



HAL
open science

Optimisation de la chaîne d'analyse MBTA et développement d'une méthode d'étalonnage de la réponse fréquentielle du détecteur d'onde gravitationnelle Virgo

Nicolas Andres

► **To cite this version:**

Nicolas Andres. Optimisation de la chaîne d'analyse MBTA et développement d'une méthode d'étalonnage de la réponse fréquentielle du détecteur d'onde gravitationnelle Virgo. Astrophysique [astro-ph]. Université Savoie Mont Blanc, 2023. Français. NNT : 2023CHAMA029 . tel-04544593

HAL Id: tel-04544593

<https://theses.hal.science/tel-04544593>

Submitted on 12 Apr 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

Spécialité : **Physique subatomique et Astroparticule**

Arrêté ministériel : 25 Mai 2016

Présentée par

NICOLAS ANDRES

Thèse dirigée par **DAMIR BUSKULIC**

préparée au sein du

Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules

dans

l'École Doctorale de Physique de Grenoble

Optimisation de la chaîne d'analyse MBTA et développement d'une méthode d'étalonnage de la réponse fréquentielle du détecteur d'ondes gravitationnelles Virgo

Thèse soutenue publiquement le **25 Septembre 2023**,
devant le jury composé de :

Dr. Viola SORDINI

Chargée de recherche, IP2I Lyon, Rapporteuse

Dr. Jérôme NOVAK

Directeur de recherche, Observatoire de Meudon, Rapporteur

Dr. Edwige TOURNEFIER

Directrice de recherche, LAPP Annecy, Présidente du jury

Pr. Laurent DEROME

Professeur des universités, Université Grenoble Alpes, Examineur

Dr. Sébastien VIRET

Chargé de recherche, IP2I Lyon, Examineur

"Il faut prendre le temps de prendre son temps."

Alexandre le bienheureux

Remerciements

Je tiens ici à remercier l'ensemble des personnes qui ont participé de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail qu'est mon projet de thèse, ainsi que tout ceux qui m'ont permis d'en arriver là.

Tout d'abord merci au jury qui a accepté de juger mon travail ainsi que de se déplacer pour assister à ma soutenance. Merci pour votre temps précieux. Je remercie particulièrement Viola et Jérôme qui ont accepté la tâche de rapporteur. Vos remarques très constructives ont contribué à parfaire ce manuscrit. Merci à Laurent, qui m'a formé en temps que professeur durant mon parcours académique et jugé à son aboutissement. Merci Sébastien pour tes questions pertinentes, et Edwige d'avoir accepté d'être présidente du jury.

Je tiens ensuite à remercier Damir, qui a encadré ma thèse durant ces trois années mouvementées. La pandémie a eu un impact énorme sur tes obligations d'enseignant-chercheur, et je te serais éternellement reconnaissant du temps que tu as passé à me guider et à parfaire ma formation. J'ai beaucoup d'admiration pour toi et ai su apprendre de chacun de nos échanges, autant d'un point de vue professionnel que sur le plan personnel.

Un grand merci à l'équipe Virgo du LAPP et de manière générale de m'avoir donné la chance d'intégrer votre équipe durant ces trois années. Chacun d'entre vous à su me donner de son temps lorsque j'en avais besoin et a contribué à parfaire mes connaissances scientifiques. Je tiens à remercier plus particulièrement tous ceux avec qui j'ai pu travailler, chercheurs, ingénieurs et techniciens, pour l'accomplissement de mes différents projets de recherche.

Je remercie également l'ensemble du LAPP. L'administration, le service de gestion des missions et d'accompagnement des doctorants, qui font un travail énorme pour nous faciliter la vie durant notre cursus. Merci à Gilles de prendre de son temps pour suivre personnellement chacun des doctorants du laboratoire. Je tiens à remercier le service informatique, qui a pu me sauver à plusieurs reprises durant mon séjour au LAPP.

Je remercie les doctorants que j'ai pu côtoyer tout au long de mon parcours, les anciens Dimitri, Florian, Carole, Loïc, Marc, Iuri, Victor, Pablo, Joanna et Camille dont certains on fait le déplacement pour assister à ma soutenance, ainsi que tous les nouveaux dont Christopher, Cyann, Cervanne et j'en passe. Merci également aux stagiaires que j'ai pu rencontrer durant ma thèse, notamment à Hugo, Nathan et constant. J'ai beaucoup apprécié l'enthousiasme que vous avez

apporté au labo.

Un immense merci à l'ensemble des professeurs et enseignants qui m'ont donné l'envie d'explorer le monde magnifique et passionnant qu'est celui de la physique fondamentale. Durant le lycée avec Mr. Toix, Mr. Lopez, Mr. Brebion, la prépa avec Mr. Metairie qui a su s'investir et me donner de son temps précieux pour me guider, Mr. Messenger, Mr. Buisson, Mme. Royer, ainsi que durant mon Magistère de physique à Grenoble avec Mr. Barrau, Mr. Derome, Mr. Ralko, Mr. Santos, Mme. Canet, Mr. Clément, Mr. Salati, Mr. Schienbein, Mr. Buskalic, Mr. Brulard, Mme. Renault ainsi que Mr. Martineau que je félicite pour son poste au CNRS. J'espère que toi aussi, lecteur, ressentira et saura apprécier la passion et la connaissance qui a pu m'être transmise et dont je te fais part à mon tour.

Évidemment, je remercie ma famille, mes parents et ma grand mère de tout leur soutien si précieux, Rico et Murielle de leur aide à Annecy, ainsi que mon frère Rémi et ma soeur Valentine que j'aime, qui m'ont aidé à traverser chacune des étapes m'ayant conduites ici. Je remercie également Alvisse, Adrien, Soso, Bastien, Antoine et Luc pour nos bons moments passés ensemble qui ont eu un impact certain sur l'accomplissement de mon travail. Mes amis ainsi que les belles rencontres que j'ai pu faire à Annecy, qui m'ont apporté du bonheur et un soutien émotionnel fondamental. Merci du fond du coeur à Étoile, Rem Rem, Pipoc, PL, Cass, Antoine, Victor, Dodi, Théo, Pauline, Ange, Théophile, Loïs, Célia, Anaïs, Baptiste, Léa, Chloé et Cacahuète, votre joie de vivre m'a profondément touché et tous nos moments passés ensemble seront inoubliables. Merci également à Sarah qui a pu m'ouvrir l'esprit sur différentes manières d'appréhender la vie. Je ne remerciais jamais assez Cédric, Bastien, Guillem, Baptiste, Jennifer, Adam, Thomas, Mathilde, Boris, Aurélie, Florentin, Zoé, Valentin, Sébastien, Guillaume et Robin qui me supportent plus particulièrement depuis de nombreuses années, même depuis la crèche pour certains. Vous avez bien plus d'importance à mes yeux que vous ne le pensez, sauf toi Ced, et êtes l'une des raisons principales pour laquelle j'avance. Vous avez toutes et tous contribué d'une manière ou d'une autre à l'aboutissement de cette thèse, et je vous aime.

Bonne lecture !

Table des matières

1	Origines, intérêt et détection des ondes gravitationnelles	15
1.1	Une prédiction de la relativité générale	15
1.1.1	L'onde gravitationnelle depuis les équations d'Einstein	16
	Linéarisation des équations d'Einstein	16
	Jauge harmonique de Lorenz	17
	Jauge transverse et sans trace	17
1.1.2	Rayonnement gravitationnel	19
	Énergie transmise dans les ondes gravitationnelles	20
1.2	Différents types de sources d'ondes gravitationnelles	20
1.2.1	Sources impulsionnelles	21
1.2.2	Sources périodiques continues	21
1.2.3	Sources cosmologiques	21
1.2.4	Coalescences de systèmes binaires de corps compacts	22
	Évolution du système de binaires compactes	22
	Forme du signal attendue pour les CBC	23
	Les paramètres reconstruits depuis un tel signal	26
1.2.5	Fond stochastique d'ondes gravitationnelles	26
	L'avant plan astrophysique	26
	L'arrière plan cosmologique	27
1.3	L'intérêt de détecter des ondes gravitationnelles	28
1.3.1	Physique fondamentale	28
	Mesure de la célérité	28
	Équation d'état d'une étoile à neutrons	29
	L'hypothétique graviton	29
1.3.2	Astrophysique	29
	Origine et formation des système sources	29
	Évolution et population des sources	30
1.3.3	Cosmologie	30
	La constante de Hubble	30
	Les ondes gravitationnelles primordiales	31
1.3.4	Astronomie multi-messenger	32
1.4	La détection des ondes gravitationnelles	32
1.4.1	L'histoire de leurs détections	32
	La première détection indirecte	32
1.4.2	L'interférométrie LASER terrestre	33
	Un interféromètre kilométrique	34
	La réponse d'antenne d'un interféromètre	35

	Un réseau d'interféromètres à travers le monde	38
1.4.3	Chronométrie des réseaux de pulsars	41
1.4.4	L'interféromètre spatial LISA	41
1.4.5	Les détections remarquables	42
1.5	Conclusion	47
2	L'interféromètre Advanced Virgo : caractérisation de l'horodatage du signal des photo-diodes de détection	49
2.1	L'interféromètre Advanced Virgo	49
2.1.1	Configuration optique du détecteur Advanced Virgo	50
	Le laser	50
	Cavité de filtrage résonante d'entrée	51
	Cavité de recyclage de puissance	51
	Cavités Fabry-Perot	51
	Les miroirs suspendus	51
	Cavité de recyclage du signal	52
	Cavité de filtrage résonante de sortie	53
	Système de <i>squeezing</i>	53
	Bancs de détection	53
2.1.2	Le signal de frange noire	54
2.1.3	Les degrés de liberté de l'interféromètre	54
2.1.4	Sensibilité et portée de l'interféromètre	55
2.1.5	Les bruits limitant la détection d'ondes gravitationnelles	56
	Le bruit quantique	56
	Le bruit sismique	58
	Le bruit Newtonien	58
	Le bruit Thermique	59
	Les bruits techniques	59
2.2	Principe de l'étalonnage de l'interféromètre	60
2.2.1	Réponse optique du détecteur	61
2.2.2	Réponse des photo-détecteurs de lecture du signal	61
2.2.3	Réponse des systèmes d'actions sur les miroirs	62
	Les actionneurs électromagnétiques	62
	Le système d'étalonnage PCAL	63
	L'étalonnage Newtonien NCAL	64
2.2.4	Contrôle de l'interféromètre	64
2.2.5	Algorithme de reconstruction du signal $h(t)$	64
2.3	Horodatage du signal de frange noire dans Adv+	66
2.3.1	Bancs optiques de détection	67
2.3.2	Réponse de la chaîne de lecture de la photo-diode de référence	68
	Principe de la mesure du <i>timing</i>	68
	Distribution du <i>timing</i> et chaîne d'acquisition des photo-diodes de détection	69
	Ajout de la photo-diode de référence sur le banc EDB	71
	Modèle du <i>sensing</i> de la photo-diode de référence	72
	Calibration du <i>sensing</i> de la photo-diode de référence	73
2.3.3	Inter-calibration de la photo-diode de référence vers les photo-diodes B1p du banc optique SDB2	78

