 Hz, d'après un calcul à l'ordre Newtonien. Les points noirs montrent les écarts en temps entre la détection d'une injection et le temps de coalescence de l'injection.

Les confirmations sur l'efficacité, d'une part, de la génération de la banque et, d'autre part, du filtrage avec Early Warning pour tout l'espace des paramètres, autorisent la génération d'un ensemble plus conséquent de banques qui pourraient alors être utilisées pour le run O4.

3.4.5 Ensemble des banques pour le run O4

Sachant que la banque à 40 Hz avec un match minimal de 97 % permet de retrouver des injections de BNS dans un signal de type O3 recoloré vers O4, la génération des banques de calques pour l'ensemble des fréquences envisagées pour la recherche avec pré-déclenchement a

été réalisée. Comme pour la banque précédente, la méthode de génération géométrique a été choisie. En revanche, le *minimal match* a été élevé à 98 % pour avoir une meilleure couverture. Le nombre de calques par banque n'étant pas trop élevé ($\mathcal{O}(1000)$), l'augmentation du *Minimal Match* laisse les banques relativement petites (voir la figure III.16).

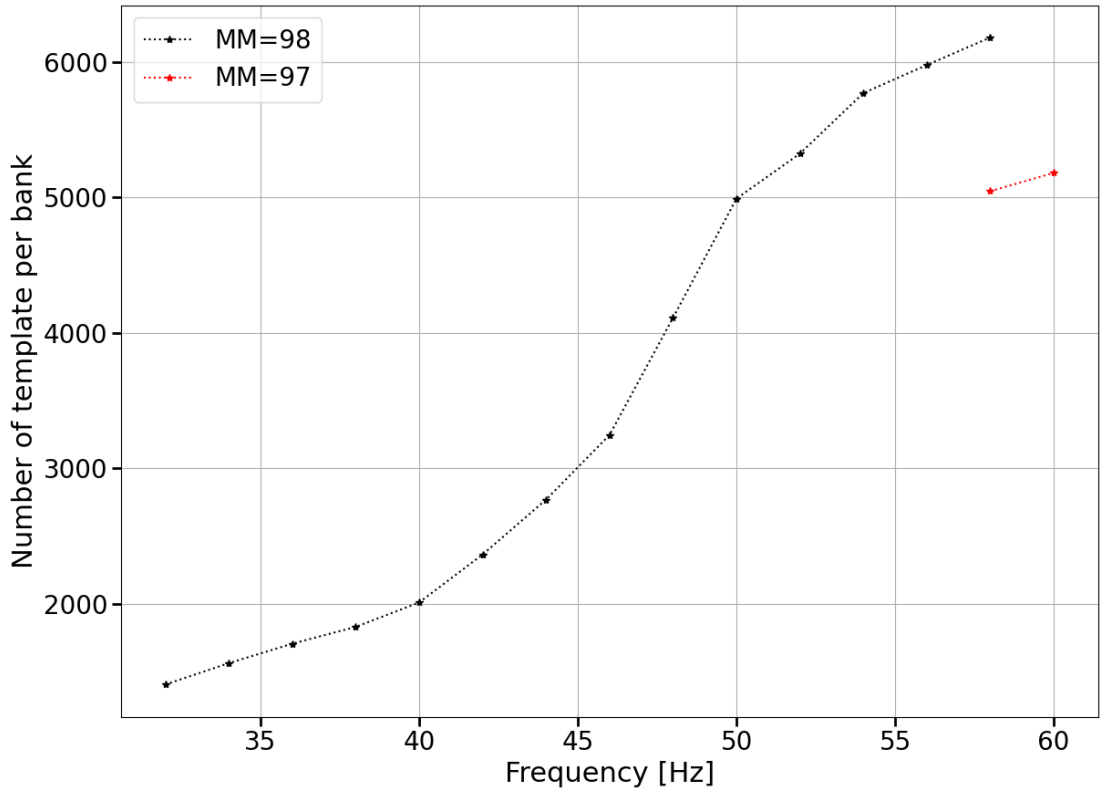


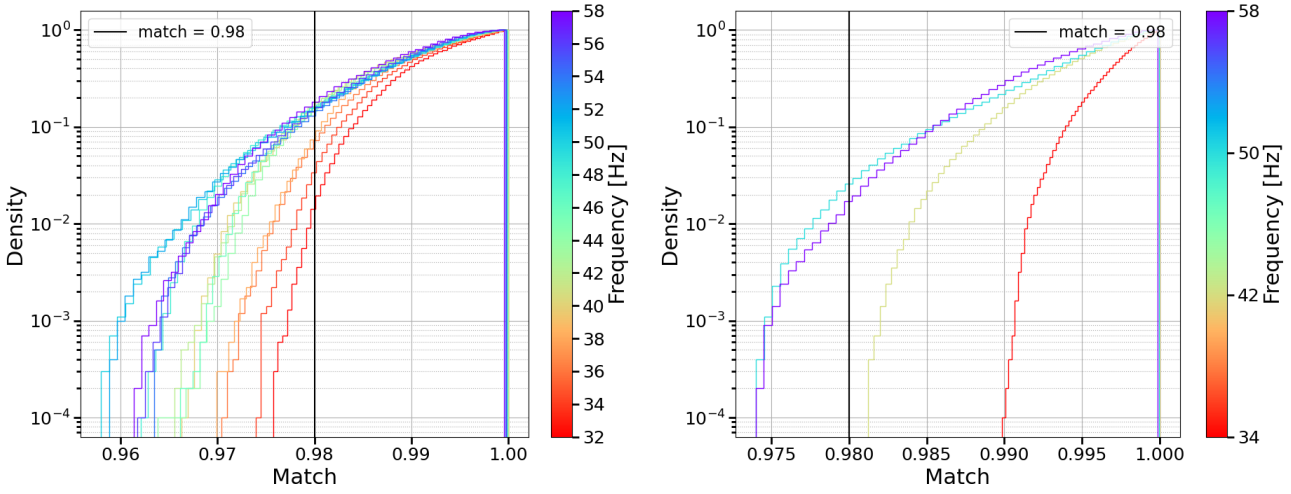
Figure III.16 – Nombre de calques par banque en fonction de la fréquence maximale de détection : En noir, les banques avec un match minimal à 98 % et en rouge, les banques avec un match minimal à 97 %.

Une vérification de l'efficacité des banques de calques a été réalisée sur une bande de fréquences allant de 15 Hz à la fréquence de pré-déclenchement via le programme banksim.

On constate sur la figure de gauche (figure III.17a) qu'un nombre croissant, avec la fréquence, d'injections n'ont pas été retrouvées avec un SNR suffisamment haut par rapport au SNR optimal de leur plus proche calque lorsque banksim a testé les banques.

Cependant, dans la pratique, la bande de fréquence utilisée est entre 24 Hz et la fréquence de pré-déclenchement pour le run O4. C'est pourquoi une seconde vérification sur cette bande de fréquence plus restreinte a également été faite pour les fréquences choisies pour la recherche avec pré-déclenchement.

Dans la figure de droite (fig. III.17b), représentant la bande de fréquences réellement utilisée pour O4, seules les deux plus hautes fréquences sur les quatre utilisées dans les recherches avec pré-déclenchement présentent des injections retrouvées avec un SNR trop bas. Ces défauts sont d'ailleurs comparables à ceux des banques à 32 et 34 Hz obtenus lors de la vérification avec une grande bande de fréquence (fig. III.17a). Ces *Minimal Matches* effectifs de moins de 1 %



(a) Bande fréquence de 15 Hz *à la fréquence de pré-déclenchement*

(b) Bande fréquence de 24 Hz *à la fréquence de pré-déclenchement*

Figure III.17 – Histogrammes cumulatifs des SNR récoltés par rapport au SNR optimal : Les histogrammes cumulatifs des SNR par rapport au SNR optimal du calque le plus proche pour les banques dont le match minimal demandé lors de la génération était de 98 %. La fréquence de coupure de pré-déclenchement f_{EW} est indiquée par la barre de couleur, avec les fréquences les plus basses vers le rouge et les fréquences les plus hautes vers le bleu et le violet. Le match minimal de 98 % est indiqué par une droite verticale noire. En III.17a, pour l'ensemble des banques, la vérification à une bande de fréquence commençant à 15 Hz. En III.17b, pour l'ensemble des banques, la vérification à une bande de fréquence commençant à 24 Hz, comme les recherches basse latence du run O4.

d'écart au *Minimal Matches* demandé sont jugés suffisamment faibles pour ne pas nécessiter la création de nouvelles banques, ce qui rend possible l'utilisation de ces banques pour les tests sur les données de O3 (Mock Data Challenge O3Replay) discutés dans le chapitre suivant, le run d'ingénierie ER15 (*Engineering Run 15*) et surtout le run d'observation O4 qu'ER15 précède.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu voir la méthode que nous allons appliquer avec MBTA pour mettre en place des recherches avec pré-déclenchement. Nous avons en sus examiné l'impact de ces pré-déclenchements sur le cSNR récolté et sur la précision de la localisation faite par Bayestar. Enfin, nous avons construit des banques de calques adaptées aux fréquences de pré-déclenchement. Il est maintenant nécessaire d'adapter les pré-traitements et les post-traitements des données en confrontant MBTA Early Warning à un ensemble d'injections plutôt qu'à une seule source, et à un bruit non-gaussien, plus proche des conditions de fonctionnement durant les runs d'observation.

Références

Abbott, B. P. et al. (oct. 2017). « A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant ». In : *Nature* 551.7678, p. 85-88. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/nature24471. URL : http://dx.doi.org/10.1038/nature24471.

Abbott, B. P. et al. (oct. 2017). « GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral ». In : *Phys. Rev. Lett.* 119 (16), p. 161101. DOI : 10.1103/PhysRevLett.119.161101. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101.

Abbott, Benjamin P (2017). « Multi-messenger observations of a binary neutron star merger ». In.

Abbott, Benjamin P, R Abbott et al. (2020). « Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with Advanced LIGO, Advanced Virgo and KAGRA ». In : *Living reviews in relativity* 23, p. 1-69.

Abbott, Benjamin P, Richard Abbott et al. (2018). « GW170817 : Measurements of neutron star radii and equation of state ». In : *Physical review letters* 121.16, p. 161101.

Abbott, Benjamin P, Robert Abbott et al. (2017). « Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger : GW170817 and GRB 170817A ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 848.2, p. L13.

Aubin, Florian et al. (2021). « The MBTA pipeline for detecting compact binary coalescences in the third LIGO–Virgo observing run ». In : *Classical and Quantum Gravity* 38.9, p. 095004.

Brown, Duncan A. et al. (oct. 2012). « Detecting binary neutron star systems with spin in advanced gravitational-wave detectors ». In : *Physical Review D* 86.8. ISSN : 1550-2368. DOI : 10.1103/physrevd.86.084017. URL : http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.084017.

Capano, Collin et al. (juin 2016). « Implementing a search for gravitational waves from binary black holes with nonprecessing spin ». In : *Physical Review D* 93.12. DOI : 10.1103/physrevd.93.124007. URL : https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.93.124007.

Harry, I. W., B. Allen et B. S. Sathyaprakash (nov. 2009). « Stochastic template placement algorithm for gravitational wave data analysis ». In : *Phys. Rev. D* 80 (10), p. 104014. DOI : 10.1103/PhysRevD.80.104014. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.80.104014.

Harry, Ian W et al. (2014). « Investigating the effect of precession on searches for neutron-star–black-hole binaries with Advanced LIGO ». In : *Physical Review D* 89.2, p. 024010.

Kasen, Daniel et al. (oct. 2017). « Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational-wave event ». In : *Nature* 551.7678, p. 80-84. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/nature24453. URL : http://dx.doi.org/10.1038/nature24453.

Peters, P. C. (nov. 1964). « Gravitational Radiation and the Motion of Two Point Masses ». In : *Phys. Rev.* 136 (4B), B1224-B1232. doi : 10.1103/PhysRev.136.B1224. url : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.136.B1224.

Roy, Soumen, Anand S. Sengupta et Parameswaran Ajith (jan. 2019). « Effectual template banks for upcoming compact binary searches in Advanced-LIGO and Virgo data ». In : *Physical Review D* 99.2. issn : 2470-0029. doi : 10.1103/physrevd.99.024048. url : http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.99.024048.

Roy, Soumen, Anand S. Sengupta et Nilay Thakor (mai 2017). « Hybrid geometric-random template-placement algorithm for gravitational wave searches from compact binary coalescences ». In : *Physical Review D* 95.10. issn : 2470-0029. doi : 10.1103/physrevd.95.104045. url : http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.95.104045.

Shannon, Claude Elwood (1949). « Communication in the presence of noise ». In : *Proceedings of the IRE* 37.1, p. 10-21.

Chapitre 4

Analyse des pré-déclenchements

Sommaire

3.1 Introduction aux pré-déclenchements 60
3.1.1 Le premier signal multi-messagers : GW170817 60
3.1.2 But et principe des pré-déclenchements 62
3.2 Développement des pré-déclenchements pour MBTA 63
3.2.1 Test de la méthode 63
3.2.2 Méthode par réduction de l'échantillonnage 65
3.2.3 Méthode par fenêtrage des calques 66
3.2.4 Filtrage à une seule bande 67
3.3 Impact des pré-déclenchements sur la localisation 69
3.4 Banques de filtres 71
3.4.1 Construction de la première banque de calques 73
3.4.2 Méthode de génération des banques 73
3.4.3 Évaluation de la banque à 40 Hz 74
3.4.4 Efficacité des Early Warnings avec une banque complète 75
3.4.5 Ensemble des banques pour le run O4 79
3.5 Conclusion 81
Références 82

Les méthodes de pré-déclenchement testées précédemment ont été confrontées à des événements qui simulent le signal reçu d'une BNS standard ($m_1 = 1.4\,\mathrm{M}_\odot$, $m_2 = 1.4\,\mathrm{M}_\odot$, $s_1 = 0$, $s_2 = 0$) situé à 50 Mpc de la Terre. Dans ce chapitre, nous voyons les modifications à apporter au pipeline dans ses pré-traitements et ses post-traitements pour son fonctionnement, ainsi que l'efficacité du pipeline en configuration avec pré-déclenchement, en le confrontant à un ensemble d'injections dans des données O3 rejouées, dites O3Replay, dans un "run d'entraînement", puis dans des données O4a rejouées, dites O4Replay.

Après avoir constitué les banques de calques, un ensemble de tests en conditions réelles sur les fréquences de pré-déclenchement ont besoin d'être faits pour le déploiement de la chaîne en vue d'une utilisation lors des runs d'observation, et en particulier le run O4, qui a débuté le 24 Mai 2023. Ce "run d'entraînement" est un Mock Data Challenge (MDC) utilisant des injections fournies par le groupe Rates & Populations [1] superposées aux données de O3, dont le flux de données est rejoué et analysé en temps réel par les différents pipelines d'analyse basse latence cherchant des CBCs [Chaudhary et al. 2023]. Ce 11ième MDC s'est déroulé du 16 Février au 28 Mars 2023. Les MDC utilisent une infrastructure pour redistribuer le flux de données vers les pipelines à basse latence de la collaboration LVK en temps réel. Un "replay" du run O3 s'est poursuivi à la suite du MDC jusqu'au début du run O4 le 24 Mai 2023.

4.1 Population d'injections

Les injections que fournissent les membres du groupe Rates & Populations sont composées de trois populations :

— une population de BNS avec des masses *chirp* entre $1.0\,\mathrm{M}_\odot$ et $2.05\,\mathrm{M}_\odot$;

— une seconde population de BBH et NSBH avec des masses *chirp* entre $1.0\,\mathrm{M}_\odot$ et $60\,\mathrm{M}_\odot$ pour le trou noir ;

— une troisième population de BBH avec des masses *chirp* entre $2.05\,\mathrm{M}_\odot$ et $100\,\mathrm{M}_\odot$.

De plus amples détails sur leurs paramètres sont donnés dans le tableau IV.1. Toutes ces injections sont générées avec l'approximant IMRPhenomPv2_NRTidalv2 [Dietrich et al. 2019] pour prendre en compte les effets de marée propres aux étoiles à neutrons que nous retrouvons dans les équations d'état type SLy [Chabanat et al. 1998]. Les trous noirs ont un paramètre d'effet de marée nul.

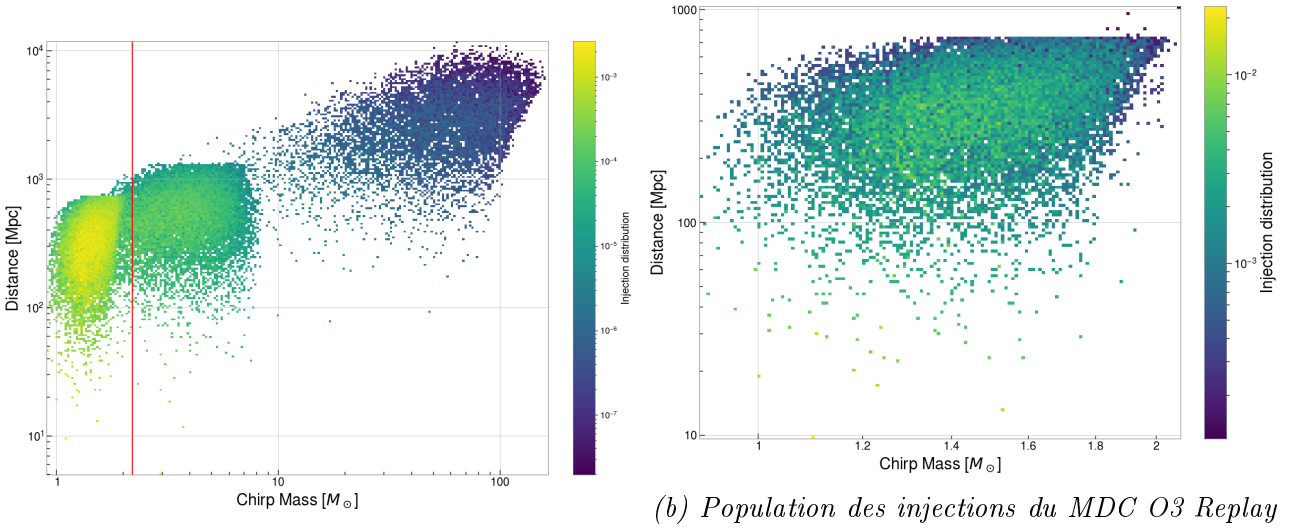
Propriétés des Binaires Compactes						
Type	m (min-max)	distrib. de m	spin max	distrib. des spins	proportion	z_{max}
BNS	$1.0 - 2.05\,\mathrm{M}_\odot$	uniforme	0.4	uniforme & isotrope	40.9%	0.15
	$1.0 - 2.05\,\mathrm{M}_\odot$	uniforme	0.4	uniforme & isotrope		
NSBH	$1.0 - 60.0\,\mathrm{M}_\odot$	$\propto m^{-1}$	0.998	uniforme & isotrope	35.8%	0.25
	$1.0 - 2.05\,\mathrm{M}_\odot$	uniforme	0.4	uniforme & isotrope		
BBH	$2.05 - 100\,\mathrm{M}_\odot$	$\propto m^{-2.35}$	0.998	uniforme & isotrope	23.3%	1.9
	$2.05 - 100\,\mathrm{M}_\odot$	$\propto m$	0.998	uniforme & isotrope		

Table IV.1 – Tableau récapitulatif des paramètres intrinsèques, des proportions et des *redshift* maximaux des injections pour le MDC O3 Replay. [Chaudhary et al. 2023]

La répartition dans l'espace des injections est uniforme en covolume dans une cosmologie ΛCDM avec $H_0 = 67.3\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$ et $\Omega_m = 0.3$. Pour toutes les injections générées, un SNR

1. Un sous-groupe de recherche du groupe CBC de la collaboration LVK dédié à l'étude des populations d'objets compacts et des taux d'événements

optimal minimal de 4 est attendu. Celles avec un SNR optimal attendu plus faible ne pouvant être détectées ne sont pas générées. Ces trois populations sont présentées en fig. IV.1a avec leur distance à la Terre. Bien que l'ensemble des injections soit présent, nos banques de calques ne seront sensibles qu'aux BNS et quelques NSBH ou BBH ayant des masses entre $1.0\,M_\odot$ et $2.5\,M_\odot$ pour les deux objets en figure IV.1b. Dans la mesure où les effets de marée ne deviennent significatifs et n'interviennent que sur une part du signal au-delà de la fréquence de coupure des Early Warnings [Vines, Flanagan et Hinderer 2011], l'utilisation des banques dont la génération est basée sur des formes d'onde SpinTaylorT4 à l'ordre 3.5PN comme des formes d'onde utilisées pour filtrer le signal (même ordre PN que IMRPhenomPv2_NRTidalv2) ne sera pas problématique et est justifiée. En ce qui concerne les spins des objets, leur distribution isotrope, là où les filtres les considèrent alignés ou anti-alignés avec le moment orbital de la binaire, ne s'annonce pas pénalisante pour le filtrage puisque les effets des spins non-alignés sur le moment orbital génèrent une précession du système due au couplage spin-orbite et spin-spin dont les termes principaux apparaissent aux ordres 1.5PN (spin-orbit) et 2PN (spin-spin) [Schmidt, Ohme et Hannam 2015]. Comme vu au chapitre 3, l'ordre 0PN est largement dominant pour les BNS, notamment avec des pré-déclenchements.