	Modèle du <i>sensing</i> des photo-diode de SDB2	78
2.3.4	Inter-calibration de la photo-diode B1p vers la photo-diode de lecture du signal de frange noire B1	82
2.3.5	Résumé du <i>timing</i> associé au signal de frange noire de Virgo	89
2.3.6	Mesure directe du <i>timing</i> via une LED	90
2.3.7	Conclusion et discussion	95
3	Méthode de calibration de photo-détecteurs en réponse fréquentielle	98
3.1	Carte prototype de pilotage LED	100
3.1.1	Principe de la mesure	101
3.1.2	Influence de la carte de pilotage sur la mesure de la réponse fréquentielle	102
3.1.3	Mesure de la réponse fréquentielle de la photo-diode de lecture	105
3.2	Validation de la méthode de mesure de réponse fréquentielle de photo-détecteurs	106
3.2.1	Principe de la mesure avec le hachoir optique	107
3.2.2	Simulation du hachoir optique	107
3.2.3	Contrôle externe de la mesure avec le <i>chopper</i>	109
	Contrôle de la puissance du laser	110
	Contrôle de la fréquence de rotation du <i>chopper</i>	110
3.2.4	Mesure de la réponse fréquentielle de photo-détecteur	113
3.2.5	Combinaison des méthodes de mesure de la réponse fréquentielle	116
3.3	Mesure de la réponse fréquentielle de la <i>Working Sphere</i> Virgo	117
3.3.1	Étalon de référence et inter-calibration du réseau d'interféromètres	118
3.3.2	Intérêt de la calibration en réponse fréquentielle des sphères intégrantes	120
3.3.3	Mesure de la réponse fréquentielle de la <i>Working Standard</i> de Virgo	121
3.4	Conclusion et discussion	124
4	La recherche de coalescences de binaires compactes par le <i>pipeline</i> d'analyse à faible latence MBTA	127
4.1	Fonctionnement général de la chaîne d'analyse	128
4.1.1	La technique du filtrage adapté	128
	Approche bayésienne	130
4.1.2	Une chaîne d'analyse multi-bande	131
4.1.3	Espace des paramètres de la recherche	132
4.1.4	Mise en coïncidence des déclenchements	134
	Rapport signal sur bruit d'une coïncidence	135
	Calcul d'un taux de fausse alarme	136
4.1.5	La production d'alertes en temps réel	138
	Localisation et estimation approfondie des paramètres de la source	138
	Classification selon le type de source	140
4.2	Les <i>pipelines</i> dédiés à la détection de signaux transitoires	142
4.2.1	La recherche de Coalescences de Binaires Compactes	142
	GstLAL	142
	PyCBC	143
	SPIIR	143
4.2.2	La recherche des <i>bursts</i> astrophysiques	143
	cWB	143
	oLIB	143

4.2.3	Les chaînes dédiés à la gestion de l’astronomie multi-messager	144
	RAVEN	144
	LLAMA	144
4.3	Les outils généraux existant durant O3	144
4.3.1	Jeux de données simulées : les injections	145
4.3.2	Les outils de gestion de la chaîne d’analyse	145
4.3.3	Le pré-traitement des données	146
	Le <i>gating</i>	147
4.3.4	Composants d’analyse de réjection de bruits dans un détecteur	147
	Test du χ^2 sur la répartition du SNR dans chaque bande de fréquence	147
	Test de l’auto - χ^2	149
	La pondération du SNR	149
	Traiter les périodes bruitées avec l’ExcessRate	150
	Re-pondérer la statistique de classement	151
4.3.5	Outils de réjection de bruits coïncidents	151
	Statistique de classement combinée	152
	Test de cohérence des signaux coïncidents	152
4.4	La chaîne d’analyse MBTA pour la période d’observation O4	153
4.4.1	Banque de calques	153
4.4.2	Statistique de classement et taux de fausses alarmes	156
4.4.3	L’envoi de pré-alertes	157
4.5	Conclusion	158
5	Améliorations de la chaîne d’analyse MBTA grâce aux connaissances astrophysiques	160
5.1	Modèle de population des binaires de trous noirs	161
5.1.1	Les premiers modèles du catalogue GWTC-1	161
5.1.2	L’impact des supernovæ PISNe PPISNe	162
	Principe général d’une supernova	163
	L’instabilité de paire	163
	Impact sur les modèles de distributions de masses des binaires de trous noirs	164
5.1.3	Modèle <i>Power law + peak</i>	164
5.1.4	Modèle <i>Broken power law</i>	166
5.1.5	Modèle <i>Multi peak</i>	166
5.1.6	Modèle de <i>redshift</i> et de spins	167
5.1.7	Des injections aux modèles astrophysiques	168
5.2	Une nouvelle observable, P_{Astro}	169
5.2.1	La méthode FGMC	170
5.2.2	Classification de source	172
	Probabilité d’origine astrophysique	172
	Paramétrisation de P_{Astro}	173
5.2.3	Résultats	174
5.3	Pondérer la cRS des candidats par l’information astrophysique	176
5.3.1	Une statistique de classement pondérée par le test de rapport de vraisemblance	176
	$\mathcal{P}(\vec{\theta} \text{Bruit})$	178
	$\mathcal{P}(\vec{\theta} \text{Signal})$	179
5.3.2	Fonction de pondération de la statistique de classement	180

	Efficacité de détection	180
	Lien avec la banque de calques	181
	Pondération de la banque de calques	182
	Modification de la statistique de classement	183
5.3.3	Résultats	183
	Effet sur le bruit de fond	184
	Effet sur le FAR	189
5.3.4	Résumé des événements de la période d'observation O3	195
5.3.5	Comparaison de la sensibilité des recherches	197
	Indépendance entre la statistique de classement et les paramètres intrinsèques	199
5.4	Comparaison et complémentarité avec P_{Astro}	202
5.5	Conclusion	203
Conclusion		206
Annexe A		210
Annexe B		213
Bibliographie		213
Résumé		229

Introduction

Les ondes gravitationnelles furent prédites comme une conséquence de la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein publiée en 1915. Ces ondes résultent de la propagation à la célérité de la lumière d'une perturbation de la métrique de l'espace-temps. Leur détection directe est restée un défi technique pendant des décennies. Leur faible amplitude en fait des ondes presque imperceptibles sur terre. Seuls les phénomènes les plus violents dans l'univers peuvent produire de telles ondes avec une amplitude suffisamment élevée pour être détectable par des instruments basés sur Terre. Elles nous permettent ainsi de sonder des phénomènes astrophysiques extrêmes voire inaccessibles autrement, comme la fusion de deux trous noirs.

Leur existence a été confirmée en 2015 par la détection directe d'un signal provenant d'une telle fusion, dans les détecteurs américains LIGO. Cette détection a valu le prix Nobel de physique en 2017 et a marqué le début de l'astronomie gravitationnelle, discipline en plein essor depuis. Cette même année l'astronomie gravitationnelle permet une détection multi-messager avec l'événement GW170817, une fusion d'étoiles à neutrons ayant permis de combiner les observations gravitationnelles et électromagnétiques, permettant d'obtenir une compréhension plus complète de ce type d'événement. C'est aussi en 2017 que le détecteur européen Virgo rejoint les périodes d'observations.

La collaboration compte aujourd'hui quatre détecteurs en incluant l'instrument KAGRA au Japon. Elle fournit ainsi un réseau mondial d'interféromètres kilométriques et a permis d'effectuer près d'une centaine de détections d'ondes gravitationnelles provenant de différents types de sources comme la fusion de deux trous noirs, de deux étoiles à neutrons ainsi que la fusion mixte de ces deux types d'astres. Cela a entraîné de nombreuses découvertes et avancées majeures dans différents domaines de la physique comme nous le verrons dans ce manuscrit.

La recherche des ondes gravitationnelles se fait en temps réel à partir des données produites par chaque interféromètre. Le signal de chaque détecteur, appelé $h(t)$, se doit d'être reconstruit avec la meilleure précision possible, afin de ne pas biaiser les analyses. Une des difficultés majeures liée à la reconstruction du signal des détecteurs contenant les informations astrophysiques des signaux d'ondes gravitationnelles réside dans la capacité à maîtriser et réduire les différentes sources d'incertitudes. L'étalonnage est un élément clé de la recherche d'ondes gravitationnelles.

Nous aborderons l'aspect théorique des ondes gravitationnelles dans le chapitre 1. Depuis leur prédiction jusqu'à la modélisation du signal attendu pour le type de source jusqu'à présent détecté par la collaboration. Nous ferons un état de l'art des progrès de la collaboration et des expériences à venir, ainsi que des résultats obtenus jusqu'à la troisième période d'observation.

Le deuxième chapitre se focalise sur les caractéristiques du détecteur européen Virgo. Nous passerons en revue ses principales améliorations en faisant un interféromètre capable de détecter des ondes gravitationnelles depuis la Terre, ainsi que les facteurs limitant sa sensibilité. Nous détaillerons un aspect de l'étalonnage de l'interféromètre, lié à la réponse des photo-détecteurs de lecture du signal. Cet aspect est crucial car tous les signaux de contrôles permettant de maintenir l'in-

terféromètre en état de fonctionnement sont lus par des photo-détecteurs des bancs de détection en sortie de l'interféromètre. La reconstruction du signal de sortie implique de nombreux éléments pouvant être biaisés par la réponse de lecture des photo-détecteurs. Nous aborderons ainsi une amélioration instrumentale permettant d'inter-calibrer les photo-diodes de lecture principales à une photo-diode de référence, permettant une mesure précise et régulière de l'horodatage du signal contenant les informations astrophysiques.