(a) Population des injections du MDC O3 Replay

(b) Population des injections du MDC O3 Replay restreintes aux BNS

Figure IV.1 – Population des injections utilisées dans le MDC O3 Replay. Le trait vertical rouge sur le graphique de gauche indique la masse *chirp* maximale possible permise pour la recherche de BNS avec pré-déclenchement.

4.2 Configuration pour pré-déclenchement

Pour le MDC O3 Replay, un ensemble de quatre fréquences de pré-déclenchement fut utilisé afin de tester le pipeline : 34 Hz, 42 Hz, 50 Hz, et 58 Hz. Ces quatre fréquences demandent quatre instances en parallèle du filtrage par le pipeline MBTA sur les mêmes données. Les recherches avec pré-déclenchements n'utilisant qu'une seule bande de fréquence pour le filtrage, le calcul

du χ^2 ne sera pas effectué. Le choix des fréquences considérées est différent selon les pipelines. Les pipelines effectuant leur filtrage dans le domaine temporel ont des temps de coupure avant fusion prédéfinis. L'ensemble des temps et fréquences est donné dans le tableau IV.2.

Fréquences et temps de coupure											
Fréquence (Hz)	29	31	32	34	38	42	44	49	50	56	58
Temps avant fusion (s)	60	50	46	40	30	22	20	15	14	10	9
GstLAL	X		X		X			X		X	
MBTA				X		X			X		X
PyCBC Live	X		X		X		X	X		X	
SPIIR	X	X		X	X		X			X	

Table IV.2 – Tableau des coupures pour la recherche Early Warning des pipelines de recherche de CBC. Les pipelines GstLAL [Sachdev et al. 2020], MBTA et PyCBC [Nitz, Schäfer et Dal Canton 2020] ont des fréquences de coupure pour limiter leur filtrage. Le pipeline SPIIR [Kovalam et al. 2022] a des temps de coupure avant la fusion pour limiter son filtrage. La correspondance entre fréquence et temps présentée dans ce tableau est calculée pour une BNS standard.

Pour MBTA, en ce qui concerne les données utilisées, seule la recherche avec la plus basse des fréquences de coupure, c'est-à-dire 34 Hz, utilise les données de Virgo lors du filtrage ; la latence du processus de reconstruction des données de Virgo étant significativement plus grande que celle de LIGO pour une recherche avec pré-déclenchement. En effet, la reconstruction des données de Virgo nécessite un passage dans le domaine fréquentiel, résultant en une latence de 8 secondes plus grande que celle de LIGO [Baltus et al. 2021]. D'autres adaptations du pipeline étaient ou se sont révélées nécessaires en plus du changement des banques et de l'ajout de la fréquence de coupure, afin de correspondre à la recherche avec pré-déclenchement.

4.2.1 Adaptation du pré-traitement des données

En particulier, une adaptation du *gating* pour correspondre à la nouvelle bande de fréquence a montré sa nécessité lors du MDC 11. Avec cette adaptation, apportée par les membres de l'équipe MBTA, le calcul de la portée qu'utilise le *gating* n'intègre plus jusqu'à la fréquence ISCO mais s'arrête à une fréquence plus basse. Nous constatons sur les spectrogrammes en fig. IV.2 que les sursauts de bruit à basse fréquence (exemple cerclé de rouge) ne sont pas supprimés par le *gating* classique, contrairement au *gating* limité aux basses fréquences et s'arrêtant à 37 Hz [2]. Afin de ne faire qu'un seul pré-traitement des données et donc d'appliquer le même *gating* pour l'ensemble des recherches avec Early Warning, la fréquence maximale pour le calcul de la portée est de 40 Hz.

2. Cette fréquence a été élevée à 40 Hz lorsque la modification des fréquences de coupure utilisées est passée de 32 Hz, 40 Hz et 46 Hz à 34 Hz, 42 Hz, 50 Hz et 58 Hz. Le seuil d'activation du *gating* est aussi modifié par ce changement de fréquence de pré-déclenchement et passe de 50% de la portée médiane à 60%.

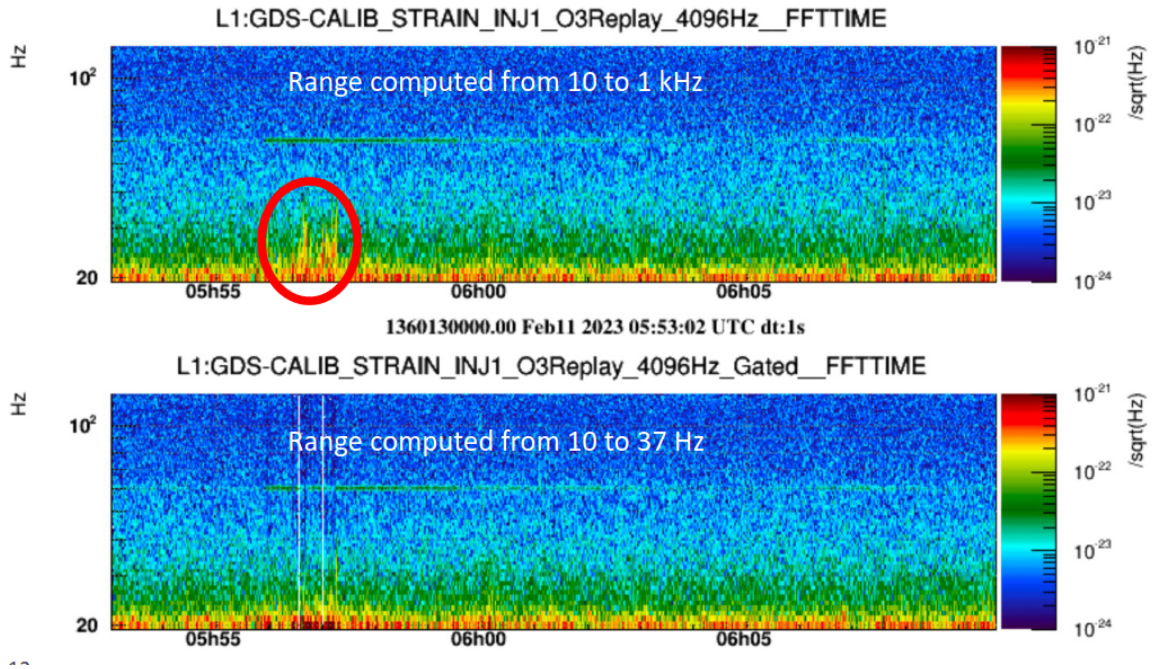


Figure IV.2 – Spectrogrammes des données de LIGO Livingston durant O3. En haut, le *gating* est appliqué en calculant la portée entre 10 Hz et 1024 Hz. En bas, la portée est calculée entre 10 Hz et 37 Hz. Avec cette nouvelle portée, le *gating* s'active vers 05h57 (voir les deux lignes verticales blanches) et supprime le puissant bruit aux basses fréquences à ce moment. [graphe par Benoît Mours pour le groupe MBTA]

4.2.2 Nouveaux modèles pour p_{Astro}

Aux modifications du pré-traitement des données s'ajoute une modification dans le post-traitement des données, en particulier dans le calcul de la p_{Astro}, ce qui est adapté aux pré-déclenchements par l'équipe MBTA et qui est résumé ci-dessous. Les recherches avec pré-déclenchement étant limitées aux BNS, il n'y aura dans ce cas qu'un seul bin. Un des piliers de la variable p_{Astro} est le modèle de bruit utilisé, qui est propre à une recherche et à un type de coïncidence. En conséquence, un modèle de bruit spécifique à chaque recherche avec pré-déclenchement est conçu. Le calcul des nouveaux bruits de fond est fait par la méthode classique se basant sur des fausses coïncidences de déclenchements. Est ensuite ajustée, une exponentielle d'un polynôme propre à chacune des distributions cumulatives de bruit de fond. Dans le cas des Early Warnings, ce sont des polynômes d'ordre 7. Les données de bruit utilisées pour construire ces modèles sont celles des premiers jours du MDC 11. Le choix, reposant sur l'optimisation de la latence, de ne pas prendre les données de Virgo pour les recherches à 42 Hz, 50 Hz et 58 Hz ne demande la construction que d'un modèle de bruit par recherche (seulement pour les coïncidences HL). Le détecteur Virgo ayant rejoint le run uniquement pour O4b et étant donné sa sensibilité faible par rapport à celle de LIGO, les données qu'il produit ne sont utilisées que pour la localisation des événements vus par LIGO. C'est pourquoi la recherche à 34 Hz, comme les autres recherches EW, n'utilise in fine qu'un modèle de bruit. Ces modèles sont présentés en figure IV.3.

Fraction de SNR récolté				
Fréquence (Hz)	34	42	50	58
Fraction (%)	30	42	52	62

Table IV.3 – Fraction de cSNR récolté pour chaque fréquence de pré-déclenchement. La fraction est estimée en utilisant la sensibilité attendue pour le run O4.

En sus des nouveaux modèles de bruit, s'ajoutent de nouveaux modèles de signal astrophysique. La bande de fréquence étant réduite, seule une fraction $r_{EW} = SNR_{EW}/SNR_{total}$ du SNR total est récoltée lors du filtrage (tableau IV.3), donnant un taux de BNS modifié :

$$\mathcal{R}_{BNS}^{f_{EW}}(cSNR^2) = \frac{A_{EW}}{(cSNR^2)^{3/2}} \tag{4.1}$$

avec A_{EW}, un facteur de normalisation calculé à partir du taux de BNS vu dans MBTA, estimé via le nombre de BNS au-dessus du seuil $cSNR^2 > 61$:

$$A_{EW} = 2.14/yr \times r_{EW}^3 \times 61^{3/2} \tag{4.2}$$

où $2.14/yr$ est le taux d'événements astrophysiques attendu pour des BNS avec un SNR^2 supérieur ou égal à 61. Dans la formule du taux d'événements astrophysiques, on constate qu'il dépend de SNR^{-3}. En effet, le SNR est proportionnel à l'inverse de la distance ; or, pour une distribution volumique de nos événements qu'on suppose uniforme, on s'attend naturellement à avoir une diminution cubique du taux d'événements avec la distance. Le taux attendu d'événements en fonction du SNR combiné est présenté en figure IV.3. Les droites décrivant le taux attendu pour le signal astrophysique sont celles se basant sur des détecteurs dont la portée BNS est celle d'O3. La droite noire est pour une recherche utilisant la bande de fréquence entière. Les autres droites correspondent à une recherche dont la bande de fréquence est réduite. Ces taux sont obtenus en multipliant la droite noire par le facteur r_{EW}^3.

On remarque que le bruit de fond pour la recherche à 34 Hz est très étendu et élevé par rapport au signal astrophysique, visible en bleu sur la figure IV.3. Nous avons conclu que les détections seraient trop polluées par de fausses alarmes pour permettre l'envoi d'alertes par une recherche coupée à 34 Hz. Les entraînements et tests du pipeline se feront en revanche avec cette recherche. Liés à la variable p_{Astro}, de légers ajustements dans le calcul du FAR ont été nécessaires, mais ne seront pas détaillés.

4.3 MDC O3 Replay

Pendant le MDC, les recherches classiques, dites AllSky, et celles avec pré-déclenchement, appelées Early Warnings sont testées et évaluées. Ici, les mêmes données avec les mêmes injections sont traitées par des instances parallèles de MBTA. Une pour la recherche AllSky

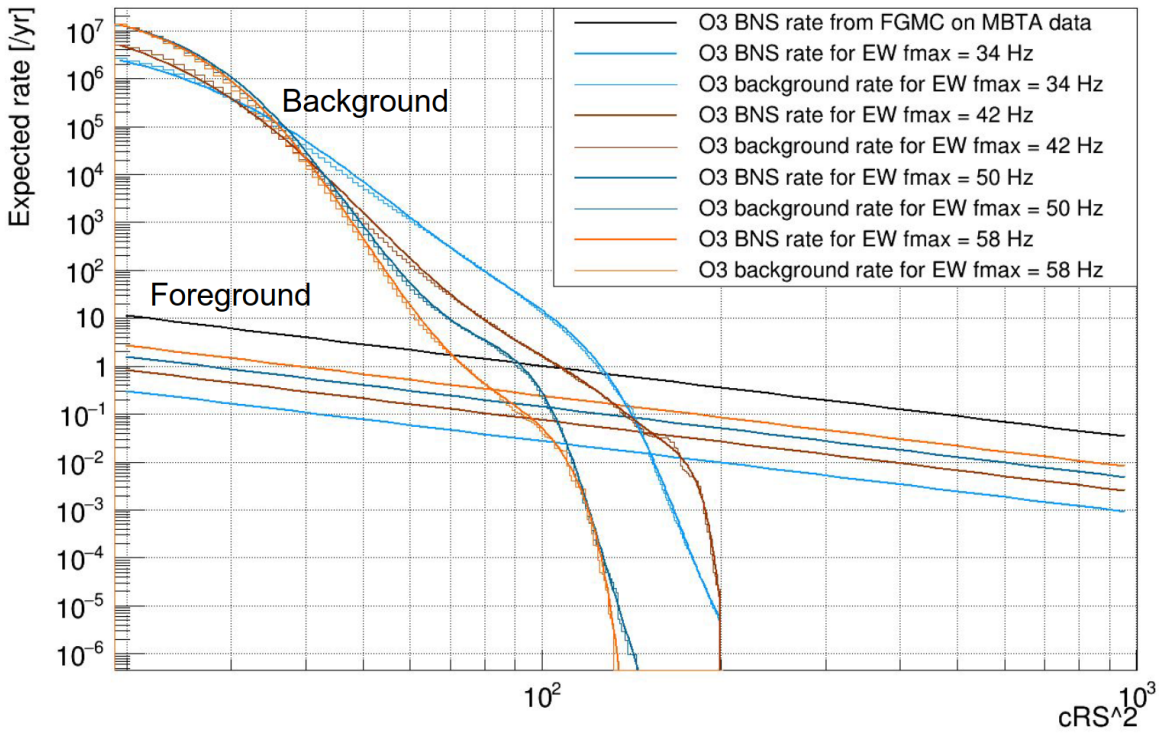


Figure IV.3 – Taux cumulatif d'événements en coïncidence HL de bruit de fond et astrophysique pour les quatre recherches avec pré-déclenchement en fonction de la statistique de classement combinée carrée (ici $cSNR^2$). Les lois de puissance décrivent le taux de détections astrophysiques (Foreground). Les histogrammes cumulatifs sont construits grâce au bruit du MDC 11, et les ajustements avec des exponentielles d'un polynôme sont les modèles de bruit de fond (Background) ainsi obtenus. [graphe par Dimitri Estevez pour le groupe MBTA]

et quatre pour les recherches Early Warning. À l'issue du run MDC sur les données de O3 Replay, prenant une configuration de MBTA Early Warning similaire à celle d'O4, nous sélectionnons uniquement les événements dont les masses sont dans l'espace des paramètres des BNS ($m_{1/2} \in [1.0, 2.5]$), comme présenté dans la figure IV.1b. Nous comparons ensuite ceux retrouvés par MBTA Early Warning avec les injections de l'espace des BNS retrouvées par MBTA AllSky.

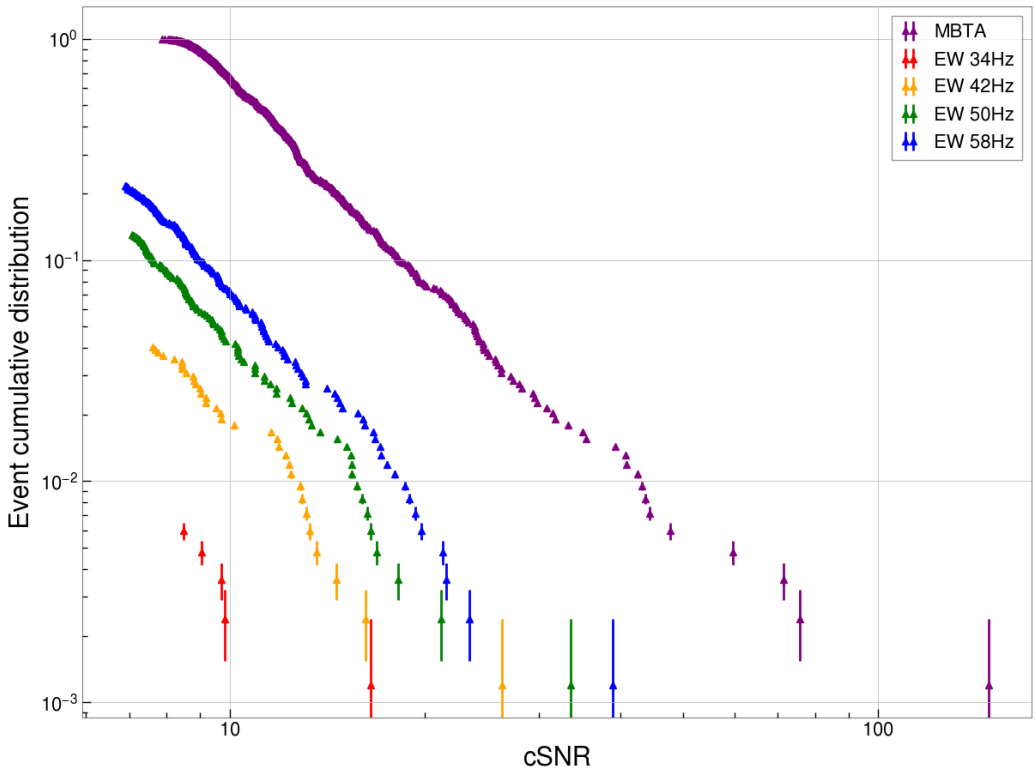


Figure IV.4 – Histogramme cumulatif du nombre d'événements trouvés par MBTA en fonction du rapport signal-sur-bruit combiné. En violet, les événements trouvés par MBTA dans son fonctionnement usuel. En rouge, jaune, vert et bleu, les événements trouvés par MBTA avec des pré-déclenchements aux fréquences $34, 42, 50, 58\,\mathrm{Hz}$. Ces événements sont extraits de la base de données sur GraceDB et correspondent à des événements avec un FAR $< 1/(2\,heures)$.

Le cas présent du MDC utilise des données O3, les taux relatifs de BNS entre MBTA AllSky et MBTA Early Warning sont alors différents des taux attendus pour une sensibilité O4. En traçant la distribution cumulative du nombre d'événements en fonction du SNR combiné, comme montré dans la figure IV.4, il semble que les rapports du nombre d'événements d'une recherche à l'autre restent constants (aux incertitudes près). À partir du ratio du nombre d'événements retrouvés par MBTA AllSky par rapport au nombre d'événements retrouvés par MBTA EW, nous tirons une estimation de la réduction de la portée qui est totalement analogue à la réduction du cSNR récolté. Les valeurs de ces taux sont présentées dans le tableau IV.4.

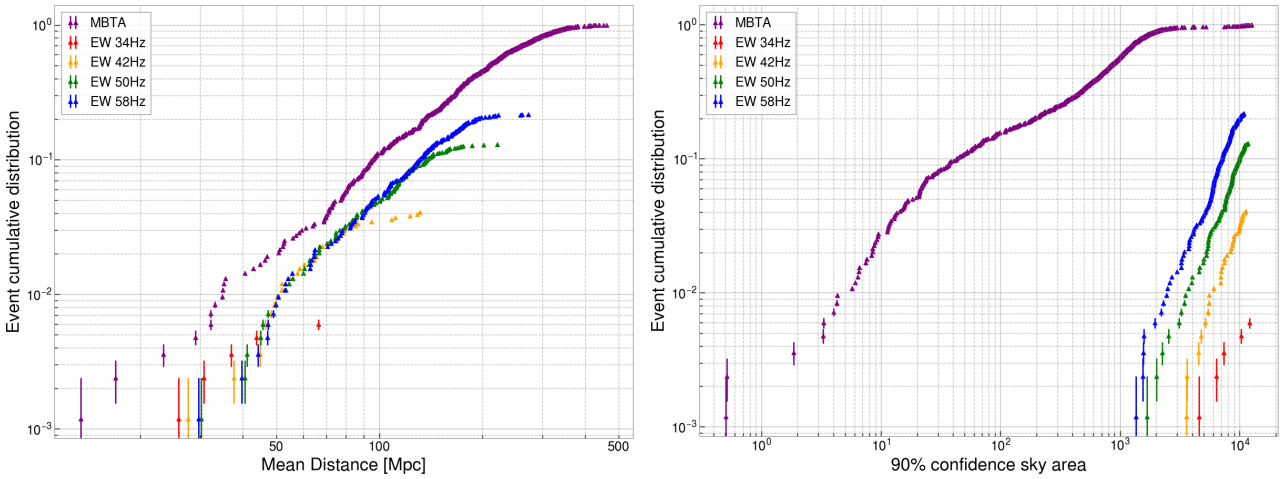
Les fractions obtenues grâce au MDC sont comparées aux fractions estimées grâce au programme LAL. Pour cela, l'ensemble des PSDs enregistrées pour des événements de type HL ou HLV de MBTA AllSky du MDC 11 est utilisé comme PSDs de référence pour filtrer une forme

Fraction de SNR récolté				
Frequency (Hz)	34	42	50	58
Fraction par le MDC (%)	18 ± 8	34 ± 6	51 ± 5	60 ± 5
Fraction via LAL (%)	22 ± 1	35 ± 1	46 ± 1	54 ± 1

Table IV.4 – Fraction de SNR récolté par les recherches avec pré-déclenchement pour le MDC O3 Replay.

d'onde de BNS standard située à 23 Mpc dans les détecteurs LIGO - Hanford et LIGO - Livingston. Le filtrage est effectué pour les diverses bandes de fréquence. L'événement simulé par la forme d'onde est placé à une courte distance (23 Mpc) pour s'assurer de retrouver l'événement même aux fréquences les plus basses. Les fractions présentées sont la moyenne des rapports des cSNR ($\langle cSNR_{EW}/cSNR_{AllSky} \rangle$). Nous constatons un écart entre les deux calculs ; cependant, l'erreur statistique liée aux fractions obtenues par le taux d'événements dans le MDC 11 ne permet pas d'exclure un accord entre ces deux méthodes de calcul de la fraction de SNR récolté dans une configuration O3 avec des Early Warnings.

Des événements du MDC envoyés à GraceDB, nous pouvons récupérer leur localisation fournie par le programme Bayestar. Les histogrammes cumulatifs de la distance moyenne et de la surface dans laquelle Bayestar localise la source avec un niveau de confiance de 90% sont présentés en figure IV.5.



(a) Histogramme cumulatif du nombre d'événements retrouvés en fonction de leur distance moyenne estimée

(b) Histogramme cumulatif du nombre d'événements retrouvés en fonction de la taille des zones de localisations

Figure IV.5 – Histogrammes cumulatifs du nombre d'événements retrouvés. À gauche, l'histogramme est en fonction de la distance moyenne estimée par la localisation rapide de bayestar. À droite, l'histogramme est en fonction de la taille de la zone à 90 % de confiance donnée par la localisation rapide de Bayestar. En violet, les événements trouvés par MBTA dans son fonctionnement usuel. En rouge, jaune, vert et bleu, les événements trouvés par MBTA avec des pré-déclenchements aux fréquences $34, 42, 50, 58$ Hz. Les proportions sont relatives au nombre d'événements total comptabilisé par MBTA AllSky. L'ensemble des localisations des événements a été obtenu sur GraceDB et correspond à des événements avec un FAR $< 1/(2\,hours)$.

La figure III.10 du chapitre 3 montrait que l'évolution de la localisation avec la fréquence n'est pas seulement affectée par la réduction du SNR mais aussi par la réduction de la bande de fréquence. Le MDC illustre de manière plus systématique les tailles de zone que l'on peut attendre de la localisation rapide pour des détecteurs dans une configuration O3. Sachant que l'ajout d'un troisième détecteur comme Virgo réduirait de près d'un facteur 10 la zone de localisation [Abbott 2017], ceci montre la nécessité de bénéficier de ce détecteur et donc de disposer d'une reconstruction demandant moins de latence.

Les injections de BNS dans les données rejouées de O3b ont permis de valider l'efficacité des recherches avec pré-déclenchement en l'absence de données correspondant au run O4, pour lequel elles ont été développées. Une analyse hors ligne des données O4a avec injections est présentée dans la section suivante pour compléter cette validation.

4.4 O4Replay

À l'issue du MDC O3 Replay, le run d'ingénierie ER15 a débuté, suivi deux semaines plus tard, le 24 mai, par le run d'observation O4a. L'utilisation des données d'O4a avec des injections permet de tester en continu le pipeline et d'apporter, si nécessaire, d'éventuelles modifications en cours de run (comme des ajustements des modèles de bruit), en parallèle de l'analyse basse latence des données brutes (sans injections). La quantité de BNS dans les injections utilisées étant trop faible pour permettre une analyse pertinente des injections détectées avec les pré-déclenchements, nous avons choisi d'analyser les données O4a, sur une période d'environ 90 jours, en reprenant les populations d'injections du MDC O3 Replay, soit un total d'un peu plus de 20 000 injections. Les injections, pour être plus visibles et ainsi avoir une plus grande quantité de détections (notamment pour la plus basse des fréquences de pré-déclenchement), ont leurs distances initiales fournies par le groupe Rates & Populations divisées par un facteur 2.7 pour que les événements les plus lointains soient à une distance de l'ordre de la portée des détecteurs LIGO.

En plus des quatre configurations avec pré-déclenchement, nous avons décidé d'ajouter une configuration AllSky ne comprenant que les calques correspondant à l'espace des BNS que nous avons choisi de traiter avec les pré-déclenchements. Pour les mêmes raisons que lors du MDC O3 Replay, et parce qu'il n'était pas en fonctionnement durant le run O4a, nous nous sommes passés du détecteur Virgo et nous sommes servis uniquement de données provenant des détecteurs LIGO Hanford et Livingston. La recherche avec pré-déclenchement ne s'intéressant qu'aux coïncidences HL et la proportion du temps durant lequel les deux détecteurs sont opérationnels étant de 53.4% pendant le run O4a, nous pouvons nous attendre à ce qu'un peu plus de la moitié seulement des injections soient effectivement détectables par la recherche AllSky en coïncidence, soit près de 11 000 injections au total.

À l'issue du filtrage et du traitement post-filtrage, un total de 10 642 injections ont été trouvées par la configuration AllSky, soit 51.4 % des injections détectées, ce qui correspond à la

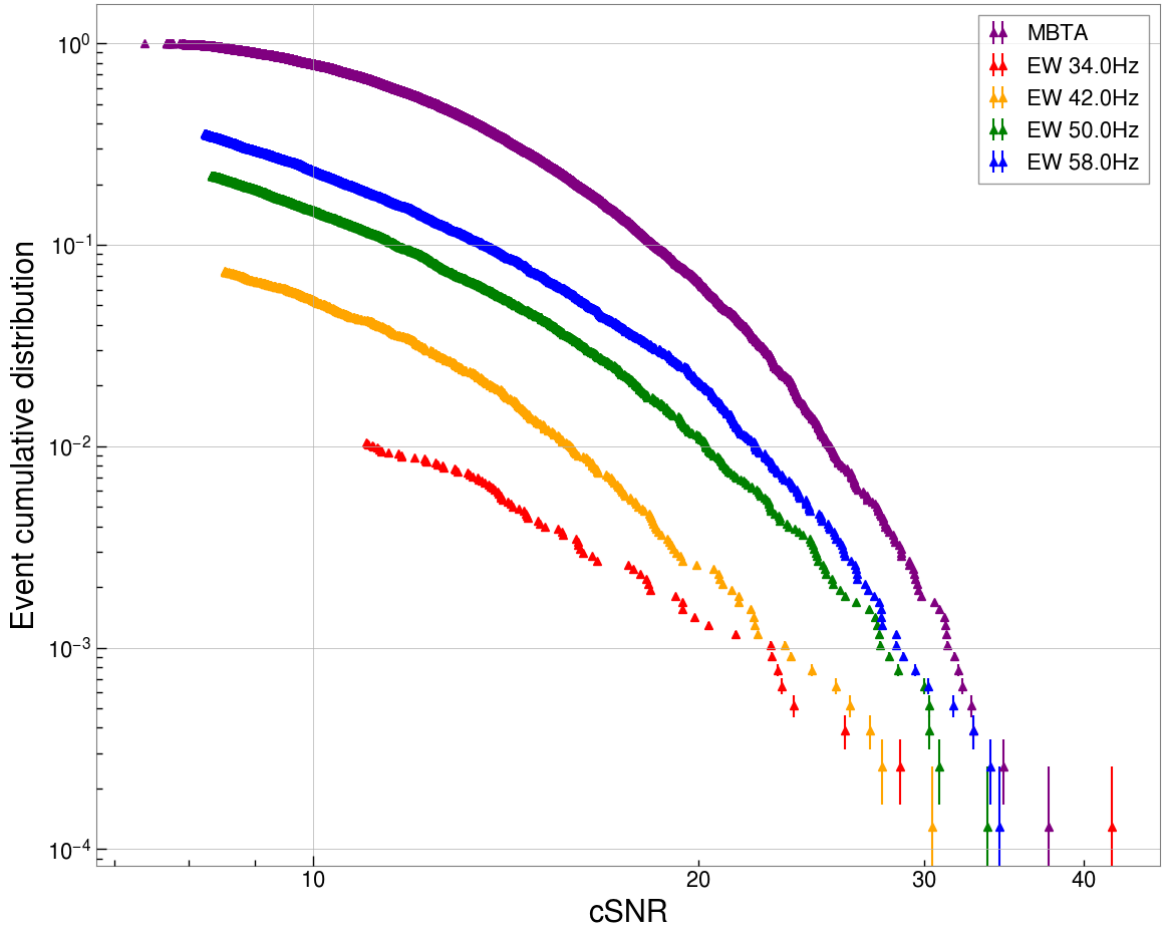


Figure IV.6 – Histogramme cumulatif du nombre d'événements trouvés par MBTA en fonction du rapport signal-sur-bruit combiné. En violet, les événements trouvés par MBTA dans son fonctionnement usuel. En rouge, jaune, vert et bleu, les événements trouvés par MBTA avec les pré-déclenchements aux fréquences 34, 42, 50, 58 Hz. Les événements ont tous un FAR $< 1/(2\,hours)$.

quantité attendue. L'histogramme cumulatif des événements retrouvés en fonction de leur SNR combiné (fig. IV.6) montre le nombre d'événements trouvés pour les différentes recherches. Les rapports entre ces nombres ne sont pas constants, comme pour le MDC O3 Replay. Du nombre total d'événements de chaque recherche, on peut obtenir les fractions des portées relatives entre les différentes recherches (voir tab. IV.5).

Fraction de SNR récolté				
Frequency (Hz)	34	42	50	58
Fraction par le MDC (%)	21.9 ± 2.4	42.0 ± 1.8	60.5 ± 1.5	70.9 ± 1.4
Fraction estimée (%)	30	42	52	62

Table IV.5 – Fraction de SNR récolté par les recherches pré-déclenchements pour les simulations avec O4a Replay. Ces fractions sont analogues à la portée relative entre les recherches AllSky et Early Warning. La fraction estimée à partir de la PSD de référence est rappelée.

Le nombre d'événements détectés par MBTA EW par rapport à la configuration AllSky semble être en désaccord avec les attentes. Dans l'hypothèse où ce désaccord serait effectivement causé par une mauvaise estimation du SNR retrouvé par rapport au SNR total, il devrait se refléter dans les rapports des cSNR entre des événements d'une même injection vus dans deux recherches distinctes. Les coïncidences inter-recherches, introduites dans le prochain chapitre, permettront de répondre à cette question et de valider ou non cette hypothèse.

À partir du tableau IV.5 et de la figure IV.6, on peut émettre une seconde hypothèse, évoquant, pour les événements les plus proches et par conséquent devant avoir le SNR le plus fort, le déclenchement du *gating*. En examinant le SNR en fonction du temps autour d'événements très proches (comme en figure IV.7), on constate que la coupure dite CAT1, c'est-à-dire le gating, est appliquée à l'emplacement du pic de SNR. Dans le cas spécifique de l'événement représenté sur la figure IV.7, bien qu'un déclenchement ait eu lieu dans la recherche à 34 Hz, l'application du *gating* a in fine supprimé ceux à 42 Hz et plus.

Bien que différentes des quantités attendues, le pipeline avec les pré-déclenchements, préparé pour le run O4, a été en mesure de détecter une proportion non négligeable d'injections détectables. Cela montre que l'utilisation d'Early Warnings, associée des banques de calques adaptées à la PSD du run, à des modèles de la probabilité p_{astro}, et à un *gating* ajustés, permet effectivement de détecter des BNSs dans la mesure où les événements se produiraient suffisamment proches et lorsque les deux instruments LIGO sont en configuration d'acquisition de données (*locké*). Cette validation a posteriori, bien qu'elle n'apporte pas de bénéfice immédiat pour le run O4, permet de compléter l'ensemble des tests et vérifications de cette première utilisation du pipeline MBTA avec pré-déclenchement, en vue des prochains runs d'observation.

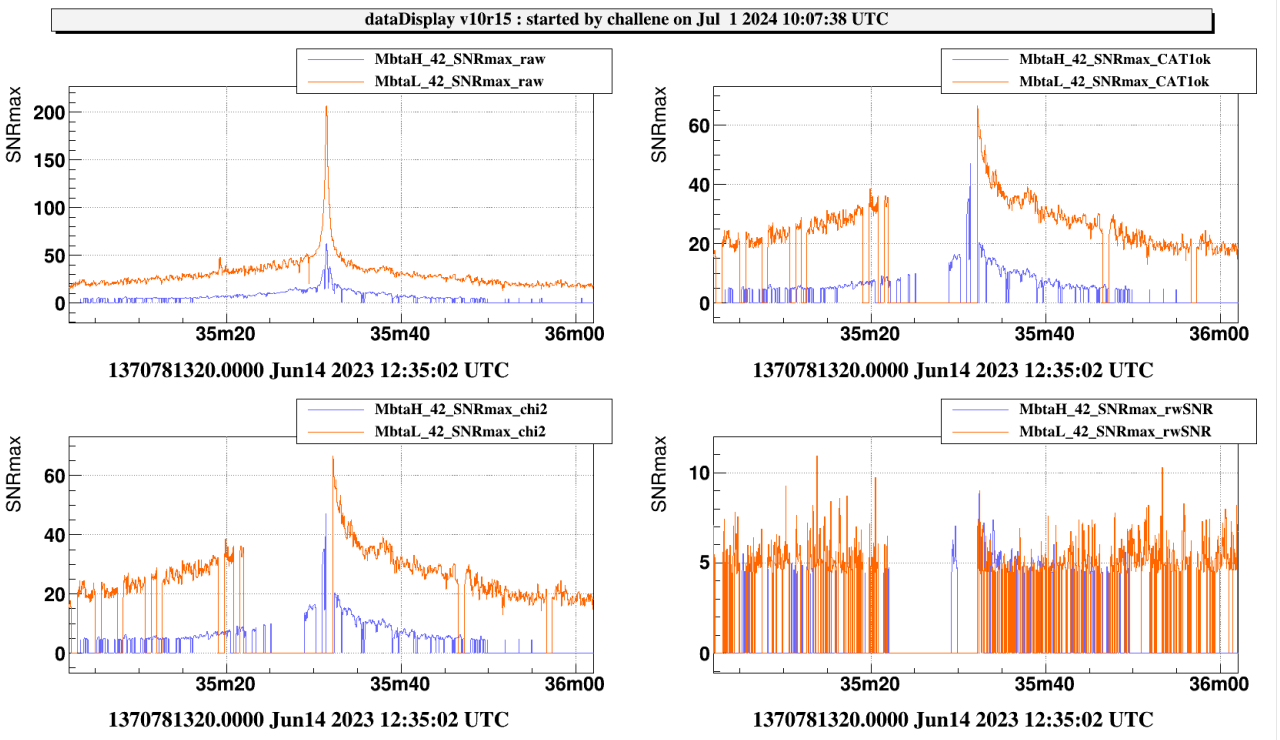


Figure IV.7 – Valeur du SNR en fonction du temps pour la recherche à 42 Hz dans les données d'O4Replay munies d'injections. En bleu, dans le détecteur LIGO - Hanford, et en orange dans le détecteur LIGO - Livingston. En haut à gauche, le SNR après filtrage. En haut à droite, le SNR en fonction du temps après application du *gating*. En bas à gauche, le SNR après application du *gating* puis du χ^2. En bas à droite, le SNR après application du *gating*, du χ^2 puis de la repondération utilisant l'$auto\chi^2_{PQ}$.

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons examiné les ajustements nécessaires au pipeline pour les recherches avec pré-déclenchement (*gating* et p_{astro}), et les tests réalisés à l'aide des injections du groupe Rates & Populations avec les données O3 rejouées ont démontré la viabilité de ces nouvelles recherches. En revanche, il a été décidé, pour les raisons évoquées précédemment, de ne pas permettre l'envoi d'alertes par la recherche coupée à 34 Hz. En conséquence, le run O4a a débuté avec trois recherches MBTA Early Warning permettant l'envoie d'alertes, avec des fréquences de pré-déclenchement de 42, 50 et 58 Hz. Les configurations utilisées pour la première partie du run sont également utilisées depuis le 10 Avril 2024 pour le run O4b. Les simulations sur le run O4a rejoué ont aussi permis de démontrer l'efficacité de MBTA Early Warning sur le run pour lequel le pipeline a été préparé, bien qu'un écart persiste entre les quantités d'injections attendues et celles retrouvées.