Le chapitre trois porte sur le développement d'une méthode permettant de mesurer la réponse fréquentielle des photo-détecteurs impliqués dans la reconstruction du signal de l'interféromètre pour la période d'observation O5. Ce travail a été motivé par le manque d'information quant à la forme précise de cette réponse sur la plage de fréquence sensible du détecteur, pouvant introduire un biais dans la reconstruction du signal. Ces photo-détecteurs sont sur un banc de détection suspendu et placé sous vide. L'intervention physique est rare et délicate. Nous présenterons deux méthodes développées au sein du laboratoire optique du LAPP permettant d'effectuer une telle mesure. La première, utilisant un hachoir optique mécanique, permet une mesure en accord avec la précision voulue et fiable sur la bande de fréquence sensible de l'interféromètre. La deuxième méthode utilise un prototype de carte de pilotage de LED en courant. Ce dispositif a été développé par les ingénieurs du LAPP afin de remédier au problème du temps de mesure et à l'encombrement du banc optique en utilisant la première méthode. La première méthode vise à valider la deuxième en vue d'une utilisation sur le détecteur avant la période d'observation O5. Nous comparerons ces méthodes avant d'effectuer une mesure de la réponse fréquentielle des dispositifs du système d'étalonnage PCAL des déplacements des miroirs en bout de bras de l'interféromètre.

La détection des ondes gravitationnelles se fait par l'intermédiaire de programmes d'analyse de la collaboration. Ces chaînes d'analyse prennent en entrée les données des différents détecteurs de façon indépendante, et les traitant de sorte à rejeter un maximum de bruit polluant les données tout en maximisant la probabilité de détection de signaux issus de sources astrophysiques. En ressort une liste d'événements candidats qui sont enregistrés sur une base de données et produisent des alertes publiques permettant le suivi des informations relatives à l'événement afin de faciliter l'astronomie multi-messager. Dans le quatrième chapitre nous aborderons les aspects théoriques de la chaîne d'analyse MBTA (*Multi-Band Template Analysis*). Nous verrons les techniques d'analyse qu'elle utilise ainsi que les améliorations lui ayant été apportées jusqu'au début de la période d'observation O4, qui débute à la fin de ce travail de thèse.

Le cinquième et dernier chapitre de ce manuscrit porte sur une amélioration de cette chaîne d'analyse. Les détections faites jusqu'à la troisième prise de données O3 de la collaboration ont permis de développer des modèles de population des sources de type coalescence de binaire d'objets compacts (CBC). Les différents programmes d'analyse cherchant à détecter ce type de source ont été optimisés en incluant cette information astrophysique de sorte à fournir un paramètre visant à attribuer aux événements candidats une probabilité d'origine astrophysique ou terrestre, ainsi qu'à les classer selon les catégories de CBC recherchées. En parallèle de cela nous présenterons une technique différente visant à implémenter la même information astrophysique dans la chaîne d'analyse pour optimiser les paramètres pertinents (rapport signal sur bruit, taux de fausses alarmes ...) de l'analyse afin de réduire le bruit de fond tout en améliorant la significativité des événements provenant probablement de sources astrophysiques. Nous présenterons les étapes de l'implémentation d'une telle information avant de discuter des effets sur des données typiques de la période d'observation O3.

Chapitre 1

Origines, intérêt et détection des ondes gravitationnelles

Sommaire

1.1	Une prédiction de la relativité générale	15
1.1.1	L'onde gravitationnelle depuis les équations d'Einstein	16
1.1.2	Rayonnement gravitationnel	19
1.2	Différents types de sources d'ondes gravitationnelles	20
1.2.1	Sources impulsives	21
1.2.2	Sources périodiques continues	21
1.2.3	Sources cosmologiques	21
1.2.4	Coalescences de systèmes binaires de corps compacts	22
1.2.5	Fond stochastique d'ondes gravitationnelles	26
1.3	L'intérêt de détecter des ondes gravitationnelles	28
1.3.1	Physique fondamentale	28
1.3.2	Astrophysique	29
1.3.3	Cosmologie	30
1.3.4	Astronomie multi-messager	32
1.4	La détection des ondes gravitationnelles	32
1.4.1	L'histoire de leurs détections	32
1.4.2	L'interférométrie LASER terrestre	33
1.4.3	Chronométrie des réseaux de pulsars	41
1.4.4	L'interféromètre spatial LISA	41
1.4.5	Les détections remarquables	42
1.5	Conclusion	47

1.1 Une prédiction de la relativité générale

C'est au début du 20^{ième} siècle qu'Albert Einstein publie sa théorie de la relativité générale [81]. Cette dernière redéfinit la gravitation en introduisant le principe d'équivalence, postulant que localement, les effets d'un champ gravitationnel sont équivalents à l'effet d'une accélération. De ce principe découle le fait que la gravitation est une conséquence de la déformation de l'espace - temps par la présence d'une masse. Ainsi les corps célestes peuvent courber l'espace-temps, cette courbure se traduit par un champ gravitationnel local. En Juin 1916, A. Einstein prédit que des masses ayant

un mouvement accéléré peuvent déformer l'espace-temps en créant une perturbation de la métrique se propageant dans l'espace-temps, appelée onde gravitationnelle. Les aspects mathématiques de ce chapitre d'introduction à la détection d'ondes gravitationnelles est basé sur les notes de cours de Damir Buskalic ainsi que l'ouvrage [140].

1.1.1 L'onde gravitationnelle depuis les équations d'Einstein

D'un point de vue mathématique, la prédiction de ces ondes découle des célèbres équations du champ d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

Cette formulation donne les équations non linéaires de la relativité générale, avec $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci représentant la courbure de l'espace - temps, $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique et R la courbure scalaire donnée par le contracté du tenseur de Ricci. G est la constante de gravitation universelle, c la célérité de la lumière dans le vide et $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie impulsion. Ainsi ces équations relient la géométrie de l'espace-temps à son contenu en matière et en énergie. Elles permettent de décrire comment la présence d'une énergie ou d'une masse courbe l'espace-temps autour d'elle et inversement comment une trajectoire est modifiée par la forme de l'espace-temps. En outre ces équations permettent de lier le contenant au contenu de l'Univers, ainsi que de décrire des corps particuliers tels que des trous noirs [184, 123] ou encore des modèles d'univers comme celui de la cosmologie Λ -CDM [127].

La notion d'espace-temps en relativité générale implique que l'espace et le temps sont liées et forment un espace à quatre dimensions dans lequel la distance entre deux points est donnée par l'intervalle infinitésimal :

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu \quad (1.2)$$

Cette grandeur introduit la notion de distance spatio-temporelle, ou distance séparant deux points de cet espace-temps, dont la métrique est définie par $g_{\mu\nu}$.

Linéarisation des équations d'Einstein

Afin de passer des équations régissant la relativité générale à une équation d'onde, il convient de les linéariser sous l'hypothèse de champs gravitationnels faibles. Concrètement cette hypothèse considère une faible courbure de l'espace - temps ce qui se traduit par une décomposition de la métrique $g_{\mu\nu}$ et conduit à la métrique de Minkowski $\eta_{\mu\nu}$ en considérant de faibles perturbations :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

La métrique de Minkowski représente un espace-temps plat, $h_{\mu\nu}$ correspond à de faibles variations de cette métrique induisant de faibles courbures :

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad |h_{\mu\nu}| \ll 1 \quad (1.4)$$

En considérant l'expression du tenseur de Ricci en équation 1.1 :

$$R_{\mu\nu} = \frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\alpha}^{\alpha}}{\partial x^{\nu}} + \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} \Gamma_{\alpha\beta}^{\beta} - \Gamma_{\mu\alpha}^{\beta} \Gamma_{\beta\nu}^{\alpha} \quad (1.5)$$

avec $\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}$ le symbole de Christoffel dépendant du tenseur métrique comme :

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} = \frac{1}{2} g^{\alpha\sigma} \left(\frac{\partial g_{\sigma\nu}}{\partial x^{\mu}} + \frac{\partial g_{\mu\sigma}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^{\sigma}} \right) \quad (1.6)$$

nous pouvons linéariser les équations d'Einstein ainsi que le tenseur de Riemann pour obtenir, au premier ordre en perturbation $h_{\mu\nu}$:

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu} \partial_{\rho} \partial_{\sigma} \bar{h}^{\rho\sigma} - \partial_{\nu} \partial_{\rho} \bar{h}_{\mu}^{\rho} - \partial_{\mu} \partial_{\rho} \bar{h}_{\nu}^{\rho} = -2 \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

Avec $\bar{h}_{\mu\nu}$ le tenseur sans trace tel que $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h^{\alpha}_{\alpha}$. L'opérateur $\square = \partial^{\mu} \partial_{\mu} = g^{\mu\nu} \partial_{\nu} \partial_{\mu}$ étant l'opérateur d'Alembertien avec comme notation simplifiée $\partial_{\mu} = \frac{\partial}{\partial x^{\mu}}$.

Jauge harmonique de Lorenz

Un référentiel est défini par un système de coordonnées, or le principe de relativité énonce le fait que tous les référentiels sont équivalents, la physique est indépendante du choix du système de coordonnées. Il est alors possible d'effectuer un changement de coordonnées et l'on peut établir une analogie avec l'électromagnétisme. De manière analogue à une transformation de jauge sans modifier les champs électriques et magnétiques, nous pouvons interpréter ces équations linéarisées comme une théorie des champs sur l'espace - temps de Minkowski avec un potentiel (tensoriel dans ce cas) $h_{\mu\nu}$ dont les transformations de jauge correspondent à des changements de coordonnées. L'invariant de jauge appelé tenseur de Riemann $R_{\beta\mu\nu}^{\alpha}$ qui dérive de $h_{\mu\nu}$ représente le champ physique : le champ gravitationnel. Nous pouvons tout particulièrement nous placer dans la jauge harmonique de Lorenz (ou encore jauge de Hilbert) pour laquelle le potentiel suit la condition $\partial_{\mu} \bar{h}^{\mu\nu} = 0$. De ce choix de jauge découle la simplification suivante de l'équation 1.7 :

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -2 \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \iff (\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.8)$$

Avec ∇ l'opérateur nabla. Le terme de gauche traduit la propagation d'une perturbation de la métrique de Minkowski. Dans le cas du vide et loin de toute masse, le tenseur énergie impulsion décrivant le contenu est nul, l'équation de propagation précédente devient donc :

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = (\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (1.9)$$

L'onde gravitationnelle est ainsi définie comme la propagation d'une perturbation de la métrique de l'espace - temps.