Références

Abbott, B. P. et al. (oct. 2017). « GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral ». In : *Phys. Rev. Lett.* 119 (16), p. 161101. doi : 10.1103/PhysRevLett.119.161101. url : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101.

Baltus, Grégory et al. (2021). « Calibration of Advanced Virgo and reconstruction of detector strain h (t) during the Observing Run O3 ». In : *arXiv e-prints*.

Chabanat, E et al. (1998). « A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities ». In : *Nuclear Physics A* 635.1-2, p. 231-256.

Chaudhary, Sushant Sharma et al. (2023). « Low-latency gravitational wave alert products and their performance in anticipation of the fourth LIGO-Virgo-KAGRA observing run ». In : *arXiv preprint arXiv :2308.04545*.

Dietrich, Tim et al. (août 2019). « Improving the NRTidal model for binary neutron star systems ». In : *Physical Review D* 100.4. issn : 2470-0029. doi : 10.1103/physrevd.100.044003. url : http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.100.044003.

Kovalam, Manoj et al. (2022). « Early Warnings of Binary Neutron Star Coalescence Using the SPIIR Search ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 927.1, p. L9.

Nitz, Alexander H, Marlin Schäfer et Tito Dal Canton (2020). « Gravitational-wave merger forecasting : Scenarios for the early detection and localization of compact-binary mergers with ground-based observatories ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 902.2, p. L29.

Sachdev, Surabhi et al. (2020). « An early-warning system for electromagnetic follow-up of gravitational-wave events ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 905.2, p. L25.

Schmidt, Patricia, Frank Ohme et Mark Hannam (2015). « Towards models of gravitational waveforms from generic binaries : II. Modelling precession effects with a single effective precession parameter ». In : *Physical Review D* 91.2, p. 024043.

Vines, Justin, Éanna É. Flanagan et Tanja Hinderer (avr. 2011). « Post-1-Newtonian tidal effects in the gravitational waveform from binary inspirals ». In : *Physical Review D* 83.8. issn : 1550-2368. doi : 10.1103/physrevd.83.084051. url : http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.83.084051.

Chapitre 5

Les Coïncidences Inter-recherches

Sommaire

4.1 Population d'injections 86

4.2 Configuration pour pré-déclenchement 87

4.2.1 Adaptation du pré-traitement des données 88

4.2.2 Nouveaux modèles pour p_{Astro} 89

4.3 MDC O3 Replay 90

4.4 O4Replay 94

4.5 Conclusion 98

Références 98

Les recherches basse latence, en particulier celles avec pré-déclenchement, visent à développer les détections conjointes avec les télescopes. Ces télescopes, ayant des campagnes d'observations menées par divers groupes de recherche, l'envoi d'alertes pour rechercher les contreparties électromagnétiques des BNS pourrait interrompre d'autres campagnes en cours. Par conséquent, il est crucial de limiter au maximum l'envoi de fausses alertes. Une méthode mettant à profit le fait que les recherches avec pré-déclenchements sont des instances de MBTA filtrant le signal en parallèle est présentée au travers de ce chapitre. Nous donnons d'abord les motivations et le principe de cette méthode faisant appel à un nouveau type de coïncidences, appelées coïncidences inter-recherches. Sont présentés ensuite les outils statistiques (FAR, χ^2, p_{astro}, ...) envisagés ou mis en œuvre pour classer les coïncidences inter-recherches. Enfin, l'utilisation de ces outils sur les données O4 Replay avec injections, traitées dans le chapitre précédent (4.4), est présentée.

5.1 Motivations

Au cours du run O4a, une fausse alerte Early Warning vue par le pipeline PyCBC avec un taux de fausses alarmes suffisamment bas pour rendre la fausse alerte en question très significative (High Profile) a été envoyée à GraceDB. Pour lever le doute et constater l'erreur, il a fallu attendre jusqu'au temps de l'hypothétique fusion pour voir que les recherches *AllSky* ne détectaient pas d'événement. La fausse alerte a alors été rétractée. Dans la situation présentée, il y a deux points à remarquer. Dans un premier temps, nous constatons que nous devons être le plus vigilants possible pour ne pas envoyer de fausse alerte à GraceDB. Prises au sérieux, ces fausses alertes pénaliseraient les observatoires électromagnétiques d'une part et émousseraient la confiance de ces collaborations envers les alertes envoyées par la collaboration LVK d'autre part. Dans un second temps, nous remarquons que la confirmation ou l'infirmation d'une alerte Early Warning envoyée à GraceDB nécessite d'attendre la recherche *AllSky*. Une telle attente diminue l'intérêt d'une recherche avec pré-déclenchement. C'est pourquoi il apparaît nécessaire de mettre au point un moyen d'améliorer plus encore les coupures sur les événements avec pré-déclenchement. Dans le cas des pré-déclenchements, le fait d'avoir plusieurs recherches en parallèle peut être utilisé pour différencier des détections fortuites de détections astrophysiques en croisant les informations des recherches. C'est à cette fin que la construction de ce qui sera dans la suite appelé coïncidence inter-recherches a été pensée.

5.2 Construction des nouvelles coïncidences

La construction de coïncidences inter-recherches se base sur l'idée simple qu'un signal astrophysique assez fort doit être visible dans les diverses recherches en parallèle avec pré-déclenchement, alors qu'en revanche, une fausse alerte provoquée par du bruit devrait avoir beaucoup moins de chances de se retrouver dans plusieurs recherches. Ces détections dans les recherches en parallèle doivent, si elles proviennent d'une même source astrophysique, avoir des temps de fusion attendus identiques et des masses *chirp* identiques (aux écarts entre calques d'une banque à une autre près). Il est nécessaire de définir les limites de construction des coïncidences inter-recherches. Il faut tout d'abord une fenêtre en temps w_t telle que l'écart entre les temps de fusion de deux détections en parallèle soit inférieur à w_t, que nous choisissons comme étant 0.5 seconde (voir en fig. V.5a). Ensuite, il est nécessaire de définir un moyen d'identification de deux détections en parallèle dans l'espace des paramètres. En effet, contrairement aux coïncidences entre détecteurs qui partagent une même banque de calques, les recherches avec pré-déclenchement ont chacune une banque de calques propre. Le terme newtonien étant dominant pour les parties spiralantes des BNS, une fenêtre en masse *chirp* analogue à la fenêtre en temps précédemment évoquée est ajoutée, dont nous choisissons une largeur de $0.015\,\mathrm{M}_\odot$ (voir en fig. V.5b).

Une première chose qui peut être mise en évidence est la répartition entre le nombre d'évé-

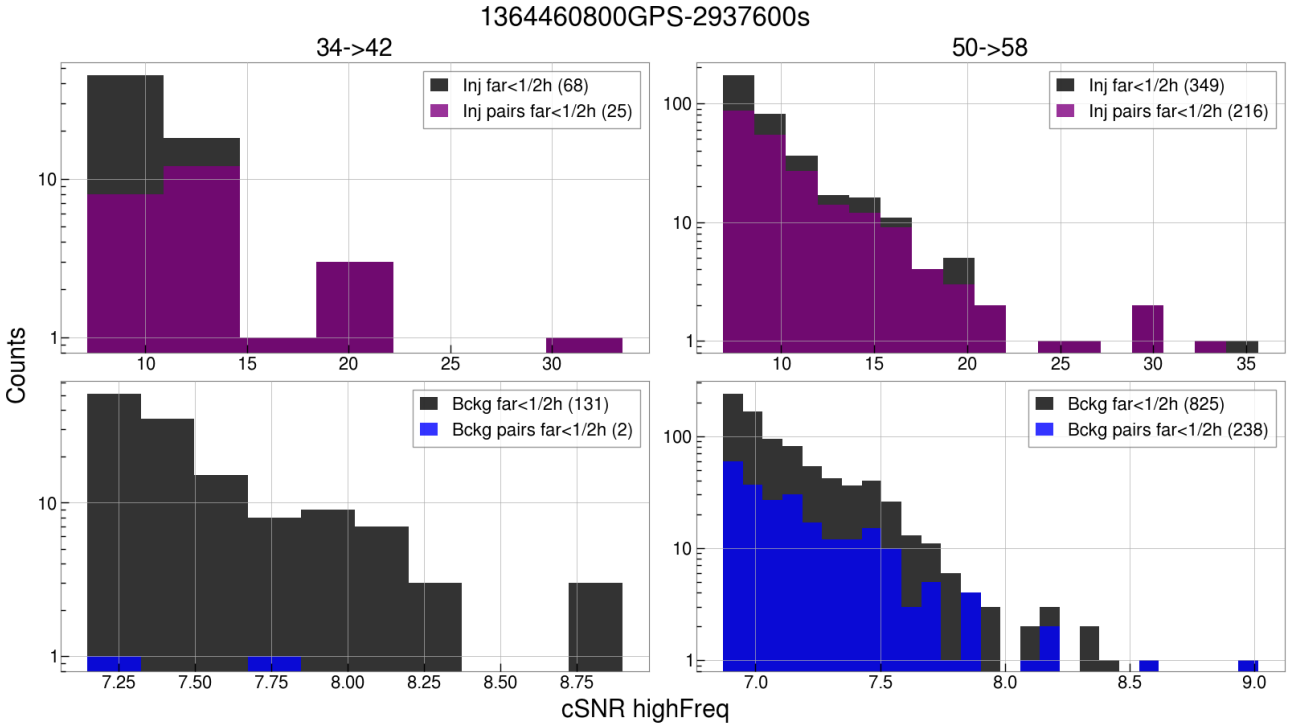


Figure V.1 – Histogrammes du nombre d'événements récupérés par MBTA Early Warning sur le MDC O3Replay. Les événements pris en compte pour construire les histogrammes sont ceux dont le taux inverse de fausse alerte est supérieur à 2 heures. Les histogrammes noirs indiquent le nombre d'événements à 42 Hz à gauche et 58 Hz à droite, tandis que les histogrammes colorés représentent les événements formant des coïncidences inter-recherches avec des événements à 34 Hz et 50 Hz respectivement, le violet correspondant aux événements identifiés comme des injections et le bleu aux événements de bruit.

nements de bruit et d'événements astrophysiques (figure V.1). Nous constatons que la sélection permet d'éliminer un grand nombre d'événements de bruit [1] en particulier pour les paires aux plus basses fréquences, comme nous le voyons avec la paire $34 - 42\,\mathrm{Hz}$.

On trace ensuite la répartition des coïncidences inter-recherches dans l'espace $(cSNR_1, cSNR_2)$, où $cSNR_1$ est le $cSNR$ de la recherche avec la plus basse fréquence de la paire formant la coïncidence inter-recherches et $cSNR_2$ celui de la recherche avec la plus haute fréquence parmi les deux. Nous pouvons voir (figure V.2) que les événements injectés semblent se répartir selon une loi linéaire, tandis que les événements de bruit se concentrent dans la région de basse valeur des $cSNR$. En ajustant une fonction linéaire aux données (droite en pointillés), nous remarquons que les croissances en $cSNR$ sont proches, voire en très bon accord avec celles attendues (obtenues avec les valeurs dans la table IV.3). Cette propriété est notamment utilisée par la suite pour attribuer aux coïncidences inter-recherches un taux de fausses alarmes.

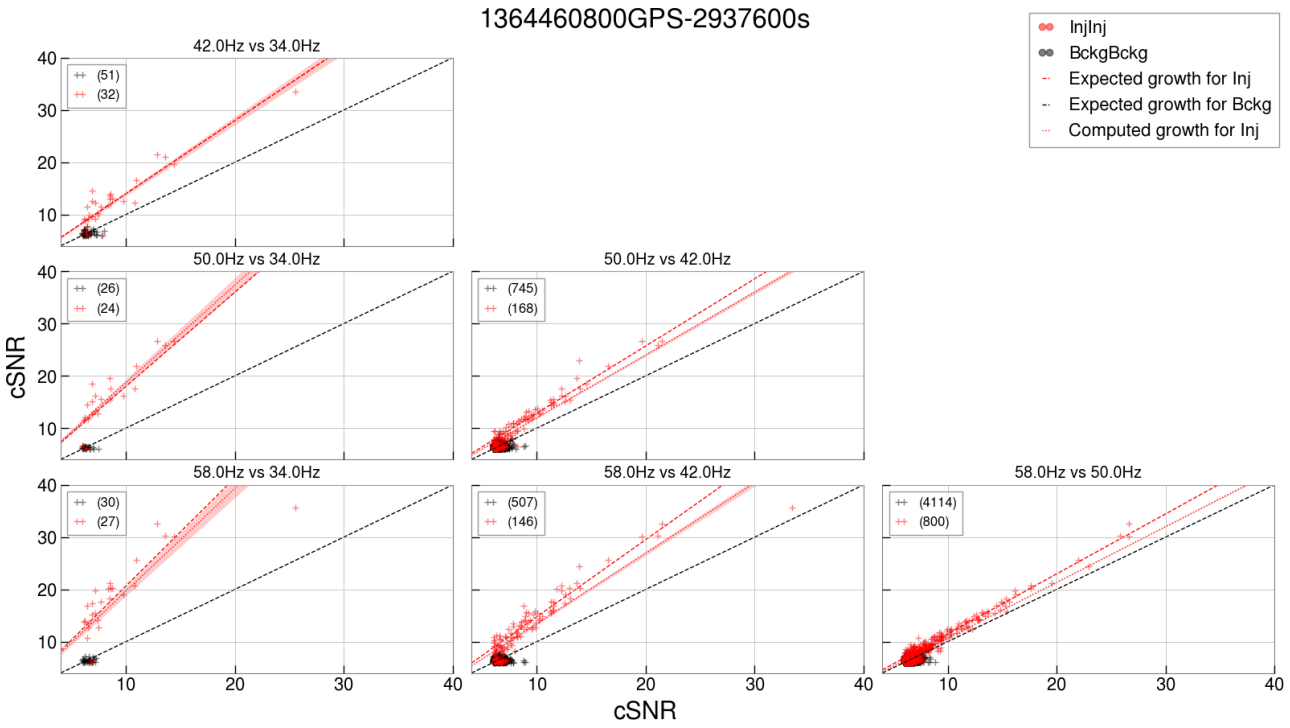


Figure V.2 – Distribution des événements dans l'espace $(cSNR_1, cSNR_2)$. Les croix noires et rouges représentent respectivement les événements de fond et les événements d'injection. Les lignes en pointillé illustrent la croissance attendue du cSNR des événements. Aucune croissance du $cSNR$ entre les deux fréquences n'étant attendue pour l'arrière-plan, le coefficient directeur est de 1. Les lignes en pointillé ont leurs coefficients directeurs ajustés. La zone colorée autour des lignes en pointillé provient de l'erreur de calcul du coefficient.

1. Les événements sont identifiés comme des injections si le temps de coalescence de l'événement correspond à celui d'une injection à plus ou moins 0.5 s. Les événements qui ne sont pas identifiés comme des injections sont considérés comme étant du bruit. Les identifications sont faites avant les associations en coïncidences inter-recherches.

5.3 Taux de fausse alarme inter-recherches

Le taux de fausses alarmes (FAR) associé à un déclenchement est le nombre d'événements de bruit attendu par unité de temps avec une statistique de classement supérieure ou égale à la statistique de classement du déclenchement. Pour associer le FAR à un déclenchement, il est nécessaire de déterminer le nombre d'événements de bruit de fond par unité de temps avec une statistique de classement supérieure ou égale à un certain rang. Nous pouvons reprendre la formule présentée dans le deuxième chapitre en l'adaptant à la situation des coïncidences inter-recherches :

$$\mathrm{FAR}_{\mathrm{CI}}(cRS) = \frac{N_{ij}(cRS)\delta t_{ij}}{T_i T_j} \tag{5.1}$$

Ici, le CI en indice se rapporte aux coïncidences inter-recherches, les indices i, j font référence aux recherches avec pré-déclenchement, et les temps T_i et T_j sont les temps sur lesquels sont récoltés des déclenchements en coïncidence HL de bruit. Nous constatons que pour le calcul de ce FAR inter-recherches, il n'est pas nécessaire de prendre en compte de facteur de *clustering* puisque les événements de bruit utilisés dans notre analyse sont des événements déjà regroupés. Pour la même raison, il n'y a pas à considérer de facteur prenant en compte le type de coïncidence puisqu'il n'y a que des coïncidences HL. Dans le but d'avoir des canaux (*bins*) plus fins et donc une meilleure estimation du bruit, une construction de coïncidences fortuites est mise en place.

5.3.1 Coïncidences inter-recherches fortuites

Pour la construction de la distribution des événements de bruit, il est important d'avoir un grand nombre de coïncidences d'événements de bruit. La méthode utilisée pour les construire consiste alors à associer les n événements de bruit d'un canal A sur une durée T_A et les m événements de bruit d'un canal B sur une durée T_B, pour avoir $n \times m$ coïncidences inter-recherches fortuites entre A et B. Dans le cas de la construction du FAR "classique", il est nécessaire que les deux événements associés aient utilisé un même filtre dans la banque de calques. En revanche, dans le cas des Early Warnings, les différents canaux ayant chacun leur banque de calque, nous utilisons la même fenêtre en masse *chirp* que pour la construction des coïncidences inter-recherches. Cette spécification réduit le nombre total de coïncidences inter-recherches fortuites, mais en en laissant suffisamment pour la construction de l'histogramme du FAR. La clé de cet histogramme, restant maintenant à définir, est la statistique de classement à utiliser. La section suivante présente deux propositions de statistique de classement qui sont envisagées.

5.4 Statistique de classement inter-recherches

5.4.1 Nouvelle combinaison de cSNR

Un point important pour le calcul du FAR est la statistique de classement à utiliser. Dans le cas du taux de fausses alarmes de base pour les événements avec pré-déclenchement, cette statistique est le rapport signal-sur-bruit (SNR) combiné. Ici, avec des coïncidences inter-recherches, une nouvelle statistique de classement doit être construite pour refléter la significance d'un événement. En se basant sur les SNR combinés, une version combinant les cSNR [2] des coïncidences inter-recherches serait :

$$gSNR = \sqrt{cSNR_1^2 + (cSNR_2 - cSNR_1)^2} \tag{5.2}$$

Cette combinaison des cSNR met en valeur la croissance en cSNR entre les 2 fréquences. De cette manière, une coïncidence inter-recherches dont le cSNR aurait une croissance trop faible entre les canaux se verrait pénalisée. La distribution de cette statistique est présentée en figure V.3.

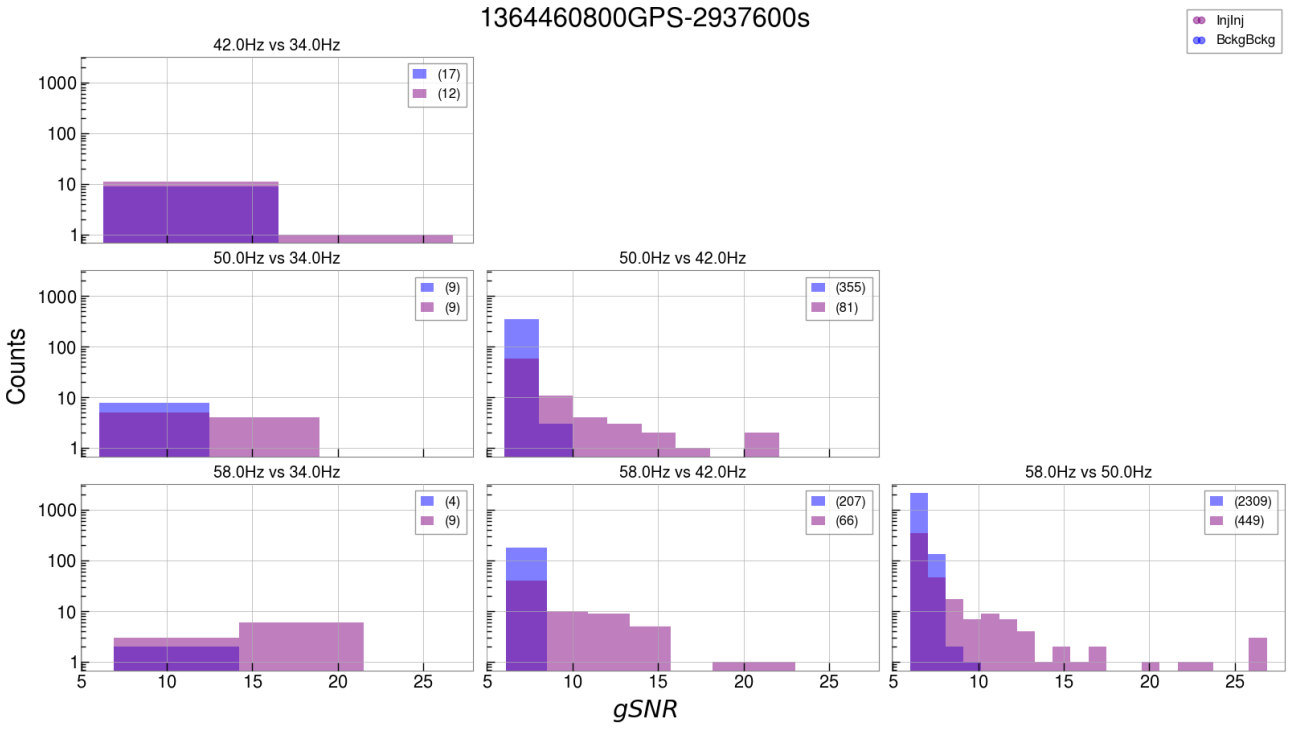


Figure V.3 – Distribution des coïncidences inter-recherches en fonction du $gSNR$. En violet, les coïncidences inter-recherches injectées. En bleu, les coïncidences inter-recherches de bruit.

Il est à noter que cette combinaison des cSNR des deux événements ne permet pas de pénaliser les événements dont le cSNR décroît d'une recherche à l'autre. D'autre part, elle ne

2. Dans cette section et la suite, nous appellerons pour une coïncidence inter-recherches, le cSNR de la recherche à plus basse fréquence $cSNR_1$ et le cSNR de la recherche à la plus haute fréquence $cSNR_2$.

permet pas d'évaluer la croissance en cSNR par rapport à celle à laquelle nous pouvons nous attendre. Pour ces raisons, la tentative d'utiliser un χ^2 comme nouvelle statistique de classement inter-recherches est présentée dans la section suivante.

5.4.2 χ^2 inter-recherches

Dans la mesure où le cSNR récolté dépend de la bande de fréquence sur laquelle le signal est filtré, il est alors possible de déterminer la croissance en cSNR entre deux canaux de pré-déclenchement. Les taux de cSNR récoltés par rapport au cSNR total pour les quatre fréquences de pré-déclenchement sont les suivants : 30%, 42%, 52% et 62%. Ces taux de cSNR récoltés donnent lieu, par leur rapport, à une estimation de la croissance en cSNR entre deux canaux. Pour la suite, cette croissance en cSNR sera définie comme suit :

$$\rho = \frac{cSNR_2}{cSNR_1} \tag{5.3}$$

Contrairement à la statistique de classement inter-recherches présentée plus haut, la croissance en cSNR ρ présente la possibilité d'une comparaison entre la valeur mesurée et la valeur attendue pour tester la cohérence de la croissance en cSNR d'un événement entre deux canaux. Ce test de cohérence se fait aisément avec un χ^2 qui peut être construit ainsi :

$$\chi^2_\rho = \left(\frac{\rho_{meas} - \rho_{exp}}{\sigma_\rho} \right)^2 \tag{5.4}$$

où σ_ρ est l'incertitude sur la croissance en cSNR donnée comme suit :

$$\sigma_\rho = \frac{\sqrt{cSNR_1^2 + cSNR_2^2}}{cSNR_1^2} \tag{5.5}$$

en utilisant le fait que le SNR et, par extension, le cSNR sont construits tels que leur écart-type vaille 1. Bien qu'utilisant les propriétés propres des coïncidences inter-recherches via la croissance en cSNR, le χ^2 inter-recherches, ne prenant pas en compte la valeur absolue des cSNR, traite indifféremment les événements avec de hauts cSNR et ceux avec de bas cSNR (fig. V.4). Les distributions des événements de bruit et injectés sont pratiquement confondues.

Le besoin, d'une part, de prendre en compte la cohérence de la croissance en cSNR et, d'autre part, la valeur absolue du SNR d'un événement impose d'élaborer une statistique plus complexe et modélisant plus finement le comportement des événements de bruit et astrophysiques. C'est dans ce but qu'une analyse bayésienne en vue de la construction d'une probabilité astrophysique inter-recherches ($p_{astro,CI}$) est menée et présentée dans la section suivante.

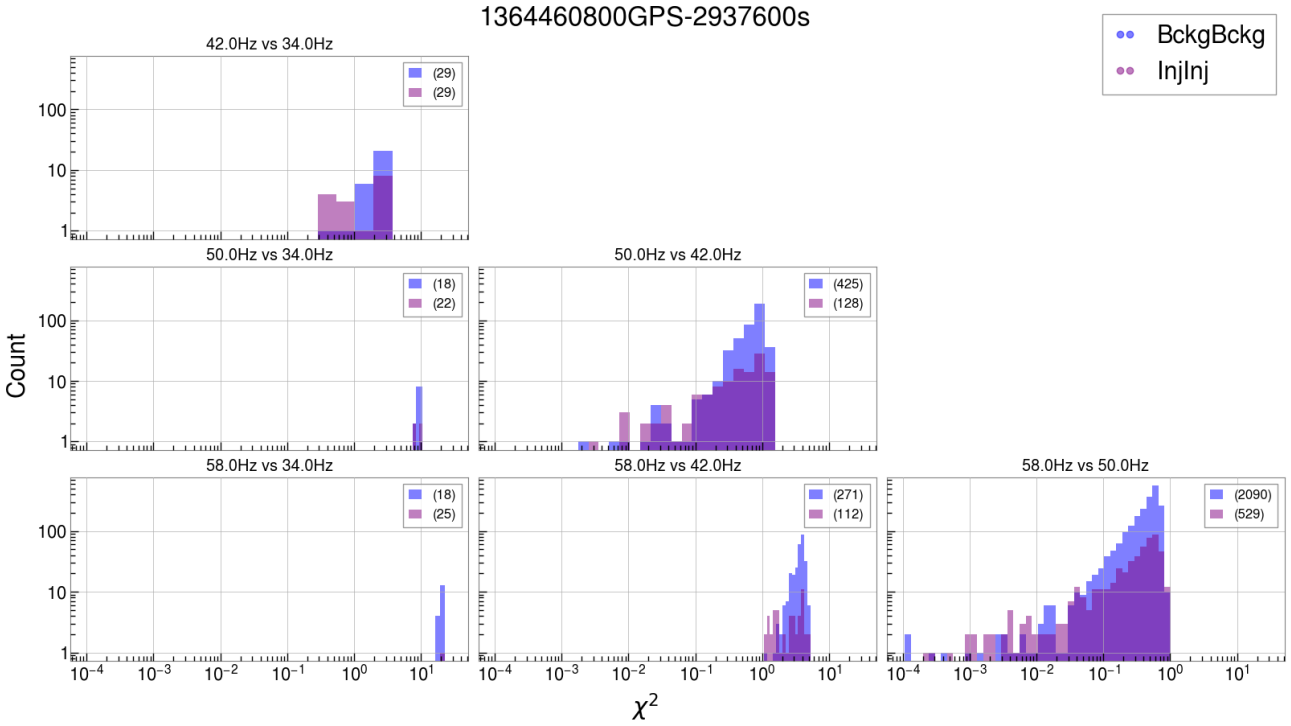


Figure V.4 – Histogramme de la répartition du χ^2 inter-recherches. En violet, les coïncidences inter-recherches d'injections. En bleu, les coïncidences inter-recherches de bruit.

5.5 Construction de la probabilité p_{astro} inter-recherches

Les premières tentatives pour trier les événements de bruit des événements d'origine astrophysique n'étant pas satisfaisantes jusqu'ici, nous faisons le choix de calculer la probabilité d'avoir un événement d'origine astrophysique, sachant les données de l'événement. Il s'agit de ce qui sera dans la suite appelé p_{astro} inter-recherches ou $p_{astro,IC}$. Le calcul de cette probabilité se base sur le théorème de Bayes :

$$p_{astro,CI} := P(Astro|Data) = \frac{P(Data|Astro)P(Astro)}{P(Data|Astro)P(Astro) + P\left(Data|\overline{Astro}\right)P\left(\overline{Astro}\right)} \tag{5.6}$$

Nous voyons dans la formule du théorème de Bayes qu'il est nécessaire, pour calculer $p(Astro|Data)$, d'avoir un modèle de bruit $p\left(Data|\overline{Astro}\right)$ et un modèle pour décrire les événements astrophysiques $p(Data|Astro)$. Cette approche reprend celle de la probabilité p_{Astro} utilisée dans le post-traitement des déclenchements par MBTA décrite dans le deuxième chapitre. Nous pouvons identifier ici le terme f décrivant les signaux à $p(Data|Astro)$, b décrivant le bruit à $p\left(Data|\overline{Astro}\right)$ et les priors Λ_1 et Λ_0 à $p(Astro)$ et $p\left(\overline{Astro}\right)$ respectivement. À la différence de la variable p_{Astro} classique, nous n'avons pas plusieurs types de coïncidence possibles. Nous ne regardons que les événements de type HL.

5.5.1 Sélection des paramètres

Au préalable, la détermination des paramètres des déclenchements qui seront utilisés dans les modèles de bruit et d'événements astrophysiques s'impose. Jusqu'à présent, les tentatives de construction de nouvelles statistiques de classement se sont contentées d'utiliser les $cSNR$ des *triggers* constituant les coïncidences inter-recherches. Cependant, en utilisant une statistique comme la p_{astro}, nous pourrions tirer profit des autres paramètres (intrinsèques, extrinsèques ou propres au déclenchement). Par exemple, la probabilité p_{astro} utilise la masse *chirp*, le ratio de masse et le type de détection pour séparer les événements dans différents bins comprenant leurs propres modèles de bruit, de signal et priors (comme expliqué dans le chapitre 2 dans 2.3.5).

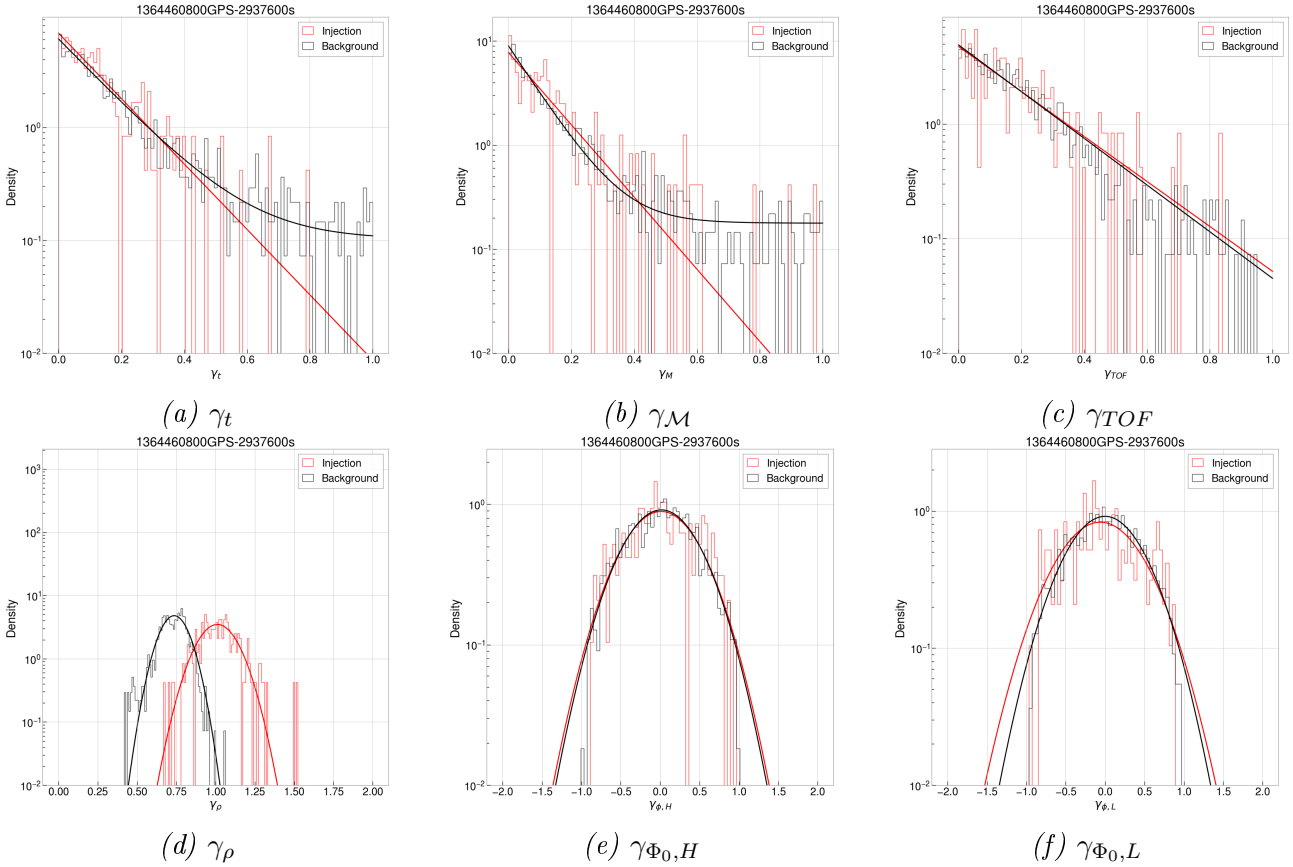
Tout d'abord, l'espace des paramètres intrinsèques des BNS étant restreint ($\mathcal{M}_{max} - \mathcal{M}_{min} = 1.5\,\mathrm{M}_\odot$ et $m_1/m_2 \in [1.0, 2.5]$), nous ne nous servirons pas de ceux-ci pour découper l'espace des paramètres en zones (bins) plus restreintes. En revanche, utiliser l'écart de masse *chirp* pourrait permettre de différencier des événements de natures différentes. Les paramètres extrinsèques étant quant à eux déterminés lors de la localisation et donc après l'envoi de l'alerte, ils ne représentent pas d'intérêt non plus, à l'exception des temps de coalescence, des temps de vol et des phases de coalescence.

Les paramètres à comparer entre deux recherches, potentiellement utilisables pour différencier la nature des événements, sont le temps de coalescence, la masse *chirp*, le temps de vol entre les deux détecteurs (TOF pour *Time Of Flight*), la phase de coalescence Φ_0 et la croissance en cSNR, ρ, déjà énoncée plus haut pour les statistiques de classement précédentes. Pour que l'utilisation de ces paramètres dans la construction du modèle soit valide, il leur faut être distribués différemment entre le cas du bruit et le cas des événements astrophysiques. Pour évaluer cela, les données du MDC O3 Replay, vues au chapitre précédent, sont utilisées pour obtenir des histogrammes de la distribution des paramètres (fig. V.5).

Les paramètres en abscisse sur le graphe sont les paramètres réduits obtenus à partir des cinq paramètres listés :

$$\gamma_\rho := \frac{\rho_{meas}}{\rho_{exp}}, \quad \gamma_{\mathcal{M}} := \frac{|\Delta\mathcal{M}|}{w_{\mathcal{M}}}, \quad \gamma_t := \frac{|\Delta t|}{w_t}, \quad \gamma_{TOF} := \frac{|\Delta t_{TOF}|}{w_{TOF}}, \quad \gamma_{\Phi_0,X} := \frac{\Delta\Phi_{0,X}}{2\pi} \tag{5.7}$$

avec $w_{\mathcal{M}}$ et w_t les tailles des fenêtres sur la masse *chirp* et le temps de coalescence pour construire une coïncidence, w_{TOF} le temps de vol maximal entre deux détecteurs (15 ms pour les coïncidences HL) et X le détecteur (H ou L). Nous pouvons voir que, pour ce qui est des masses *chirp*, des temps de coalescence et des temps de vol, les événements de bruit et les événements astrophysiques sont tous distribués selon une loi exponentielle, à laquelle s'ajoute pour γ_t et $\gamma_{\mathcal{M}}$ une loi uniforme pour les événements de bruit. Il apparaît ainsi qu'il n'est pas possible de distinguer, via ces paramètres, une coïncidence inter-recherches de bruit d'une astrophysique. C'est pourquoi nous ne nous servons pas de ces paramètres pour le calcul de la $p_{astro,CI}$ dans la suite. De la même manière, la différence de phase Φ_0 de l'onde, qu'il s'agisse



(a) γ_t *(b)* $\gamma_{\mathcal{M}}$ *(c)* γ_{TOF}

(d) γ_ρ *(e)* $\gamma_{\Phi_0,H}$ *(f)* $\gamma_{\Phi_0,L}$

Figure V.5 – Fonction de densité de probabilité des paramètres des coïncidences inter-recherches. En rouge, les injections et en noir, les événements de bruit de fond. En haut à gauche, les distributions de γ_t normalisées. Les injections ont un ajustement avec une loi de probabilité exponentielle. Le bruit a un ajustement avec la somme normalisée d'une loi exponentielle et d'une loi uniforme. En haut au centre, les distributions de $\gamma_{\mathcal{M}}$. Les mêmes lois que celles utilisées pour γ_t sont utilisées pour les ajustements de $\gamma_{\mathcal{M}}$ (mais avec des paramètres différents). En haut à droite, les distributions de γ_{TOF} ajustées avec des lois exponentielles. En bas à gauche, les distributions de γ_ρ ajustées avec des gaussiennes. En bas au centre, les distributions de $\gamma_{\Phi_0,H}$ ajustées avec des gaussiennes. En bas à droite, les distributions de $\gamma_{\Phi_0,L}$ ajustées avec des gaussiennes.

du détecteur LIGO - Hanford ou LIGO - Livingston, est ajustée par une fonction gaussienne partageant des valeurs moyennes égales ou proches pour les coïncidences de bruit et d'injection. Cela ne permet pas de différencier bruit et signal ; ce paramètre n'est pas non plus utilisé pour le calcul de la $p_{astro,CI}$.