Jauge transverse et sans trace

Les solutions d'une telle équation de propagation sont des combinaisons linéaires d'ondes planes telles que :

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \mathcal{R}e(A_{\mu\nu} e^{ik_{\rho} x^{\rho}}) \quad (1.10)$$

Avec $A_{\mu\nu}$ l'amplitude de l'onde qui quantifie dans ce cas précis les variations de distance entre deux points de l'espace-temps et k_ρ le quadri-vecteur d'onde qui doit respecter les contraintes imposées par la jauge harmonique ainsi que l'équation de propagation 1.9 :

$$k_\rho k^\rho = 0 \quad (1.11)$$

$$k_\rho A^{\rho\sigma} = 0 \quad (1.12)$$

Se placer dans la jauge harmonique de Lorenz a eu pour effet de réduire le nombre de degrés de liberté de $h_{\mu\nu}$ 10 à 6. Il est possible de réduire encore ce chiffre à 2 si l'on se place dans la jauge harmonique particulière dite transverse et sans trace (jauge TT) définie par les conditions :

$$A_{0\mu} = 0 \quad (1.13)$$

$$A^\mu{}_\mu = 0 \quad (1.14)$$

$$\partial^\mu A_{\mu\nu} = 0 \quad (1.15)$$

Sous ces contraintes, nous déduisons que les ondes gravitationnelles sont transverses, ont une équation de dispersion $\omega^2 = c^2 |\vec{k}|^2$ et se propagent donc à la vitesse de la lumière c dans le vide. Les degrés de libertés des ondes gravitationnelles sont ainsi réduits à deux polarisations dite "plus : +" et "croix : ×", notées h_+ et h_\times . La combinaison de ces deux polarisations donne une onde polarisée circulairement. Les solutions de l'équation d'onde peuvent donc se mettre sous la forme :

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathcal{R}e(e^{ik_\rho x^\rho}) \quad (1.16)$$

Pour comprendre l'effet de ces ondes sur la matière imaginons un cercle constitué de masses test sans interactions entre elles et dont la champ gravitationnel est négligeable devant la perturbation liée au passage de l'onde. Comme illustré en figure 1.1, lors du passage d'une onde gravitationnelle dans la direction perpendiculaire à cette page de manuscrit, chacune des polarisations fait varier la distance propre entre les masses tests proportionnellement à l'amplitude de l'onde gravitationnelle. Les amplitudes des ondes que l'on détecte sur terre sont infimes, comme nous le verrons en section 1.4.

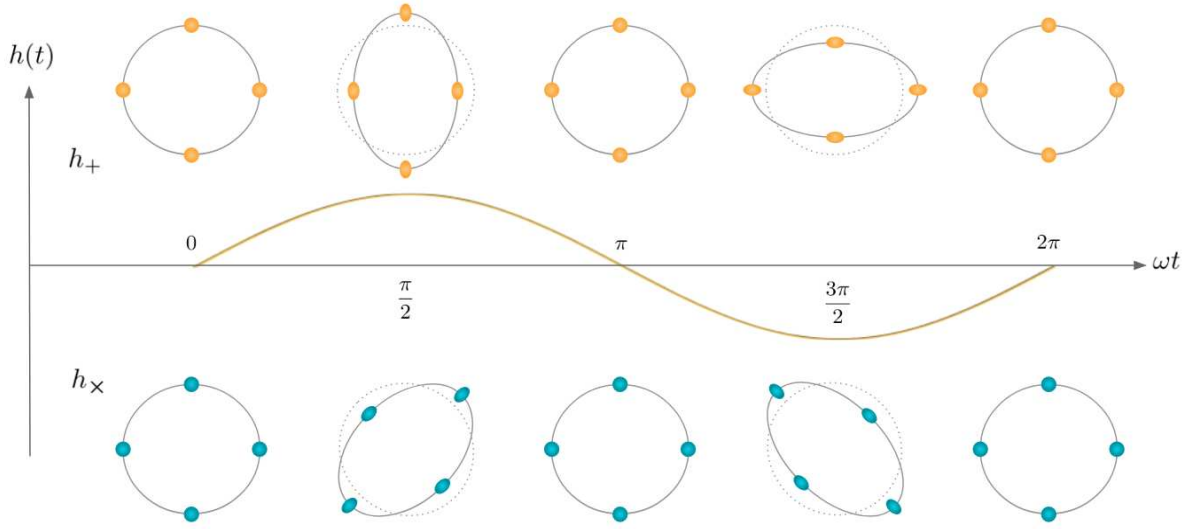


FIGURE 1.1 – Illustration des déformations induites par le passage d'une onde gravitationnelle perpendiculairement au plan de cette page. En haut pour la polarisation "plus" et en bas pour la polarisation "croix".

1.1.2 Rayonnement gravitationnel

L'équation 1.16 traduit une onde gravitationnelle se déplaçant dans le vide loin de toute source d'énergie. Afin de différencier les types de sources émettrices grâce à la forme du signal attendue il convient de résoudre l'équation 1.8. Une source rayonne d'un point de vue gravitationnel lorsqu'elle perd de l'énergie sous forme d'onde gravitationnelle. Dans le cas d'un observateur aux coordonnées spatiales \vec{x} se trouvant à une distance comobile $\Delta = |\vec{x} - \vec{x}'|$ largement supérieure à la taille de la source R , supposée non relativiste (dont la vitesse est largement inférieure à celle de la lumière) et localement isolée, il est possible d'obtenir une solution à l'équation 1.8 sous la forme d'un potentiel retardé [82] :

$$\bar{h}_{\mu\nu}(\vec{x}, t) = \frac{4G}{c^4} \int_{source} \frac{T_{\mu\nu}(\vec{x}', t - \frac{\Delta}{c})}{\Delta} d^3\vec{x}' \quad (1.17)$$

L'amplitude de l'onde produite peut être reliée à la variation du moment quadripolaire de la source en fonction de sa densité d'énergie T_{00} :

$$Q_{ij}(t) = \int_{source} x_i x_j T_{00}(\vec{x}, t) d^3\vec{x} \quad (1.18)$$

Pour ce faire il convient de réécrire ce moment sous les conditions de la jauge transverse sans trace, en utilisant le projecteur TT défini comme [140] :

$$\Pi_{ij}^{kl}(\vec{x}) = P_i^k P_j^l - \frac{1}{2} P_{ij} P^{kl} \quad \text{avec} \quad P_{ij}(\vec{x}) = \delta_{ij} - \frac{x_i x_j}{|\vec{x}|^2} \quad (1.19)$$

Ce qui nous donne le moment quadripolaire réduit :

$$Q_{ij}^{TT}(\vec{x}, t) = \Pi_{ij}^{kl}(\vec{x}) \int_{source} (x_k x_l - \frac{1}{3} \delta_{kl} \Delta^2) T_{00}(\vec{x}, t) d^3\vec{x} \quad (1.20)$$

En tenant compte de la dérivée seconde du moment quadripolaire réduit par rapport à la coordonnée temporelle, la solution prend finalement la forme :

$$h_{ij}^{TT}(\vec{x}, t) = \frac{2G}{\Delta c^4} \ddot{Q}_{ij}^{TT}(\vec{x}, t - \frac{\Delta}{c}) \quad (1.21)$$

Cette formulation nous montre que seules les sources dont le moment quadripolaire varie au cours du temps peuvent rayonner gravitationnellement. Grâce au lien avec T_{00} cela se traduit par une répartition asymétrique de l'énergie dans le système source. Le facteur $\frac{G}{c^4}$ étant de l'ordre de $10^{-44} m^{-1} kg^{-1} s^2$ et l'amplitude inversement proportionnelle à la distance séparant l'observateur et la source, l'onde ne peut être détectée à des distances astrophysiques que si le terme \ddot{Q}_{ij}^{TT} est suffisamment grand. Cela signifie que le système source doit avoir une quantité d'énergie de masse au repos assez élevée pour en irradier une quantité détectable sous forme d'onde gravitationnelle.

Énergie transmise dans les ondes gravitationnelles

À partir des équations précédentes il est possible [140] de définir un flux d'énergie représenté par la puissance émise P par unité d'angle solide Ω moyennée sur plusieurs périodes de l'onde :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\Delta^2 c^3}{32\pi G} \langle \dot{h}_{ij}^{TT} \dot{h}_{TT}^{ij} \rangle \quad (1.22)$$

L'intégration nous donne la variation d'énergie rayonnée dans toutes les directions par rapport au temps :

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{G}{5c^5} \langle \ddot{Q}_{ij}^{TT} \ddot{Q}_{TT}^{ij} \rangle \quad (1.23)$$

Il est possible d'approximer cette équation en considérant une source de dimension R , de masse M émettant une onde de pulsation ω et ayant un paramètre $\epsilon < 1$ traduisant l'asymétrie dans la distribution de l'énergie dans le système source ($\epsilon = 0$ dans le cas d'une symétrie sphérique), la dérivée troisième du moment quadripolaire peut prendre la forme $\ddot{Q}_{ij}^{TT} \approx \epsilon M R^2 \omega^3$. En posant le rayon de Schwarzschild $R_s = \frac{2GM}{c^2}$ ainsi que la vitesse de rotation caractéristique $v \sim \omega R$ nous obtenons la forme suivante :

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{c^5}{G} \epsilon^2 \left(\frac{R_s}{R} \right)^2 \left(\frac{v}{c} \right)^6 \quad (1.24)$$

Ainsi la puissance de l'onde gravitationnelle se maximise pour une source très asymétrique ($\epsilon \sim 1$), compacte ($R \sim R_s$), relativiste ($v \sim c$) et massive. Cette équation implique aussi une limite maximale de cette puissance, la luminosité de Planck : $L_{Pl} \sim \frac{c^5}{G} \sim 10^{52}$ W. L'une de ces conditions est en fait nécessaire pour pouvoir détecter une onde gravitationnelle sur terre. Comme nous le verrons par la suite, certaines sources correspondent à ces critères.

1.2 Différents types de sources d'ondes gravitationnelles

En théorie, tout système possédant un moment quadripolaire peut rayonner gravitationnellement conformément à l'équation 1.21. En pratique, seuls les événements astrophysiques les plus violents sont capables d'émettre des ondes gravitationnelles détectables sur Terre. Dans cette section nous présenterons une liste non exhaustive des principales sources recherchées à l'heure actuelle.

1.2.1 Sources impulsionnelles

Ce type de sources, appelées *bursts*, décrit des signaux très brefs dont la forme de l'onde gravitationnelle n'est ni bien connue ni bien modélisée. Elles sont donc recherchées par l'intermédiaire d'excès de puissance cohérent dans le signal et entre les différents détecteurs. Tout phénomène pouvant engendrer des variations rapides et de haute densité d'énergie peut produire un *burst*. Les signaux résultants étant mal modélisés la plage de fréquence attendue peut fortement varier selon la nature et le modèle de la source. Bien que certains *bursts* partagent la plage de fréquence des détecteurs d'ondes gravitationnelles terrestres [21], ces événements restent rares et sont souvent recherchés conjointement avec l'émission d'un signal neutrino ou électromagnétique (supernova, kilonova etc ...).

1.2.2 Sources périodiques continues

Ces sources sont caractérisées par un rayonnement gravitationnel quasi continu au cours du temps, dont la fréquence et l'amplitude de l'onde varient très faiblement sur la période d'observation. En pratique les sources périodiques connues correspondent à des pulsars régulièrement surveillés. Ces derniers présentent par exemple une asymétrie dans la distribution de masse induisant une perte d'énergie par rayonnement gravitationnel du fait de leur rotation, qui diminuera très lentement dans le temps. En considérant la nébuleuse du Crabe et le pulsar "PSR B0531+21" qu'elle contient, des limites hautes ont été fixées sur l'amplitude de l'onde émise [11, 10]. Ce type de source étant caractérisé par une distribution de masse proche de la symétrie sphérique, le moment quadripolaire reste faible. L'amplitude attendue est donc faible pour ce type d'événement devant celles des CBC, mais peut être intégrée sur de longues périodes pouvant durer plusieurs mois.

1.2.3 Sources cosmologiques

Il est fortement probable qu'un nombre considérable d'événements ayant eu lieu en des temps reculés de notre univers aient produit des signaux d'ondes gravitationnelles. Bien qu'encore hypothétiques nous pouvons citer les cordes cosmiques qui correspondent à des structures linéiques provoquées par les différentes transitions de phase ayant eu lieu au cours de l'histoire de l'univers, comme la transition QCD (*Quantum Chromo-Dynamics*) décrivant le passage de l'état déconfiné du plasma de quarks et de gluons primordiaux à la matière hadronique qui existe encore de nos jours [147]. Des contraintes ont été fixées sur les ondes émises par de telles sources dont les signaux sont recherchés sous forme de *bursts* [19].

Selon certains modèles des trous noirs primordiaux pourraient représenter une partie (ou la totalité) de la matière noire présente dans l'univers [44] et leur détection éclaircirait l'un des plus grands mystères de la physique contemporaine. S'ils existent nous nous attendons donc à observer des ondes gravitationnelles émises lors de la fusion de ces derniers avec d'autres corps compacts [55, 170, 56, 103]. Les problèmes majeurs liés à ce type de source sont la distance faisant intervenir des échelles de temps cosmologiques, ainsi qu'un large éventail de masses possibles,¹ qui complexifient leur détection.

1. Les modèles existant prédisent des trous noirs primordiaux miniatures de masses allant de 10^{-18} à $10^{-13} M_{\odot}$, ou encore de l'ordre de la masse solaire. Ce domaine est en recherche active et évolue au fil des détections.

1.2.4 Coalescences de systèmes binaires de corps compacts

Les sources nous intéressant tout particulièrement dans l'équipe Virgo du LAPP sont les Coalescences de Binaires d'objets Compacts (**CBC**), nous allons donc détailler cette section. Il existe différentes catégories de CBC dont certains peuvent faire l'objet de recherche de *bursts*. Nous pouvons citer quelques événements exotiques encore non détectés comme les fusions de trous noirs super-massifs lorsque des galaxies fusionnent entre elles, les trous noirs primordiaux cités plus haut, peuvent faire l'objet de coalescences ainsi que d'autres corps hypothétiques tels que des étoiles à bosons ou à quarks [189, 75]. Parmi l'ensemble des CBC possibles seuls trois catégories plus abondantes nous intéressent pour la détection d'onde gravitationnelle avec LIGO - Virgo :

- La fusion de deux étoiles à neutrons ou **BNS** pour *Binary Neutron Stars*.
- La fusion mixte d'une étoile à neutrons avec un trou noir ou **NS-BH** pour *Neutron Star - Black Hole*
- Enfin la fusion de deux trous noirs ou **BBH** pour *Binary Black Holes*.

Ces événements sont intéressants car ils correspondent parfaitement aux critères définis dans l'équation 1.24, ils sont en effet compacts, relativistes et très asymétriques, proche de l'instant de la fusion. Cela en fait des candidats idéaux dont la plage de fréquence attendue correspond à celle des détecteurs terrestres. C'est d'ailleurs le type d'événement le plus détecté depuis les débuts de l'astronomie gravitationnelle. De plus les CBC dont l'un des corps est une étoile à neutrons peuvent faire l'objet d'une détection électromagnétique permettant un suivi multi-messager de la source. La plus grande partie des CBC pouvant être détectées actuellement font intervenir des corps d'origine stellaire, provenant donc de phénomènes et mécanismes de formation connus. Parmi ces canaux de formation nous pouvons citer les supernovæ, les vents stellaires dans des milieux riches en matière qui influent sur les paramètres des systèmes binaires considérés, ainsi que des processus de fusion hiérarchiques [198, 98, 99, 42, 137].

Évolution du système de binaires compactes

L'émission de l'onde gravitationnelle produite par la coalescence d'une binaire compacte suit un certain processus pouvant être bien modélisé en fonction des paramètres de la source et se décompose en trois étapes :

- La première est la **phase spiralante**. Le système binaire est formé, les deux corps gravitent l'un autour de l'autre, et commencent à rayonner gravitationnellement. La perte d'énergie par émission de ces ondes fait que les objets se rapprochent petit à petit. La distance les séparant diminue et la vitesse de rotation augmente, pouvant atteindre plusieurs dizaines de pourcents de la célérité de la lumière. Les corps continuent ainsi de tourner l'un autour de l'autre jusqu'à la dernière orbite stable appelée ISCO (*Innermost Stable Circular Orbit*) dont le rayon est déduit de la masse totale du système : $r_{ISCO} = \frac{6GM}{c^2}$.
- la **phase de fusion** des corps. Après avoir passé la dernière orbite stable les deux corps plongent l'un vers l'autre, entrent en contact et fusionnent. La vitesse relativiste des corps à cet instant provoque une augmentation de l'amplitude de l'onde émise. À noter qu'avec les effets de marée extrêmes les étoiles à neutrons peuvent être disloquées avant de fusionner avec leur compagnon. Dans ce régime particulier certaines approximations ne sont plus valables comme l'hypothèse non relativiste, et les équations d'Einstein se résolvent grâce à des simulations, la relativité numérique [151] permet de prendre en compte des phénomènes complexes tels que la distorsion des horizons, la création d'un horizon commun etc ...
- Enfin, le corps résultant de la fusion entre dans une **phase de relaxation** durant la-

quelle l'amplitude de l'onde s'atténue. Ne faisant intervenir plus qu'un seul corps jusqu'à son état de repos sphérique, la modélisation du signal correspondant à cette phase utilise des perturbations de la métrique de Kerr [104]. La modélisation prend en compte les modes quasi-normaux [178], des solutions des équations de perturbations sous forme d'ondes amorties.

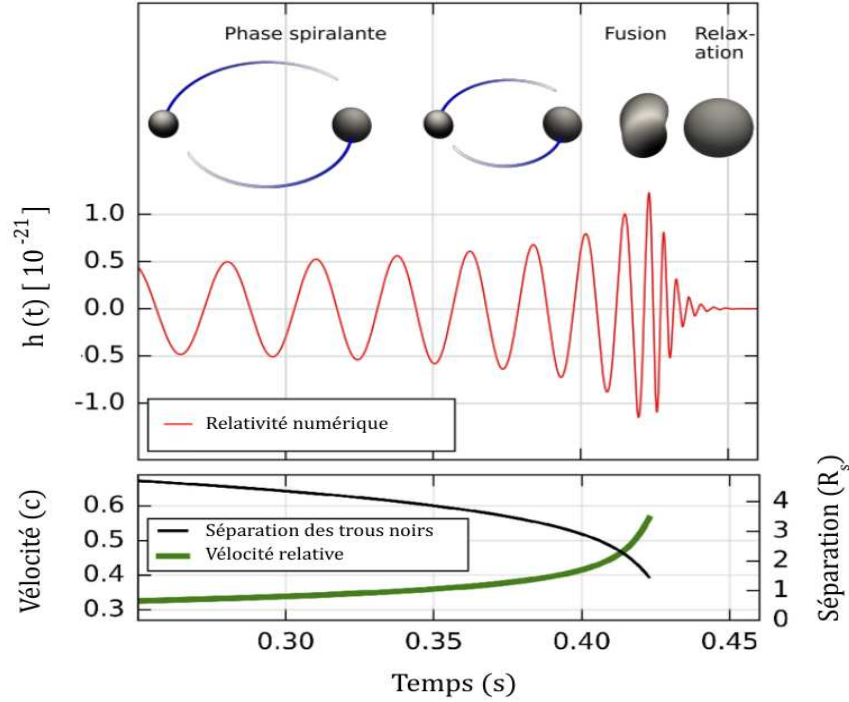


FIGURE 1.2 – Illustration inspirée de [11] représentant les différentes phases d'une coalescence de binaire de trous noirs ainsi que le signal associé prédit par la relativité numérique.