En revanche, nous pouvons constater que la croissance en cSNR, quant à elle, est distribuée selon des gaussiennes dont les valeurs moyennes entre le cas astrophysique (moyenne de 1, comme attendue pour ce ratio) et le cas du bruit (moyenne proche de 0.7) sont distinctes. Cet écart entre les distributions met en évidence une différence de comportement déjà observée précédemment à propos de la répartition du cSNR en fonction de l'origine de la source (figure V.2). C'est pourquoi les cSNR seront les seuls paramètres utilisés pour la construction des modèles $P\left(Data|\overline{Astro}\right)$ et $P(Data|Astro)$, résultant en :

$$p_{astro,CI} = \frac{P(cSNR_1, cSNR_2|Astro)P(Astro)}{P(cSNR_1, cSNR_2|Astro)P(Astro) + P\left(cSNR_1, cSNR_2|\overline{Astro}\right) P\left(\overline{Astro}\right)} \quad (5.8)$$

5.5.2 Modèle de signal

La construction du modèle des événements astrophysiques se base sur la croissance en cSNR, qui est une nouvelle information ajoutée en plus de la valeur absolue du cSNR utilisée dans le modèle pour la probabilité p_{astro} classique. La valeur du cSNR est distribuée selon une loi gaussienne autour de la valeur optimale, due aux variations gaussiennes du bruit. Par construction, le cSNR est distribué avec un écart-type de 1. D'après ceci et en prenant la croissance en cSNR en compte, nous pouvons alors raisonnablement faire l'hypothèse que, dans un plan $(cSNR_1, cSNR_2)$, les événements astrophysiques ont une répartition gaussienne d'écart-type 1 le long d'une droite linéaire dont le coefficient directeur est ρ. En définissant l'angle entre la droite de coefficient ρ et la droite d'équation $cSNR_2 = 0$ (axe des abscisses sur la figure V.2) :

$$\theta := \arctan \rho \quad (5.9)$$

Nous pouvons appliquer aux événements une rotation dans le plan des $cSNR$ telle que :

$$cSNR_{rot} = cSNR_1 \cdot \sin\theta_{exp} - cSNR_2 \cdot \cos\theta_{exp} \quad (5.10)$$

où θ_{exp} est l'angle correspondant à la croissance en $cSNR$ attendue. Dans le cas où l'événement croît comme attendu, il devrait avoir une valeur de $cSNR_{rot}$ nulle, et a contrario, une valeur élevée de $cSNR_{rot}$ tendrait à indiquer que le $cSNR$ de l'événement n'a pas une croissance attendue pour une origine astrophysique. Les histogrammes en figure V.6 montrent la répartition en $cSNR_{rot}$ des coïncidences inter-recherches injectées en rouge et de bruit en noir. On remarque que la manière de traiter la croissance en $cSNR$ par cette rotation est plus efficace pour distinguer le signal du bruit que la méthode de χ^2 introduite plus haut. On remarque aussi que plus l'écart entre les fréquences de coupure est faible, c'est-à-dire plus la croissance

du $cSNR$ attendue est faible, plus les distributions du signal et du bruit tendent à se confondre. Nous pouvons dès maintenant nous attendre à une plus grande efficacité pour les couples de fréquence de coupure éloignés.

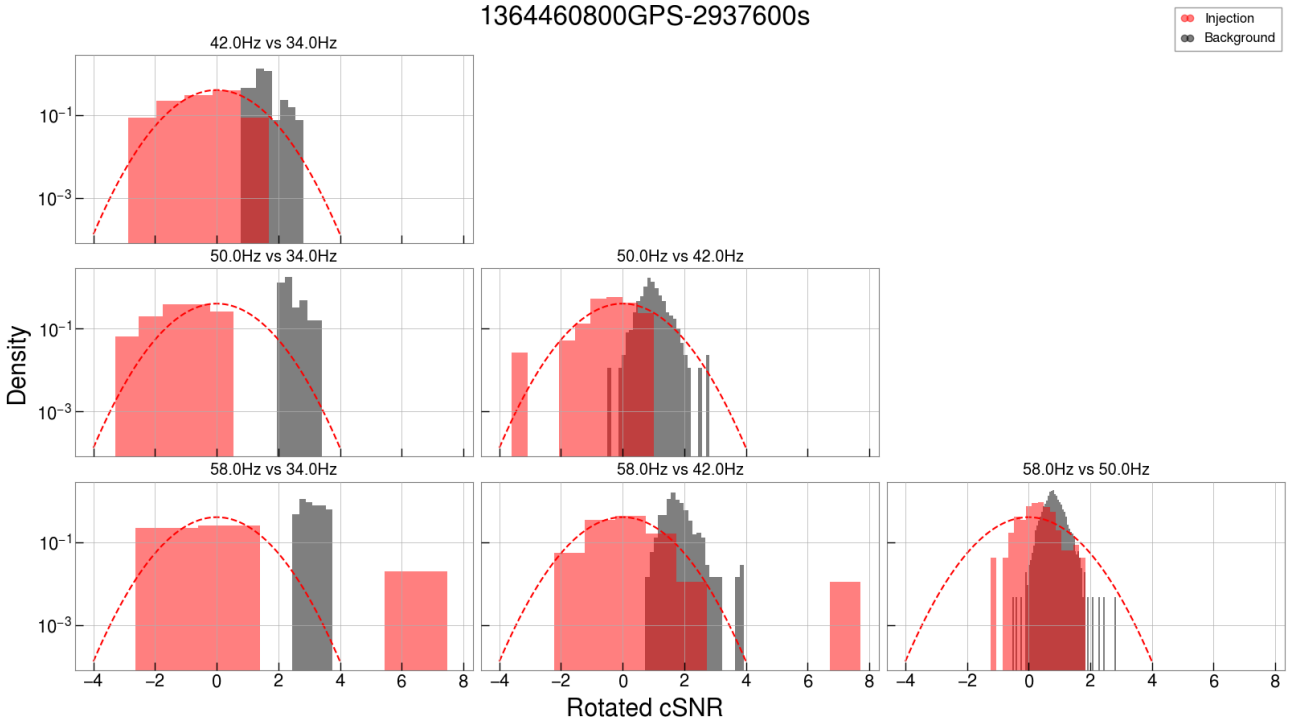


Figure V.6 – Distribution des coïncidences inter-recherches en fonction du $cSNR_{rot}$. En rouge, les coïncidences inter-recherches injectées. En noir, les coïncidences inter-recherches de bruit. La courbe rouge en tirets correspond à une loi normale ($\mu = 0, \sigma = 1$).

Nous pouvons exprimer la distribution des données attendues pour un événement astrophysique $p_\theta(Data|Astro)$, c'est-à-dire autour d'une gaussienne, par :

$$p_\theta(Data|Astro) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}cSNR^2_{rot}} \tag{5.11}$$

La valeur des cSNR d'un événement astrophysique dépend de la distance à laquelle la source se situe. C'est pourquoi $p_\theta(Data|Astro)$ ne permet pas de mettre plus en valeur les événements avec un fort cSNR que ceux avec un faible cSNR. Il s'agit ici du défaut qui est reproché au χ^2 inter-recherches, cependant, la combinaison avec un second modèle $p_c(Data|Astro)$ complète le premier. Ce modèle complémentaire reprend la distribution du cSNR attendue pour des événements astrophysiques dont la distribution spatiale est homogène et isotrope, c'est-à-dire une distribution en cube-inverse comme vue avec le taux de BNS (4.1) :

$$p_c(Data|Astro) = 3\frac{A}{c_2SNR^4} \tag{5.12}$$

où $c_2SNR = \sqrt{cSNR_1^2 + cSNR_2^2}$ combine les cSNRs des coïncidences composant la coïncidence inter-recherches et $A = 2c_2SNR^3_{seuil}$, un facteur de normalisation qui dépend du seuil

en c_2SNR_{seuil}. Dans le cas d'un seuil de détection à 4, on a $c_2SNR_{seuil} = 8$. La probabilité $P(Data|Astro)$ est alors le produit des modèles $p_\theta(Data|Astro)$ et $p_c(Data|Astro)$ intégrés :

$$\begin{aligned} P(cSNR_1, cSNR_2|Astro) &= \int_{cSNR_{rot}}^{+\infty} 2p_\theta(x|Astro)\mathrm{d}x \times \int_{c_2SNR}^{+\infty} p_c(x|Astro)\mathrm{d}x \\ &= \mathrm{erfc}\left(\frac{cSNR_{rot}}{\sqrt{2}}\right) \times \left(\frac{c_2SNR_{seuil}^3}{c_2SNR^3}\right) \end{aligned} \tag{5.13}$$

avec erfc(x), la fonction d'erreur de Gauss complémentaire. La combinaison de ces deux probabilités pour former $P(cSNR_1, cSNR_2|Astro)$ permet maintenant de prendre en compte à la fois la croissance en cSNR propre aux coïncidences inter-recherches et la valeur absolue des cSNRs, sachant la répartition des événements dans l'espace. Il faut à ce modèle ajouter celui du bruit présenté ci-dessous.

5.5.3 Modèle de bruit

Le bruit n'a pas de répartition selon un axe privilégié dans le plan $(cSNR_1, cSNR_2)$. En revanche, les valeurs des deux cSNR peuvent être modélisées par des lois exponentielles. Dans ce cadre, un modèle pour chaque canal de recherche Early Warning est construit. Le modèle ainsi choisi est le suivant :

$$P_f\left(cSNR|\overline{Astro}\right) = e^{\mathcal{P}_n(cSNR^2)} \tag{5.14}$$

où $\mathcal{P}_n$ est un polynôme d'ordre n dont les paramètres sont ajustés sur les distributions cumulatives du bruit pour une recherche coupée à la fréquence f. Après évaluation des paramètres, il est apparu qu'un modèle avec deux exponentielles est plus adapté. La première avec un polynôme d'ordre 3 et la seconde avec un polynôme d'ordre 1 en $cSNR^2$, soit 6 et 2 en $cSNR$ avec des coefficients nuls pour les puissances impaires :

$$P_f\left(x|\overline{Astro}\right) = \begin{cases} e^{a_{0,f}+a_{1,f}\cdot x^2+a_{2,f}\cdot x^4+a_{3,f}\cdot x^6} \text{si} & x \leq 8 \\ e^{b_{0,f}+b_{1,f}\cdot x^2} \text{si} & x > 8 \end{cases} \tag{5.15}$$

où les $a_{i,f}$ et les $b_{i,f}$ sont les coefficients à ajuster. Une condition de continuité entre les deux exponentielles est alors requise, ce qui permet de fixer le paramètre $b_{1,f}$ à partir des autres.

Les modèles de bruit individuels ainsi réalisés sont présentés sur la figure V.7. Le modèle de bruit total combine alors les modèles des canaux individuels en multipliant les probabilités comme suit :

$$P\left(cSNR_1, cSNR_2|\overline{Astro}\right) = P_{f_1}\left(cSNR_1|\overline{Astro}\right) \cdot P_{f_2}\left(cSNR_2|\overline{Astro}\right) \tag{5.16}$$

À ces deux modèles, de signal et de bruit, il manque la probabilité a priori présentée ci-après.

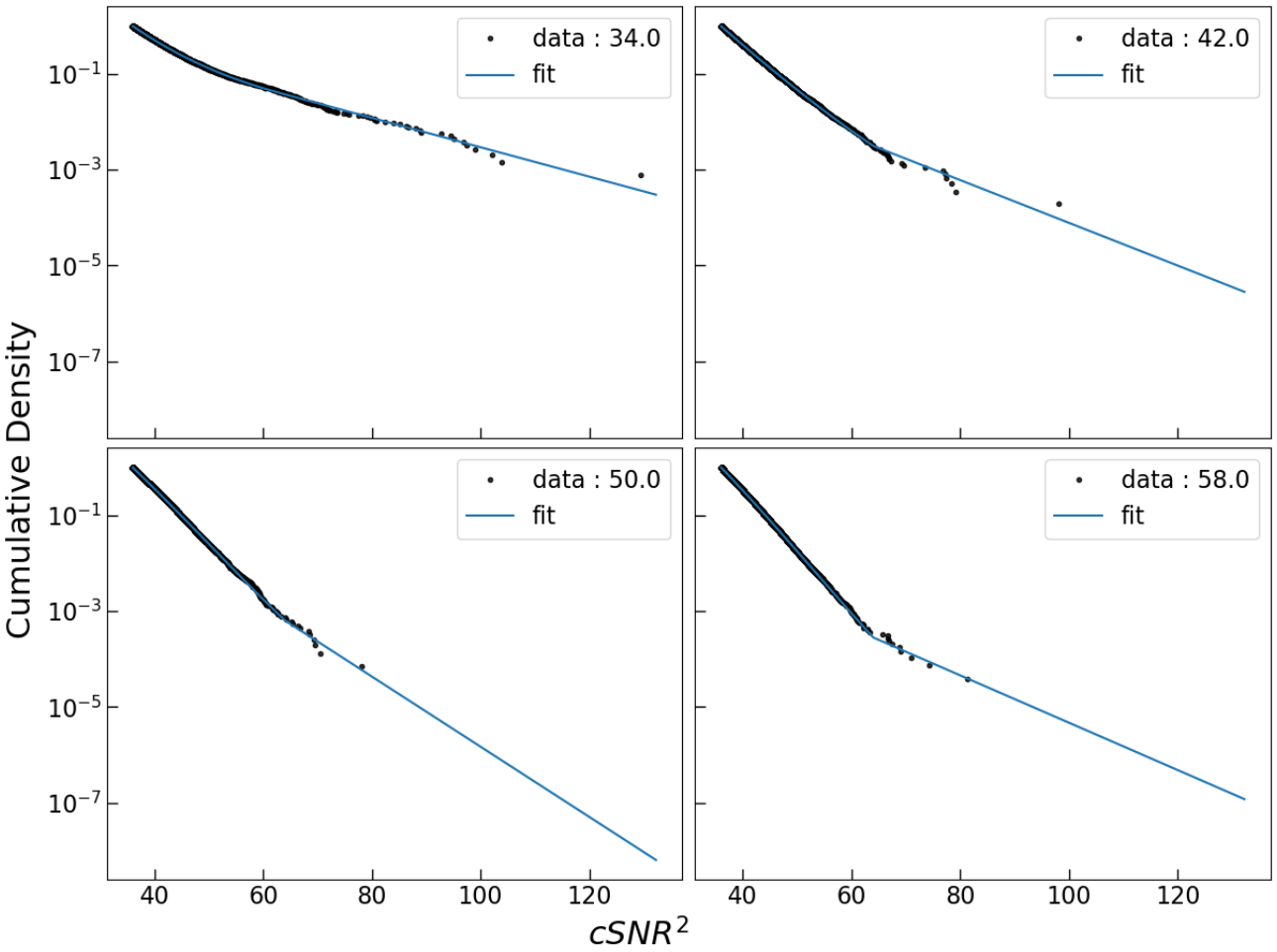


Figure V.7 – Ajustement de la distribution du bruit en fonction du $cSNR^2$ pour les canaux d'Early Warning. La fréquence de chaque canal est indiquée en haut à droite en hertz. L'histogramme des événements de bruit en fonction du cSNR en points noirs. La ligne pleine bleue est l'ajustement exponentiel.

5.5.4 Estimation des priors

La valeur de la probabilité a priori (prior) pour le calcul de la $p_{astro,CI}$ permet de pondérer a priori l'importance que doivent avoir les modèles de signal et de bruit. Pour la détermination de la valeur du prior, il est nécessaire de connaître le nombre d'événements de bruit par rapport au nombre d'événements astrophysiques. Le très faible nombre de BNS trouvées jusqu'à présent et la toute aussi faible estimation du nombre de BNS attendues pour les prochains runs (O4 compris) ne permettent pas d'estimer un prior de manière précise, comme nous aurions pu le faire pour des types d'événements plus fréquents comme les BBH. Il faut aussi noter que le faible nombre de coïncidences inter-recherches de bruit influe aussi sur la précision de la valeur du prior calculée. Pour ce calcul, le nombre de BNS attendues en un an d'observation ($\sim \mathcal{O}(1)$) est multiplié par un facteur exprimant la réduction du volume observable pour une recherche avec pré-déclenchement donnée. Ce facteur se trouve être le cube de la fraction de SNR récolté pour une recherche donnée. Le nombre résultant correspond, pour une recherche avec pré-déclenchements, au nombre de BNS attendues pendant un an d'observation. En plus de ce nombre, il faut le nombre attendu de coïncidences inter-recherches de bruit pendant un an. Pour cela, il suffit simplement de multiplier par 12 le nombre de coïncidences inter-recherches de bruit de la période considérée dans le MDC, qui correspond à un mois d'observation. Les priors résultants sont présentés dans la table V.1 :

Prior du signal pour le MDC O3Replay			
	34 Hz	42 Hz	50 Hz
42 Hz	4.41×10^{-5}		
50 Hz	8.65×10^{-5}	8.29×10^{-6}	
58 Hz	7.50×10^{-5}	1.22×10^{-5}	2.85×10^{-6}

Table V.1 – Priors du signal calculés pour le MDC O3Replay

5.6 Calcul du FAR

Une fois le prior obtenu, il devient possible de calculer la $p_{astro,CI}$ pour nos événements et de disposer de cette nouvelle statistique de classement qui prend en compte d'une part la croissance en cSNR d'une recherche à l'autre via la probabilité $P(Data|Astro)$ et d'autre part la valeur absolue des SNRs combinés via $p(Data|\overline{Astro})$. Cette statistique de classement nous permet alors de calculer le taux de fausse alarme inter-recherches. On peut voir l'histogramme du FAR en fonction de la probabilité astrophysique inter-recherches dans la figure V.8.

La durée totale des données utilisées pour récolter des coïncidences fortuites et construire cette distribution cumulative est de 30 jours. Une durée plus longue aurait permis d'atteindre des valeurs minimales de FAR plus petites, ce qui aurait alors permis d'attribuer aux coïncidences inter-recherches des taux de fausses alarmes potentiellement plus faibles que ceux pré-

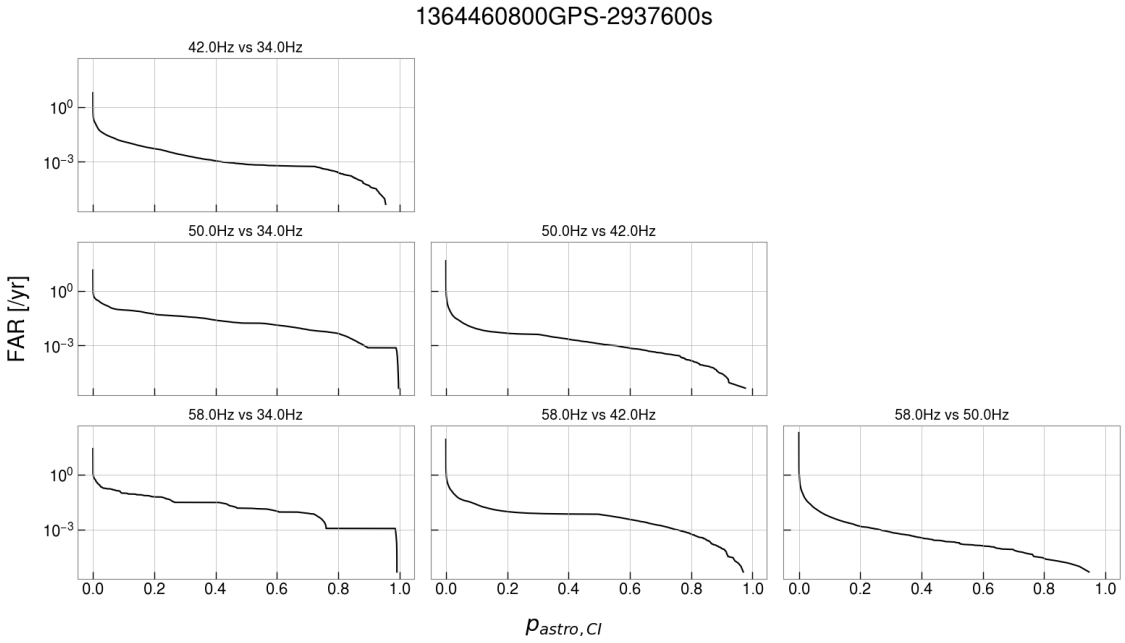


Figure V.8 – Histogramme du FAR en fonction de $p_{astro,CI}$.

sentés sur les graphiques. Cependant, le nombre de coïncidences fortuites à traiter pour obtenir une amélioration significative aurait été trop grand compte tenu de la mémoire disponible.