Forme du signal attendue pour les CBC

L'équation 1.21 (approximation newtonienne) permet de prédire le signal d'onde gravitationnelle pour les CBC. Afin d'alléger les équations qui vont suivre, nous ferons les mêmes hypothèse que celles menant à l'équation 1.21, à savoir un observateur suffisamment éloigné de la source, une orbite circulaire des corps en rotation l'un autour de l'autre avec une vitesse relative faible par rapport à la célérité de la lumière. Nous pouvons définir deux paramètres pertinents relatifs à ce genre de système qui sont la masse "chirp" \mathcal{M} ainsi que la masse réduite μ s'écrivant en fonction des masses des deux astres et de la masse totale M :

$$\mathcal{M} = \mu^{3/5} M^{2/5} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{M} \quad (1.25)$$

En suivant sur l'ouvrage [140] et en posant la phase de l'onde $\Phi(t)$, Φ_0 la phase à l'instant de la coalescence t_c et i l'inclinaison orbitale du système par rapport à l'observateur situé à une distance Δ grande devant la taille du système source, nous pouvons développer l'équation 1.21 pour obtenir les polarisations suivantes :

$$h_+(t) = A(t) \frac{1 + \cos^2(i)}{2\Delta} \cos(\Phi(t)) \quad (1.26)$$

$$h_\times(t) = -A(t) \frac{\cos(i)}{\Delta} \sin(\Phi(t)) \quad (1.27)$$

Avec $A(t)$ en mètres et la phase à l'instant t tels que :

$$A(t) = \frac{5^{1/4}(GM^{5/4})}{c^{11/4}} (t_c - t)^{-1/4} \text{ et } \Phi(t) = \Phi_0 - 2\left(\frac{t - t_c}{5\mathcal{M}}\right)^{5/8} \quad (1.28)$$

L'observateur peut détecter des ondes gravitationnelles dont la polarisation est une superposition de h_+ et h_\times dite elliptique, circulaire si $\cos(i) = 1$ et linéaire ($h_\times(t) = 0$) s'il se trouve dans le plan orbital du système ($\cos(i) = 0$). Grâce à l'équation 1.23 il est possible [140] d'écrire la puissance de l'onde issue d'une CBC, avec la pulsation de l'onde elle même ω_{OG} qui est le double de la pulsation du système binaire :

$$P = \frac{32 G}{5 c^5} \mu^2 R^5 \omega^6 \quad (1.29)$$

La 3^{ieme} loi de Kepler nous permet d'écrire la pulsation en fonction de la masse totale ainsi que la taille du système source : $\omega^2 = \frac{GM}{R^3}$. Nous obtenons finalement :

$$P = \frac{32 G^4 \mu^2 M^3}{5 c^5 R^5} \quad (1.30)$$

Connaissant l'énergie du système :

$$E_{tot} = \frac{1}{2} \omega^2 \mu R^2 - \frac{Gm_1 m_2}{R} = -\frac{1}{2} \frac{G\mu M}{R} \quad (1.31)$$

Il devient possible d'exprimer la diminution de la distance orbitale entre les deux corps due à la perte d'énergie du système par rayonnement gravitationnel :

$$\frac{dR}{dt} = \frac{2R^2}{G\mu M} \frac{dE_{tot}}{dt} = -\frac{64 G^3 \mu M^2}{5 c^5 R^3} \quad (1.32)$$

La fusion de deux astres distant de R_0 au temps t_0 survient donc après un temps τ tel que :

$$\tau = t_c - t_0 = \frac{5 c^5 R_0^4}{256 G^3 \mu M^2} \quad (1.33)$$

Plus le système est massif, plus la fusion survient vite. Les signaux détectés peuvent durer de quelques secondes pour des coalescences de binaires de trous noirs stellaires à plusieurs minutes pour des coalescences de binaires d'étoiles à neutrons. Il est aussi possible d'exprimer la fréquence de l'onde gravitationnelle solution de l'équation [140] :

$$f_{OG} = \frac{96}{5} \pi^{8/3} \left(\frac{GM}{c^3}\right)^{5/3} f_{OG}^{11/3} \quad (1.34)$$

Sous la forme :

$$f_{OG}(t_c - t) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{5}{256(t_c - t)}\right)^{3/8} \left(\frac{GM}{c^3}\right)^{-5/8} \quad (1.35)$$

Il est possible d'identifier la fréquence maximale correspondante à la dernière orbite stable comme :

$$f_{OG,ISCO} \sim 2.2\text{kHz} \cdot \frac{1M_{\odot}}{M} \quad (1.36)$$

Le cas typique d'un système BNS de $2.8 M_{\odot}$ émet un signal qui entre dans la bande passante sensible des détecteurs terrestres un millier de secondes avant la fusion, qui a lieu quelques milli-secondes après la dernière orbite stable, estimée à 785 Hz environ. Dans le cas d'un système BBH de masse totale $40 M_{\odot}$, cette fréquence est de 55 Hz et le signal n'arrive dans cette bande que quelques secondes avant la fusion. Ainsi les détecteurs terrestres nous permettent d'observer les trois phases liées au processus de coalescence de binaire d'objets compacts.

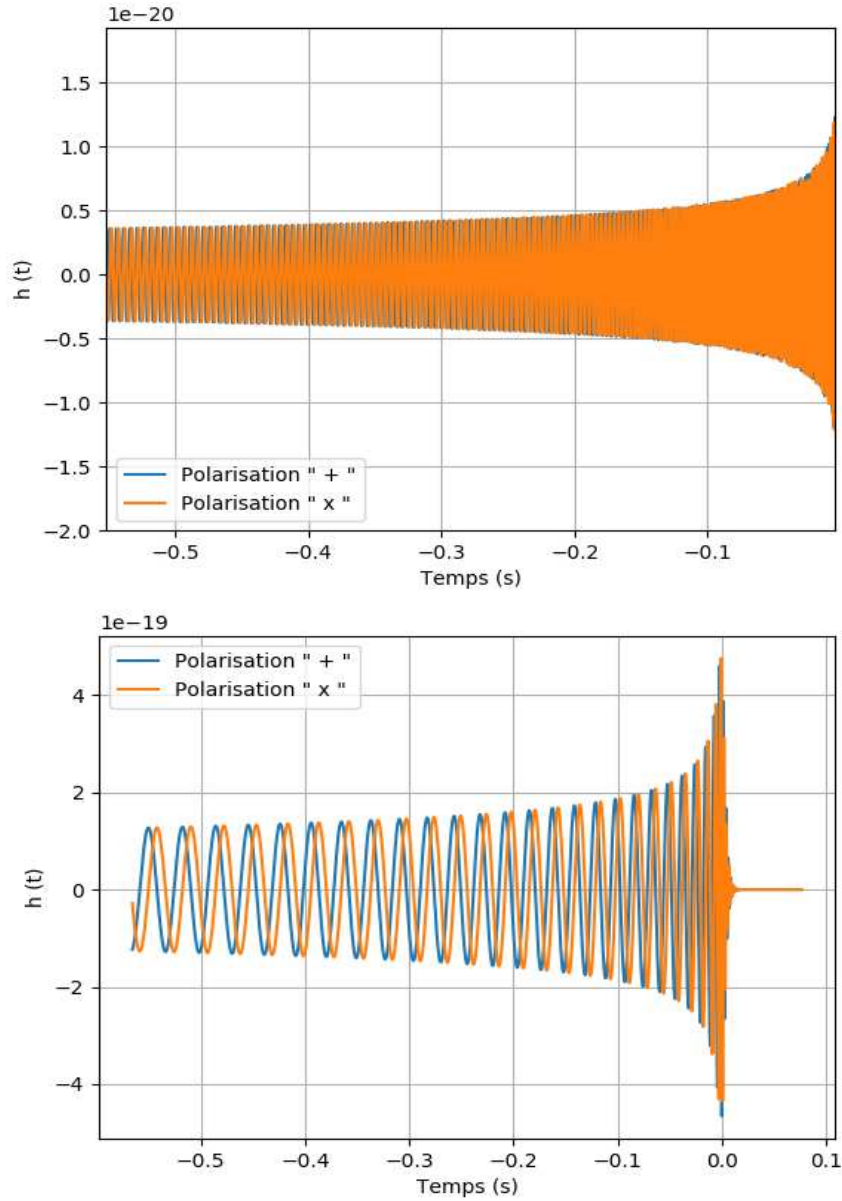


FIGURE 1.3 – En haut la forme d'onde moins d'une seconde avant la coalescence de 2 étoiles à neutrons de $1.4 M_{\odot}$ chacune. En bas la forme du signal émis par une coalescence de 2 trous noirs de $20 M_{\odot}$ chacun.

Selon les approximations faites conduisant aux équations 1.28 et 1.36 la fréquence et l'amplitude de l'onde semblent diverger lors de la fusion des corps d'une binaire. À cet instant ces derniers acquièrent des vitesses relativistes, l'hypothèse non relativiste ne peut plus être maintenue. La forme du signal en figure 1.3 est obtenue grâce à la relativité numérique, en prenant en compte des ordres post-newtoniens faisant intervenir des puissances de $\frac{v}{c}$ dans le développement de ces équations. Des paramètres supplémentaires apparaissent alors dans les polarisations définis en équation 1.27 comme la ratio entre les deux masses ainsi que les spins [78].

Les paramètres reconstruits depuis un tel signal

Le signal peut être reconstruit si l'on connaît les paramètres du système à la source. En pratique, comme nous le verrons dans le chapitre 4 dédié à l'analyse des données comportant de tels signaux, nous utilisons un ensemble de calques comportant la forme théorique d'un signal. Ces calques sont comparés au flux de données et dès lors que l'un d'eux correspond aux données, avec suffisamment d'amplitude de sorte à ce que la quantité de signal soit supérieure à la quantité de faux signal (on parle de rapport signal sur bruit), le calque est déclenché. Ce déclenchement se traduit par une sauvegarde des paramètres du calque, ceci constitue une première estimation des paramètres de la potentielle source du signal (s'il est d'origine astrophysique). Il est ainsi possible de mesurer les paramètres intervenant dans les précédentes équations comme la masse "chirp" du système qui est l'un des paramètres en général très bien reconstruit. Les masses $M_{1,2}$ et spins $s_{1,2}$ définis comme le rapport entre le moment cinétique d'un astre et sa masse, peuvent apparaître sous une certaine forme dans l'expression de $h(t)$ si elle est développée à un certain ordre (ordre post-newtonien). En pratique il est possible de reconstruire le ratio de masse et le spin effectif tels que :

$$q = \frac{M_2}{M_1} \leq 1 \quad (1.37)$$

$$(1.38)$$

$$\chi_{eff} = \frac{s_1 \cos(d_1) + q s_2 \cos(d_2)}{1 + q} \quad (1.39)$$

Avec $d_{1,2}$ les angles dits de désalignement, entre la normale au plan du système et le moment cinétique orbital des corps respectifs.

Une estimation de la distance luminosité du système est faite, appelée distance effective, en prenant en compte la dépendance angulaire Θ (équation 1.50) de la réponse des détecteurs telle que :

$$D_{eff} = \frac{D_L}{\Theta} \geq D_L(f_{OG}, f_{OG}, h_+, h_\times) \quad (1.40)$$

1.2.5 Fond stochastique d'ondes gravitationnelles

Le dernier type de source résulte d'une superposition de nombreux signaux d'ondes gravitationnelles qui imprègne l'Univers semblable à un "brouhaha", le fond stochastique en onde gravitationnelles.

L'avant plan astrophysique

Du fait de la sensibilité des détecteurs, nous ne sommes capables à l'heure actuelle de détecter que les événements les plus violents et proches dans l'Univers. La majorité des CBC et autres

sources astrophysiques sont en fait bien trop éloignées, nombreuses et peu puissantes pour être détectées individuellement. La somme de tous ces signaux d'origine astrophysique, non résolus, forme un avant plan au fond stochastique global : le fond stochastique astrophysique. Des techniques d'analyse recherchent des excès de dépôt d'énergie dans les détecteurs, correspondant à la densité d'énergie en onde gravitationnelle produite par ce fond stochastique astrophysique sur une certaine durée. Selon les modèles et scénarios de formation et d'évolution stellaire, l'avant plan astrophysique devrait présenter certaines particularités du spectre à des bandes de fréquences variées [54, 143]. Jusqu'alors seules des limites supérieures ont été fixées [48, 129], mais les prochaines générations de détecteurs ayant des bandes de fréquences plus larges ainsi que de meilleures sensibilités pourront commencer à apporter des réponses. La détection d'une partie de ce fond pourrait déjà apporter de nombreuses informations précieuses quant aux origines et populations de sources au sens large.

L'arrière plan cosmologique

Défini d'une manière équivalente, le fond stochastique cosmologique résulte de la superposition de toutes les sources d'ondes gravitationnelles restant après le retrait de l'avant plan astrophysique. Il contient ainsi toutes les sources primordiales ayant existé au cours de l'histoire de l'Univers en des temps cosmologiques. Il peut être vu de manière analogue au rayonnement électromagnétique du CMB comme le premier rayonnement gravitationnel de notre Univers. Ces ondes n'étant pas couplées à la lumière, elles ont pu passer à travers le CMB nous permettant de "voir" ainsi au travers des premières lumières de l'Univers. Une telle détection serait la plus ancienne trace du big bang et apporterait donc des informations cruciales sur cet événement ainsi que son inflation (qui a amplifié ces ondes). La figure 1.4 résume les ondes gravitationnelles imprégnant l'Univers depuis ses débuts.

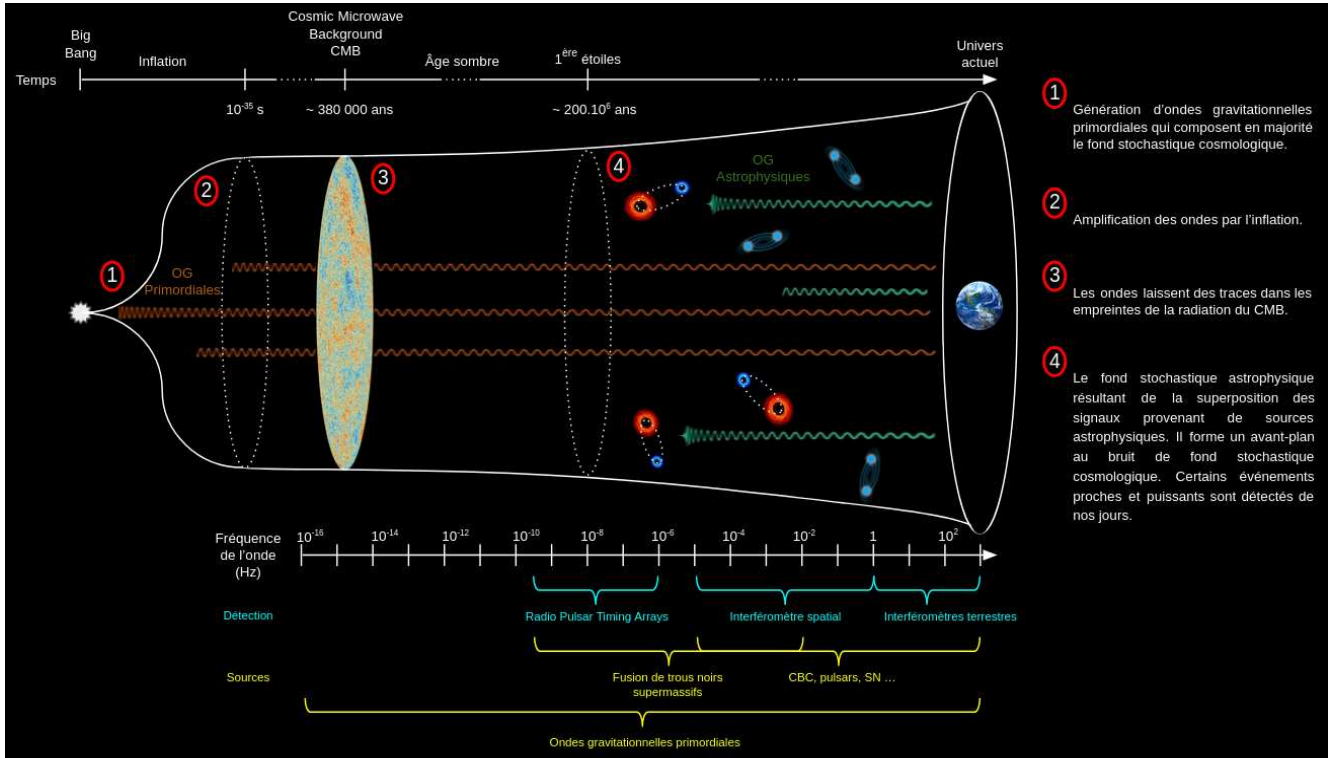


FIGURE 1.4 – Schéma des différentes sources émettrices d'ondes gravitationnelles selon l'âge de l'Univers.

1.3 L'intérêt de détecter des ondes gravitationnelles

L'astronomie gravitationnelle a révolutionné le monde de l'astronomie en permettant des mesures directes et indépendantes de celles faites avec les ondes électromagnétiques jusqu'alors. C'est une nouvelle source d'informations pouvant notamment corroborer ou bien questionner les résultats existants. Il existe de multiples intérêts à effectuer de telles détections pour la physique en général, comme nous allons le voir dans cette section.

1.3.1 Physique fondamentale

La prédiction des ondes gravitationnelles découlant de la relativité générale, chaque détection permet de tester cette dernière [166]. Cette théorie explique de manière extrêmement précise le fonctionnement de l'univers et de son contenu et de nombreuses expériences confortent ses prédictions.

Mesure de la célérité

La détection conjointe de l'événement GW170817 par astronomie gravitationnelle et électromagnétique a notamment permis de mesurer la vitesse de l'onde gravitationnelle, qui est en accord avec la célérité de la lumière dans le vide avec une incertitude relative de l'ordre de la 15^{ème} décimale [15].

Équation d'état d'une étoile à neutron

Certaines sources présentant des conditions spécifiques peuvent induire des états très particuliers de la matière, comme les étoiles à neutrons. Les mesures d'ondes gravitationnelles faisant intervenir ces corps particuliers permettent de mieux comprendre l'équation d'état de la matière qui les constitue. Certains modèles essaient d'expliquer et prédire le comportement de la matière en de telles conditions, les informations obtenues après certaines détections, comme sur les effets de marées [16], permettent par exemple de mieux contraindre les modèles de physique nucléaire.

L'hypothétique graviton

Le modèle standard de la physique des particules associe à chaque force fondamentale une particule nommée boson permettant de médier cette force. Dans le cas de la gravitation, le graviton pourrait donc exister et transmettre la force de gravité. Beaucoup de théories l'utilisent afin de concilier la relativité générale et la gravitation avec la physique quantique. Les théories diffèrent notamment dans la prédiction qu'elles font quant à la masse de cette particule, ce qui pourrait induire des modifications dans les équations de propagations des ondes gravitationnelles. Grâce aux détections faites jusqu'à présent la masse de cet hypothétique boson a été contrainte à $m_{graviton} \leq 4.7 \cdot 10^{-23} \text{ eV}/c^2$ [156].

1.3.2 Astrophysique

Cette branche de la physique s'est vue fortement impactée par l'astronomie gravitationnelle. En effet des objets jusqu'alors invisibles dans les observations électromagnétiques se sont révélés être très actifs d'un point de vue gravitationnel.

Origine et formation des système sources

Selon les types de sources détectés, des informations cruciales permettent de mieux comprendre l'origine et l'évolution du système. Les sources faisant intervenir deux corps comme les Coalescences de Binaires Compacts (CBC) ont plusieurs mécanismes de formation encore mal compris. À l'heure actuelle les plus probables sont la formation dite "dans le champ" et dynamique. Dans le premier cas, le lien entre les deux composantes du système trouve son origine dans la formation et l'évolution conjointe des deux corps provenant de l'effondrement d'étoiles massives en objets compacts. Dans l'autre cas chaque astre est formé indépendamment l'un de l'autre. Ils se capturent ensuite par le biais d'une interaction commune, comme dans un environnement dense par exemple (amas globulaires etc ...). Un système de trois trous noirs pourraient ainsi expliquer la formation d'une binaire, en expulsant le corps le plus léger. L'un des deux corps du système binaire peut aussi provenir d'un autre système, isolé ou non, résultant par exemple de la fusion d'un ancien système binaire laissant place à un corps compact plus massif. De tels phénomènes sont appelés fusions hiérarchiques et pourraient expliquer la présence de certains trous noirs à haute masse dont l'origine reste incertaine [206].