En comparant les taux de fausses alarmes inverses classiques et inter-recherches (figure V.9), on constate que les valeurs d'IFAR inter-recherches attribuées aux événements sont plus hautes que celles fournies par l'IFAR classique. En effet, la rareté des coïncidences inter-recherches fortuites (notamment vu en figure V.1) participe à cette valeur élevée d'IFAR inter-recherches. Il est également notable qu'un grand nombre d'événements injectés, en particulier pour les coïncidences inter-recherche 50-58, ont des IFAR bas (IFAR classique inférieur à 10^{-3} et IFAR inter-recherches inférieur à 10^1). Cette population se distingue des autres injections, comme l'illustre la figure V.2, notamment dans les canaux 42-50 et 42-58. Le nombre de ces injections croît entre les canaux comme le bruit. Il semble alors que des événements de bruit se produisant simultanément à des injections trop éloignées pour être détectables pourraient constituer une partie de ces injections. De meilleures données, comme celle du run O4 Replay, permettront de mettre plus en avant l'efficacité de l'IFAR inter-recherche.

On voit par exemple sur les graphiques présentés en fig. V.9 des événements injectés avec un IFAR classique autour d'un mois ayant des IFARs inter-recherches (du fait de leur mise en coïncidence inter-recherches) de l'ordre de 10 à 100 ans. Il serait ainsi intéressant de se servir de cet IFAR pour mettre en avant des événements.

5.7 O4Replay

Les données utilisées jusqu'à présent pour développer les coïncidences inter-recherches étaient celles du run MDC O3Replay introduit dans le chapitre 2 en section 4.3. Ces données compor-

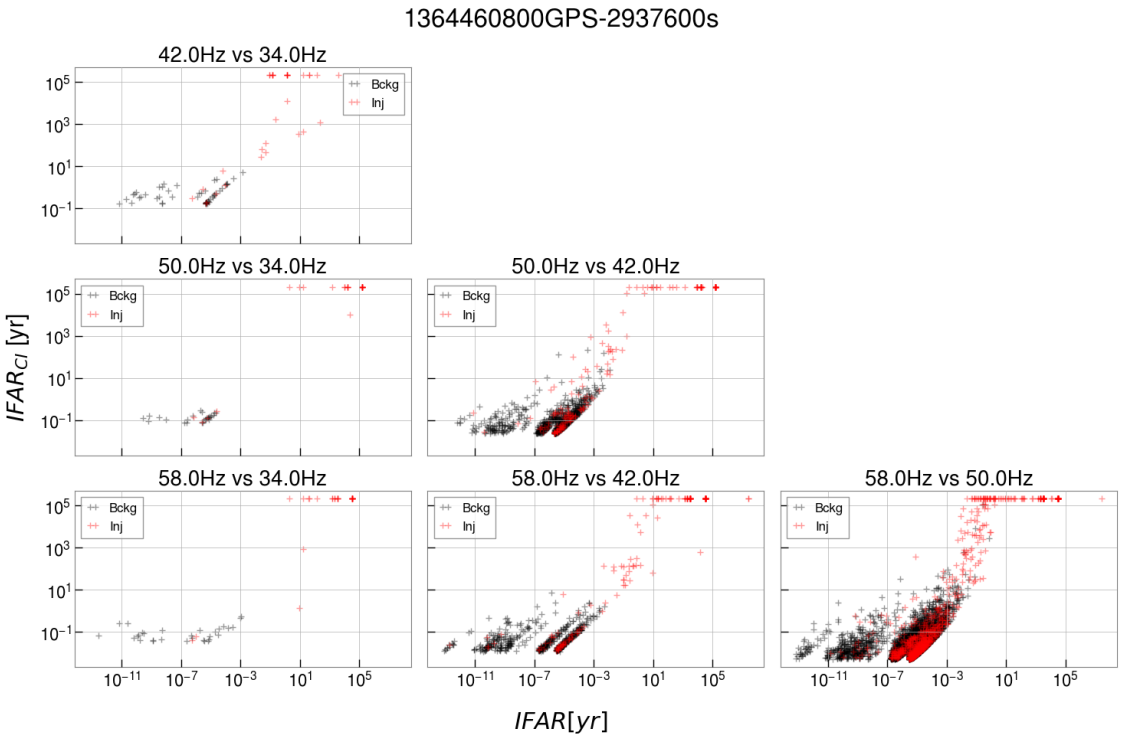


Figure V.9 – Comparaison des IFAR. L'axe horizontal donne l'IFAR de la composante des coïncidences à haute fréquence. L'axe vertical donne l'IFAR inter-recherches calculé avec la $p_{astro,IC}$. En noir, les coïncidences inter-recherches de bruit. En rouge, les coïncidences inter-recherches. Les données proviennent du MDC O3 Replay.

tant peu d'événements à 34 Hz pour former des coïncidences inter-recherches, nous prenons maintenant les données O4Replay. Au plus grand nombre d'événements, s'ajoute le fait que l'ensemble des éléments de la configuration utilisée par MBTA, et en particulier les banques, ont été développés pour le run O4, contrairement au MDC O3 Replay. C'est pourquoi il est pertinent d'utiliser ces données pour tester l'efficacité des coïncidences inter-recherches.

On constate après la formation des coïncidences inter-recherches (figure V.10) qu'une bonne part des événements individuels de bruit est supprimée, alors que les événements d'injection forment plus de coïncidences. Cela soutient ce qui avait déjà été observé pour le run MDC O3Replay.

Dans le chapitre précédent (section 4.4), nous avions émis l'hypothèse pour expliquer la différence du nombre d'événements observés par rapport au nombre d'événements attendus, qui s'exprime à travers les fractions de SNR entre les recherches Early Warning et la recherche AllSky, que les rapports de SNR attendus pouvaient être erronés. Nous avions dit que nous le testerions dans ce chapitre. En affichant la répartition des événements en coïncidence inter-recherches dans le plan $(cSNR_1, cSNR_2)$ en figure V.11 et en ajustant l'augmentation du SNR entre deux recherches, on constate que les valeurs attendues et mesurées sont en accord pour la majorité des paires de fréquences. On constate cependant que les paires incluant la recherche à 34 Hz ont une croissance en cSNR plus faible qu'escomptée, ce qui, en considérant, grâce aux graphiques ne comptant pas la recherche à 34 Hz, que l'erreur est portée uniquement par

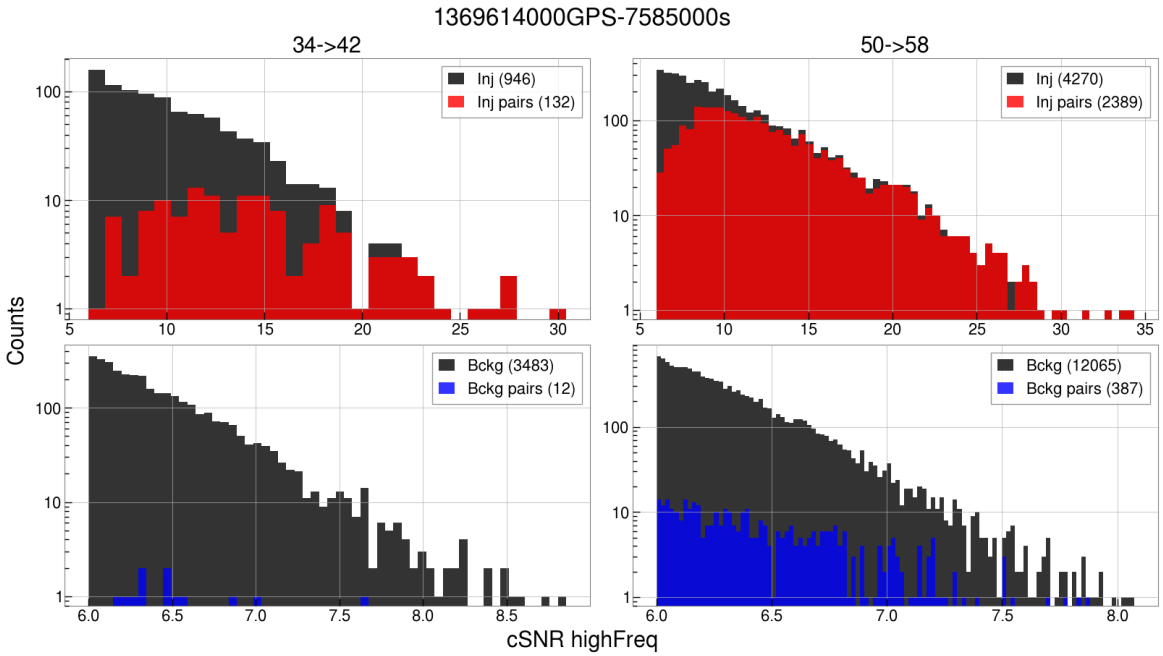


Figure V.10 – Histogrammes du nombre d'événements récupérés par les Early Warnings de MBTA sur O4Replay. Les histogrammes noirs indiquent le nombre d'événements individuels et les histogrammes colorés le nombre d'événements parmi ceux-ci formant des coïncidences inter-recherches. Le rouge correspond aux événements identifiés comme des injections et le bleu aux événements de bruit de fond.

l'estimation du taux de SNR par rapport à une recherche à bande de fréquence complète, indique que ce taux a été sous-estimé, ce qui réfute l'hypothèse émise au chapitre précédent (4.4). En revanche, cette croissance peut être utilisée pour le calcul de $p(Data|Astro)$ comme précédemment.

5.7.1 La probabilité p_{astro} inter-recherches pour O4Replay

Comme pour le cas de O3Replay, la construction de la probabilité astrophysique inter-recherches passe par le calcul du modèle de signal, du modèle de bruit et du prior.

Modèle de signal

Le modèle de signal utilisé pour l'élaboration de la variable $p_{astro,CI}$ avec les données de O4 Replay est le même, avec les mêmes paramètres que pour le run O3 Replay.

On peut voir sur la figure V.12 que les distributions des données mesurées sont en accord avec une loi normale de moyenne nulle et d'écart-type 1. On constate tout de même un écart pour les coïncidences avec des événements coupés à 34 Hz. Cet écart est celui observé dans la figure V.11 entre la croissance en SNR attendue et observée.

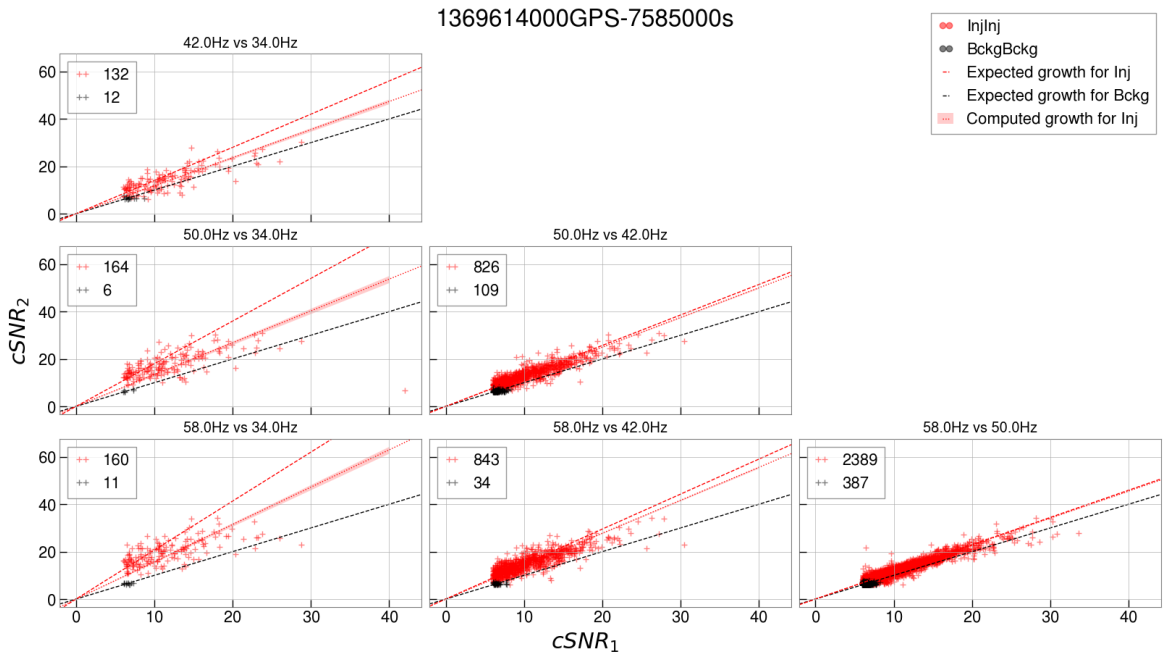


Figure V.11 – Distribution des événements dans l'espace $(cSNR_1, cSNR_2)$. Les points noirs représentent les événements de bruit de fond. Les points rouges représentent les événements injectés. Les lignes en pointillé montrent la croissance attendue du cSNR ajustée sur les événements. La croissance moyenne attendue entre deux recherches pour les événements de bruit étant nulle, le coefficient directeur de la droite correspondante est de 1. La zone colorée autour des lignes pointillées donne l'erreur sur l'ajustement du coefficient directeur. Les lignes tiretées montrent la croissance en cSNR attendue.

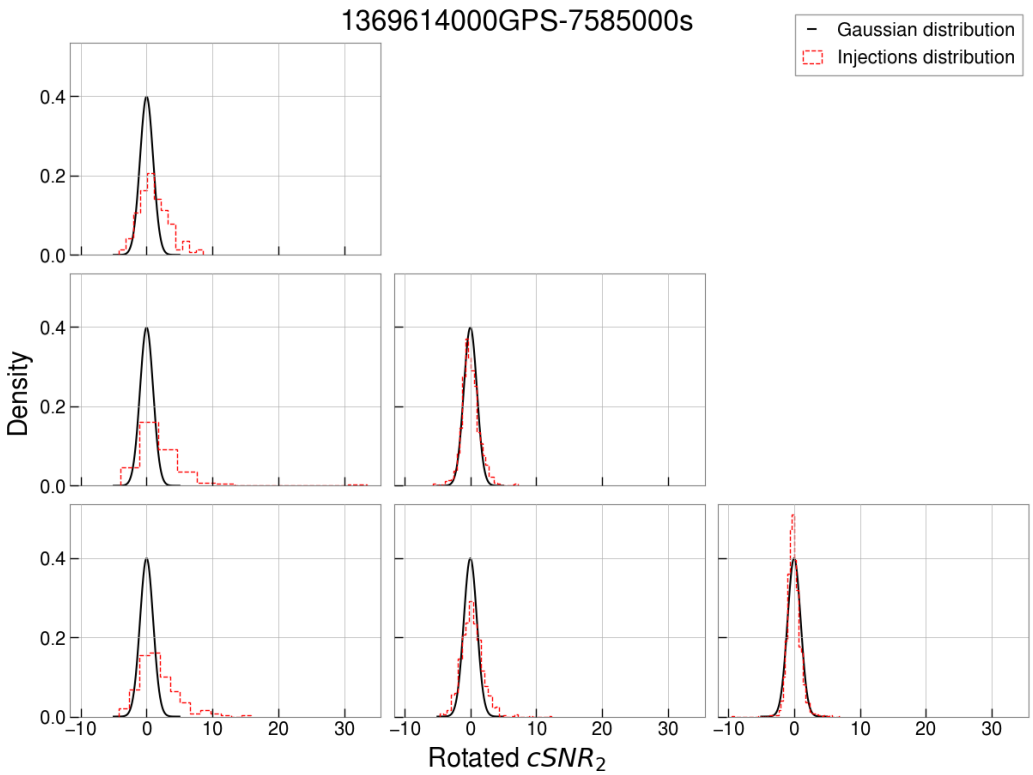


Figure V.12 – Distribution des événements injectés en fonction de $cSNR$ tourné. En rouge, l'histogramme des données de O4 Replay, en noir, une loi normale de moyenne nulle et d'écart-type 1.

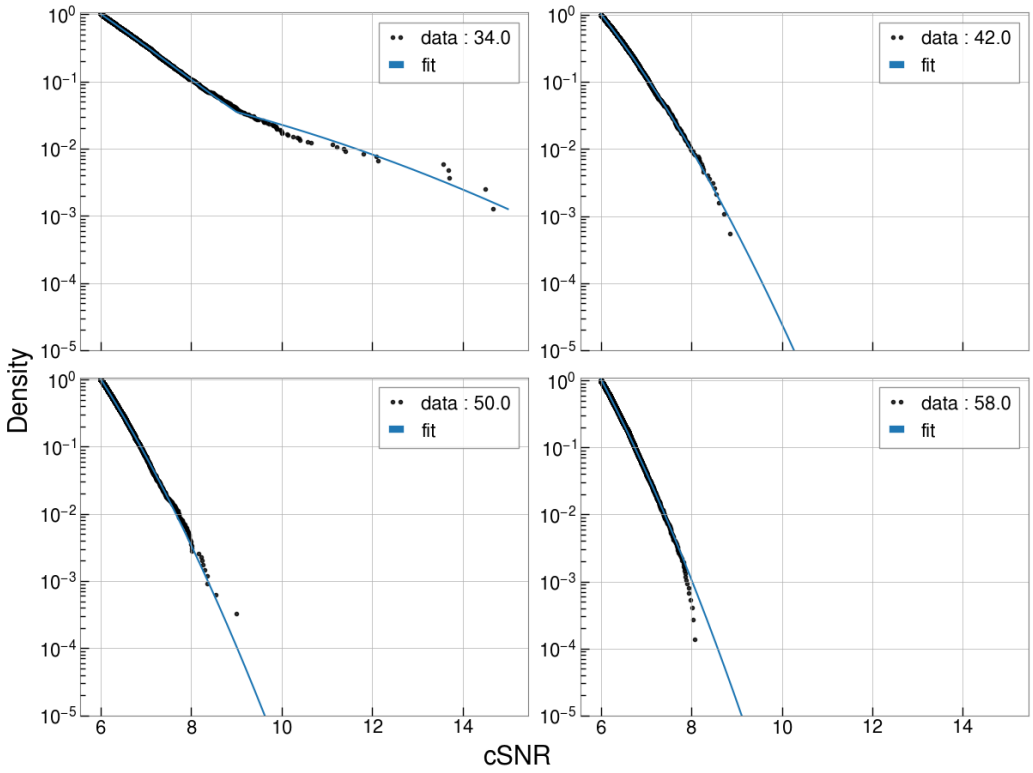


Figure V.13 – Distribution cumulative du bruit en fonction du cSNR. En noir, les événements de bruit. En bleu, l'ajustement par des exponentielles de polynômes.

Modèle de bruit

Pour modéliser le bruit dans chaque recherche, on utilise un ajustement de fonction exponentielle de polynômes sur les distributions cumulatives des événements de bruit en fonction de leur cSNR (voir la figure V.13). Le modèle utilisé est le suivant :

$$P_f\left(x|\overline{Astro}\right) = \begin{cases} e^{a_{0,f}+a_{1,f}\cdot x^2+a_{2,f}\cdot x^4+a_{3,f}\cdot x^6} & \text{si} \quad x \leq x_s \\ e^{b_{0,f}+b_{1,f}\cdot x^2} & \text{si} \quad x > x_s \end{cases} \tag{5.17}$$

où les $a_{i,f}$ et les $b_{i,f}$ sont les paramètres à ajuster. Le nouveau paramètre x_s est fixé à 9 pour la recherche à 34 Hz et ajusté avec les autres paramètres pour les autres recherches.

Estimation du prior

Pour obtenir le prior pour ce MDC, on reproduit la procédure utilisée dans le MDC O3Replay. Les données de bruit récoltées pendant ce MDC s'étendent, en revanche, sur 3 mois d'observation.

Les trois ingrédients de la probabilité astrophysique inter-recherches sont réunis pour l'utiliser afin de calculer le taux de fausses alarmes inter-recherches pour O4Replay.

Prior du signal pour le MDC O4Replay			
	34 Hz	42 Hz	50 Hz
42 Hz	2.62×10^{-4}		
50 Hz	1.12×10^{-3}	1.70×10^{-4}	
58 Hz	6.13×10^{-4}	5.44×10^{-4}	9.08×10^{-5}

Table V.2 – Priors du signal calculés pour le MDC O4Replay

5.7.2 Calcul du FAR

Le calcul du FAR inter-recherches nécessite, en premier lieu, le calcul de la distribution cumulative donnant le FAR en fonction de la $p_{astro,CI}$. Ces relations entre le FAR et la probabilité astrophysique sont données en figure V.14. Les coïncidences fortuites nécessaires pour la construction de la distribution cumulative de la probabilité astrophysique inter-recherches sont récoltées sur 30 jours de données.

Le calcul du FAR inter-recherches nécessite, en premier lieu, le calcul de la distribution cumulative donnant le FAR en fonction de la $p_{astro,CI}$. Ces relations entre le FAR et la probabilité astrophysique sont données en figure V.14. Les coïncidences fortuites nécessaires pour la construction de la distribution cumulative de la probabilité astrophysique inter-recherches sont récoltées sur 30 jours de données.

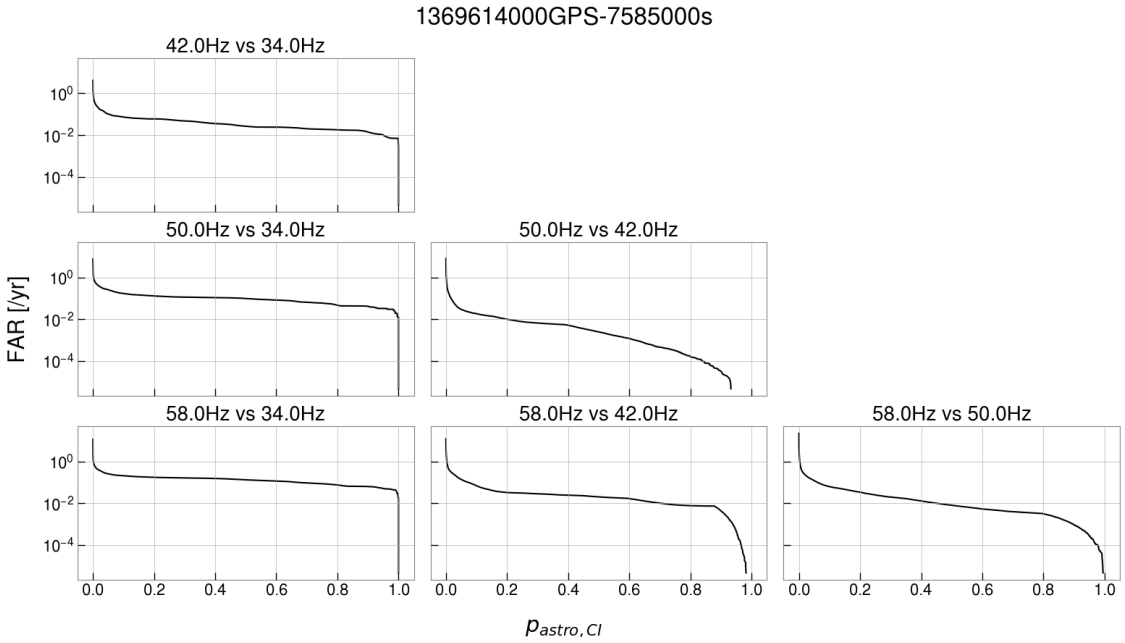


Figure V.14 – FAR en fonction de la $p_{astro,CI}$

L'IFAR alors calculé grâce à la probabilité $p_{astro,CI}$ peut à nouveau être comparé à l'IFAR classique, comme on le voit dans la figure V.15.

On voit tout d'abord une saturation de l'IFAR inter-recherche autour d'une valeur de 10^5 ans, qui nécessiterait l'utilisation d'un plus grand nombre de données pour la construction des distributions présentées en figure V.14. Les limitations en mémoire ont empêché l'extension

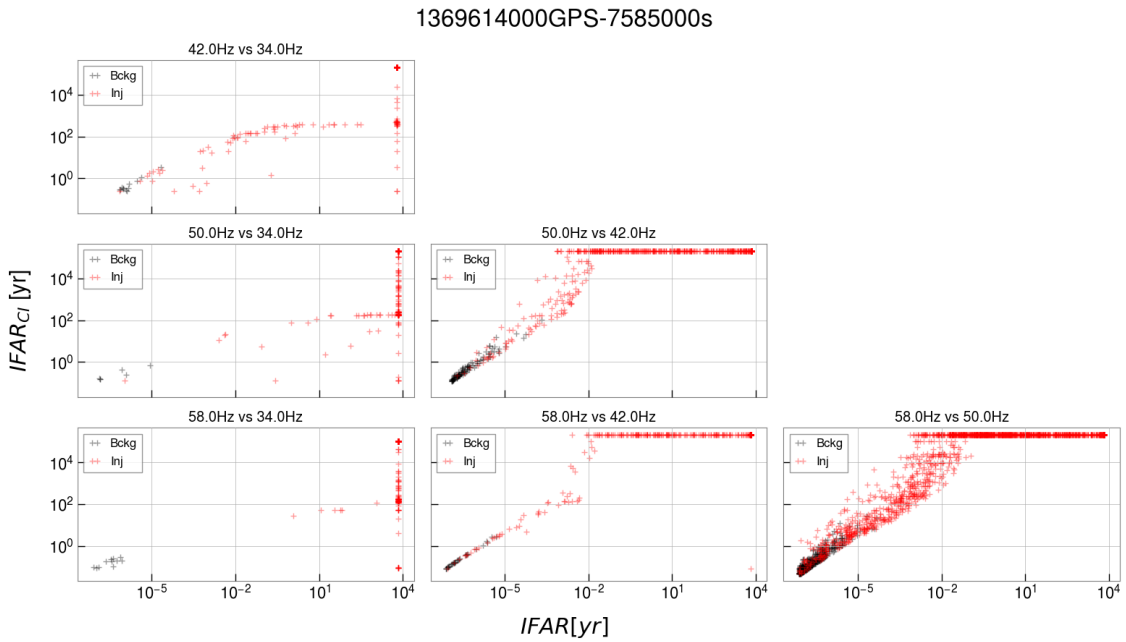


Figure V.15 – Répartition des événements formant des coïncidences inter-recherches en fonction de leurs IFAR. En abscisse, le taux de fausses alarmes inverse de l'événement constituant une coïncidence inter-recherches avec la plus haute fréquence. En ordonnée, l'IFAR inter-recherches. En rouge, les événements injectés et en noir, les événements de bruit de fond.

de la durée pour récolter des données de manière significative. On constate ensuite que la grande majorité des événements de bruit, et ce pour toutes les paires de fréquences de coupure, ont un $\mathrm{IFAR_{EW}}$ inférieur à 10 ans (seulement 10 événements sur l'ensemble des coïncidences inter-recherches de bruit ont un IFAR entre 10 et 100 ans). On remarque cependant que les paires incluant la recherche à 34 Hz peuvent avoir un IFAR inter-recherches bas malgré un IFAR classique élevé. La croissance en SNR inférieure à celle attendue, visible en figure V.11, explique cet écart. Cela met également en évidence l'importance de l'estimation a priori de la croissance en SNR et de sa correspondance aux données de mesures. On voit également qu'à des valeurs d'IFAR inter-recherches supérieures à 100 ans se trouvent des événements injectés dont l'IFAR classique est bien inférieur. Cela montre à nouveau que le FAR inter-recherches permet de mettre en avant des événements qui, d'ordinaire, auraient un IFAR certes suffisant pour être envoyés à GraceDB, mais pas assez pour être considérés comme "intéressants" (*High Profile*). On peut aussi noter qu'il n'apparaît pas dans les données de O4 Replay, contrairement à celles de O3 Replay, des événements de bruit identifiés comme injectés à tort. L'utilisation des coïncidences inter-recherches et de leur FAR spécifique pourrait permettre, à la fois, d'écarter des événements de bruit et de mettre en avant des événements potentiellement astrophysiques.

5.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons construit ce que nous avons nommé les coïncidences inter-

recherches, qui permettent de lier ensemble des événements de recherches avec pré-déclenchements différents au sein du pipeline MBTA. Pour renforcer ces coïncidences inter-recherches et la confiance qui doit être accordée à une détection formant une coïncidence inter-recherches, nous avons également développé le calcul d'une nouvelle probabilité astrophysique dite inter-recherches, tirant profit des comportements typiques des coïncidences inter-recherches. Cette $p_{astro,CI}$ est utilisable comme statistique de classement pour l'élaboration d'un taux de fausses alarmes inter-recherches, qui permet alors de quantifier le caractère potentiellement fortuit des coïncidences inter-recherches. Dans l'optique d'un futur run d'observation (O5, par exemple), cet outil permettrait de mettre en relation les détections de MBTA en quantifiant la confiance à accorder à cette mise en relation, de sorte à donner une confirmation rapide de la première détection par la seconde. Ainsi, cela éviterait d'attendre la fin du signal et la détection par les recherches AllSky, ce qui, aujourd'hui, diminue de facto l'intérêt que peuvent représenter les pré-déclenchements dans la recherche à très faible latence de BNS.

Conclusion

Tout au travers ce manuscrit, nous avons vu le développement des pré-déclenchements pour le pipeline MBTA, dont notamment la génération des banques de calques. Nous avons également examiné les tests que cette nouvelle recherche a passés, qui lui ont permis d'entrer en fonctionnement pour le run O4 encore en cours (au moment où ces lignes sont écrites). Cette nouvelle recherche a continué d'inscrire MBTA comme l'un des principaux pipelines de recherche basse latence de CBC au sein de la collaboration LVK. En plus des pré-déclenchements, un nouvel outil, les coïncidences inter-recherches, a aussi été développé pour pouvoir, dans un prochain run, aider à discriminer et potentiellement mettre en avant des événements issus des recherches avec pré-déclenchement. Ces recherches et cet outil ont pu être testés et vérifiés à travers deux runs simulés, O3 Replay et O4 Replay, qui ont mis en évidence leur efficacité et leur pertinence.

Perspectives pour les futurs runs

Les recherches avec pré-déclenchements présentées jusqu'ici représentent la première mise en place de pré-déclenchements pour le pipeline. C'est pourquoi on peut s'attendre à de plus amples développements pour les runs suivants. Des propositions et pistes de développement sont présentées et motivées ci-dessous.

Développements pour le run O5

Au moment où sont rédigées ces lignes, le run O4b est toujours en cours. Dans l'optique de préparer ce prochain run et de développer les Early Warnings pour les optimiser d'une part et élargir leur spectre d'action d'autre part, voici quelques aspects qui pourraient être examinés dans un futur proche.

Pré-déclenchements multi-bandes

Une première modification et amélioration de taille pour les pré-déclenchements serait tout d'abord d'implémenter la spécificité propre de MBTA. Jusqu'à présent, les pré-déclenchements ne s'effectuent qu'en utilisant une seule bande de fréquence, or l'utilisation de plusieurs bandes de fréquence permettrait une économie de temps de calcul. En particulier, les banques de calques réels sont beaucoup plus légères que les banques de calques virtuels. À titre d'exemple, les calques virtuels pour l'utilisation à deux bandes de MBTA pour le run O4a comportaient 848 995 calques, tandis que les banques de calques réels n'en comptaient que 99 371 et 20 855 pour les bandes basse et haute fréquence respectivement. Le gain en temps de calcul par la réduction du nombre de calques permettrait aux Early Warnings de bénéficier d'un gain en latence toujours précieux. Pour parvenir à utiliser MBTA avec deux bandes de fréquence pour la recherche avec pré-déclenchement, il sera tout d'abord nécessaire de déterminer l'origine du décrochage vu en figure III.9. Une piste d'exploration pourrait être le rôle et l'impact de la fréquence de coupure inter-bande.

Sub-Solar Masses Early Warnings

Un des développements nouveaux pour le run O4 en temps réel, et qui sera également utilisé dans les prochains runs, est la recherche de signaux émis par des objets de masse sous-solaire (SSM pour *Sub-Solar Masses*). Cette recherche pourrait mener à la découverte de trous noirs primordiaux ou d'objets peut-être plus exotiques. Dans la mesure où de telles détections se font avec des signaux longs ($\sim 600\,\mathrm{s}$), il devient pertinent d'appliquer les Early Warnings aux recherches SSM. Les recherches SSM faisant appel à un grand nombre de filtres (espace des paramètres densément peuplé : 2 253 560 calques pour O4), une utilisation multi-bande des Early Warning, comme évoqué plus haut, apporterait un réel bénéfice.

Déclenchements mono-détecteur avec Early Warning

Dans le cas de déclenchements avec une très haute statistique de classement et un des détecteurs non-opérationnel, il est possible d'envoyer une alerte à GraceDB pour un événement avec un seul détecteur. Pour de futurs runs, voire de futurs détecteurs, dont les sensibilités permettraient d'avoir des pré-déclenchements avec une haute statistique de classement, il serait envisageable d'envoyer des alertes mono-détecteur pour les Early Warnings. Pour le run O4, les événements avec un seul détecteur ne sont pas envoyés à GraceDB par MBTA, à moins d'avoir une possible contrepartie électromagnétique.

Coïncidences inter-recherches

Les travaux présentés dans cette thèse montrent une première approche sur ce nouvel objet que sont les coïncidences inter-recherches. Leur construction et leur utilisation peuvent être

améliorées et diversifiées pour correspondre davantage à la diversité des détections possibles pour les futurs runs.

Mélange des types d'évènements

Jusqu'à présent, les données utilisées pour construire des coïncidences inter-recherches n'ont été basées que sur les données des détecteurs LIGO Hanford et LIGO Livingston. De plus, pour le run O4, seuls ces deux détecteurs ont été utilisés pour l'étude avec pré-déclenchement. Le détecteur Virgo n'étant pas opérationnel pour la première partie du run et inutilisé pour les Early Warning lors de la seconde partie. En revanche, il est attendu pour les prochains runs d'avoir, d'une part, un changement dans la reconstruction des données de Virgo afin de réduire la latence et de la faire correspondre à celle de LIGO, et, d'autre part, l'arrivée du détecteur KAGRA. Pour ces raisons, l'étude des coïncidences inter-recherches avec trois voire quatre détecteurs, mélangeant ainsi les types de détections : HL, LV, HV, HK, LK, VK, HLV, HLK, HVK, LVK et HLVK, se révèle nécessaire pour préparer les prochains runs. En particulier, l'utilisation d'un modèle de signal pour la $p_{astro,IC}$, reposant sur les $cSNR$ et leur croissance, présuppose que le type d'événement entre les différentes composantes de la coïncidence inter-recherches est le même. Une modification pour croiser les types d'événements exigera alors de séparer les différents SNR et d'examiner leurs croissances individuelles plutôt que combinées. L'ajout d'un nouveau détecteur ou son retrait d'une composante à l'autre d'une coïncidence inter-recherches sera aussi à prendre en compte. L'ensemble des propositions, encore naïves, pour l'amélioration et l'ajout de cette fonctionnalité dans l'utilisation des coïncidences inter-recherches nécessitera un travail approfondi sur le sujet.

n-uplets

Dans les travaux sur les coïncidences inter-recherches, les seuls événements considérés sont les paires d'événements formant des coïncidences inter-recherches. Pour approfondir l'étude, il serait pertinent de considérer des groupes de n événements afin de calculer la $p_{astro,IC}$ et l'IFAR associés. L'adaptation de la $p_{astro,IC}$ nécessitera une modification du calcul du modèle de bruit. En effet, dans le cas de deux événements, on effectue une rotation $SO(2)$ dans le plan $(cSNR_1, cSNR_2)$, tandis que dans le cas de n événements, il faudrait une rotation $SO(n)$ dans l'espace $(cSNR_1, \cdots, cSNR_n)$. Concernant le modèle de bruit, il n'y aurait pas de modification fondamentale à apporter. Il suffirait de faire le produit des modèles de bruit individuels pour avoir le modèle de bruit pour une coïncidence à n événements :

$$p\left(cSNR_1, \cdots, cSNR_n | \overline{Astro}\right) = \prod_{i=1}^{n} p_{f_i}\left(cSNR_i | \overline{Astro}\right) \tag{5.18}$$

où les f_i représentes+nt les fréquences de coupure des Early Warnings pour chaque événement de la coïncidence. Il sera également important, en sus des modifications de ces deux modèles,

d'avoir un couple de prior adapté à chaque type possible de coïncidence inter-recherches.

L'absence de coïncidence

Jusqu'à présent, les probabilités astrophysiques inter-recherches et les FAR inter-recherches n'étaient attribués qu'aux événements formant une coïncidence. Il serait intéressant, dans la suite de ce travail, de s'intéresser aux événements ne formant pas de coïncidence inter-recherches, en particulier pour évaluer la probabilité de leur occurrence. Par exemple, un événement observé dans les recherches à 42 Hz et à 50 Hz est, s'il n'est pas fortuit, attendu dans la recherche à 58 Hz. Son absence, dans la mesure où le $cSNR$ est censé être croissant, pourrait être significative. Un second exemple pourrait être un événement avec un SNR suffisamment fort observé dans les recherches à 42 Hz et à 50 Hz qui devrait également être détecté dans la recherche à 34 Hz. La probabilité que le SNR ait été trop faible pourrait être quantifiable et utile pour le traitement des coïncidences inter-recherches. Enfin, un dernier exemple serait un événement observé dans les recherches à 34 Hz et à 50 Hz, mais pas dans la recherche à 42 Hz. Une telle coïncidence, lorsque l'on en vient à traiter le cas des n-uplets, devrait être pénalisée. À travers ces trois exemples, il est évident que la prise en compte des événements absents, tout comme ceux présents dans la coïncidence, pourrait permettre d'affiner davantage cet outil. Une proposition pour développer ce dispositif serait, pour chaque événement absent de la coïncidence, de créer un événement "fantôme" dont le $cSNR$ serait au seuil de détection, et de le traiter comme appartenant au n-uplet. Sa faible valeur de $cSNR$ et sa croissance, s'éloignant de celle attendue, impacterait la $p_{astro,CI}$ en rapprochant la coïncidence du bruit plutôt que du signal.

Épilogue

Les travaux décrits dans ce manuscrit se sont déroulés avant et pendant les deux premières phases du run O4. Jusqu'à présent, aucune coïncidence de type BNS (Binary Neutron Star) n'a été découverte par les pré-déclenchements de quelque pipeline que ce soit, ni par aucune recherche AllSky. Cette rareté souligne la nécessité des Early Warnings défendue ici pour tirer un maximum d'informations des quelques événements qui pourraient être observés.

Les travaux décrits dans ce manuscrit se sont déroulés avant et pendant les deux premières phases du run O4. Jusqu'à présent, aucune BNS n'a été découverte par les pré-déclenchements de quelque pipeline que ce soit, ni par aucune recherche AllSky. Cette rareté souligne la nécessité des Early Warnings défendue ici pour tirer un maximum d'informations des quelques événements qui pourraient être observés. La campagne n'étant pas terminée, nous espérons encore pouvoir, et peut-être à l'aide des pré-déclenchements, faire des découvertes...