Même si à l'heure actuelle il n'y a pas eu de détection d'onde gravitationnelle émise par une supernova, il est possible qu'elles aient un rayonnement détectable sur terre et de telles mesures permettraient de mieux comprendre ces phénomènes. Une supernova est un événement lié à la mort d'une étoile massive qui produira une étoile à neutrons ou un trou noir. Lors de la fin de vie de l'étoile les couches internes la constituant s'effondrent vers le coeur, pouvant donner lieu à de grandes asymétries de masse. Selon la masse initiale de l'astre la supernova peut induire un

rayonnement gravitationnel (il existe une masse particulière de $\sim 135 M_{\odot}$ à partir de laquelle un processus d'instabilité de paire influe sur la supernova, ces effets seront discutés au chapitre 5).

Évolution et population des sources

La coalescence d'un système binaire d'étoiles à neutrons (BNS) a été découverte grâce à l'astronomie gravitationnelle lors de la détection de l'événement GW170817. Des détections conjointes de contreparties électromagnétique ou de neutrinos de ce type d'événement permettent d'obtenir de nombreux résultats scientifiques comme l'explication de l'origine d'une partie des sursauts gamma courts, la structure interne des jets de particules ultra-relativistes [15] ou encore la mise en évidence du phénomène de kilonova (aussi appelé macronova ou supernova à processus R) résultant de la fusion de deux étoiles à neutrons. Ce phénomène peut expliquer l'origine de nombreux éléments sur Terre tels que l'uranium ou l'or [146, 79]. Pour des sources telles que les systèmes binaires de trous noirs (BBH) l'astronomie gravitationnelle est à l'heure actuelle la seule méthode de détection. La quantité croissante de détections permet d'avoir accès à des informations sur l'évolution de ces systèmes. Il devient possible d'établir et tester des modèles de population de ces sources. Des détections particulières (comme celle d'un trou noir de masse intermédiaire) permettent d'affiner ces modèles, et certains paramètres ont été mesurés comme le taux de ces fusions dans l'univers proche, estimé à $23.9_{-8.6}^{+14.3} Gpc^{-3}an^{-1}$ [167]. Grâce à la sensibilité croissante des détecteurs, l'augmentation du nombre de détections rend possible l'estimation de l'évolution de ce taux en fonction du *redshift*.

1.3.3 Cosmologie

Du fait des conditions particulières pouvant donner lieu à l'émission d'ondes gravitationnelles, ces dernières sont une excellente sonde pour comprendre l'univers à des distances cosmologiques.

La constante de Hubble

En tenant compte du *redshift* mesuré lors d'une contrepartie électromagnétique une source devient une chandelle standard, aussi appelée "sirène" (analogue à une chandelle mais "acoustique") : une source dont la distance et la luminosité est connue permettant de fournir une mesure de la constante de Hubble H_0 . Ce paramètre traduit le lien de proportionnalité qui existe aujourd'hui entre d'une part la distance et d'autre part la vitesse de récession des galaxies de l'Univers observable (vitesse à laquelle elles s'éloignent d'un observateur). Cette grandeur représente le taux d'expansion de l'Univers. Une mesure de cette constante grâce à la détection conjointe de GW170817 ainsi qu'aux résultats de la période d'observation O3 a permis de fixer une nouvelle valeur indépendante des autres mesures, par le biais de l'astronomie gravitationnelle, à $H_0 = 68_{-6}^{+8} km s^{-1} Mpc^{-1}$ [65]. Bien que l'incertitude soit trop large pour apporter une quelconque information supplémentaire comparé aux résultats de Planck et HOLiCOW - COSMOGRAIL [61, 47], on peut espérer que les futures détections affineront l'estimation de ce paramètre.

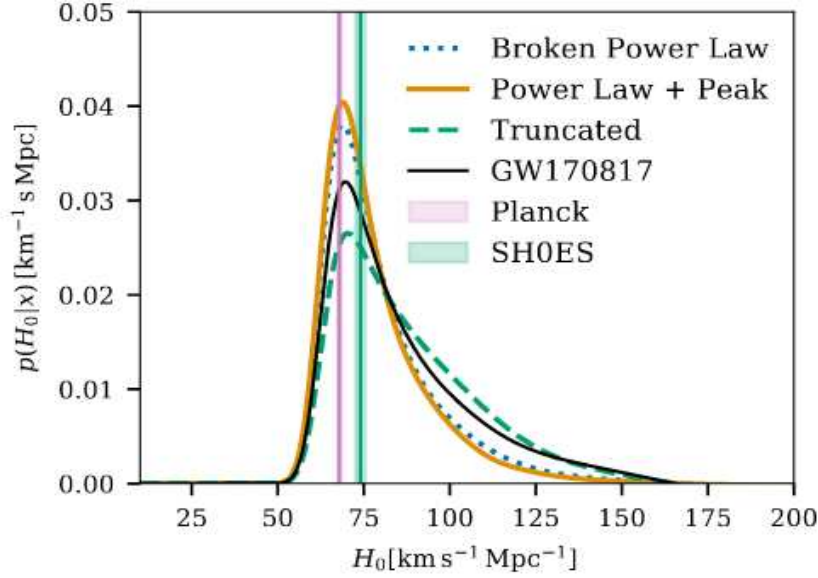


FIGURE 1.5 – Résultats de la mesure de H_0 par la collaboration LVK [65]. Les résultats en tension de Planck et SHOES [61, 47] sont indiqués en rose et vert. La précision de la mesure par la collaboration LVK à l’aide du catalogue GWTC-3 englobe les deux valeurs en tension.

Deux méthodes sont utilisées pour mesurer ce paramètre dans le cas de l’astronomie gravitationnelle utilisant comme information supplémentaire à GW170817 les détections faites sur des sources qui ne sont pas des chandelles standard. Après détection d’une onde gravitationnelle et reconstruction des paramètres de la source, il est possible de mesurer la distance de luminosité à laquelle elle se trouve. La première méthode est une inférence bayésienne permettant d’estimer le *redshift* à l’aide de cette distance et de la masse de la source mesurée grâce au signal produit ayant subi ce *redshift*. L’autre méthode estime la probabilité d’appartenance d’une source à une galaxie en utilisant le catalogue GLADE+ [101] afin d’évaluer le *redshift* de la galaxie hôte de chaque source. Les deux méthodes admettent des modèles de populations de sources que nous détaillerons au chapitre 5 et donnent des mesures cohérentes.

Les ondes gravitationnelles primordiales

Bien que certaines sources d’ondes gravitationnelles primordiales que nous détaillerons par la suite soient hypothétiques, une éventuelle détection permettrait d’avoir des informations inédites sur les instants primordiaux de notre Univers. En particulier l’émission d’ondes gravitationnelles provenant d’une époque avant la recombinaison ayant produit le CMB (*Cosmic Micro-wave Background*) comme illustré en figure 1.4 pourraient un jour être détectées et donneraient accès à des informations et mesures indépendantes, jusqu’alors inaccessibles, pouvant bouleverser toute la physique contemporaine. Quand les détecteurs de génération future verront le jour, des sources plus lointaines et ayant des signatures à de plus basses fréquences² pourront être détectées. On peut espérer découvrir des événements rares voire exotiques à des distances cosmologiques donnant lieu à de la nouvelle physique.

2. On parle ici de l’exploration des fréquences allant du Hertz au Nano-Hertz.

1.3.4 Astronomie multi-messenger

Enfin, l'astronomie gravitationnelle ouvre la porte à un tout nouveau moyen d'observer le ciel, de façon indépendante des autres observations mais pouvant permettre un suivi multi-messenger des sources qui le permettent. Ces ondes étant produites en premier et arrivant sur Terre avant tout photon ou particule massive, leur détection permettent de localiser la position de la source et d'en informer les instruments partenaires afin de maximiser les chances de détection multi-messenger (détection électromagnétique et neutrino). La bande de fréquence sensible des détecteurs terrestres allant de quelques Hertz au kiloHertz ne laisse qu'une marge réduite parfois de quelques dizaines de secondes avant la coalescence d'objets compacts et donc l'émission des contreparties. L'analyse doit donc se faire à très faible latence afin d'être en capacité de réagir au plus vite pour assurer le suivi multi-messenger.

1.4 La détection des ondes gravitationnelles

Conformément à la figure 1.1, le passage d'une onde gravitationnelle a pour effet de provoquer une distorsion de l'espace-temps. Les expériences de détection directe ont donc été pensées sur la mesure de la variation de distance propre pouvant s'effectuer de plusieurs façons. Dans cette section nous ferons un rapide historique de la détection des ondes gravitationnelles.

1.4.1 L'histoire de leurs détections

La prédiction des ondes gravitationnelles en 1916 [81] s'accompagne de la grande difficulté à détecter leur amplitude extrêmement faible. Ce n'est qu'en 1967, des décennies plus tard, que Joseph Weber met en oeuvre le premier une méthode de détection directe. Cette approche utilise de grandes barres métalliques dont la fréquence de résonance au premier ordre est contenue dans la bande de fréquence des ondes gravitationnelles. Le dépôt d'énergie induit par le passage d'une onde gravitationnelle devait donc exciter la barre de Weber et la faire entrer en vibration, il conviendrait de détecter des distorsions d'une amplitude de l'ordre de 10^{-16} [113, 114, 112]. Même si selon lui des vibrations de ces barres en coïncidence, signe d'une mesure évidente du passage d'une onde gravitationnelle avait eu lieu [114, 112], les résultats n'ont jamais pu être reproduits. Ce type de dispositif ne pouvait s'affranchir de la majorité des bruits terrestres, sismiques et thermiques et n'atteignait ni la précision ni la stabilité ni la largeur de bande de fréquence sensible nécessaires à ce type de détection.

La première détection indirecte

Quelques années plus tard en 1974, R. A. Hulse et J. H. Taylor [6] découvrent la présence d'un pulsar binaire émettant un signal radio périodique connu sous le nom de PSR B1913+16. Ils observent alors un effet du rayonnement gravitationnel. En effet ce système a été observé pendant 38 ans et J. M. Weisberg, J. H. Taylor et Y. Huang ont montré que la décroissance du temps du périastre de l'orbite du système, induisant le rapprochement des deux corps, collait avec une très grande précision (dans les barres d'erreurs) à l'effet de la perte d'énergie du système due au rayonnement gravitationnel prédit par la relativité générale [202]. La détection du pulsar binaire a fait l'objet du prix Nobel de physique de 1993.

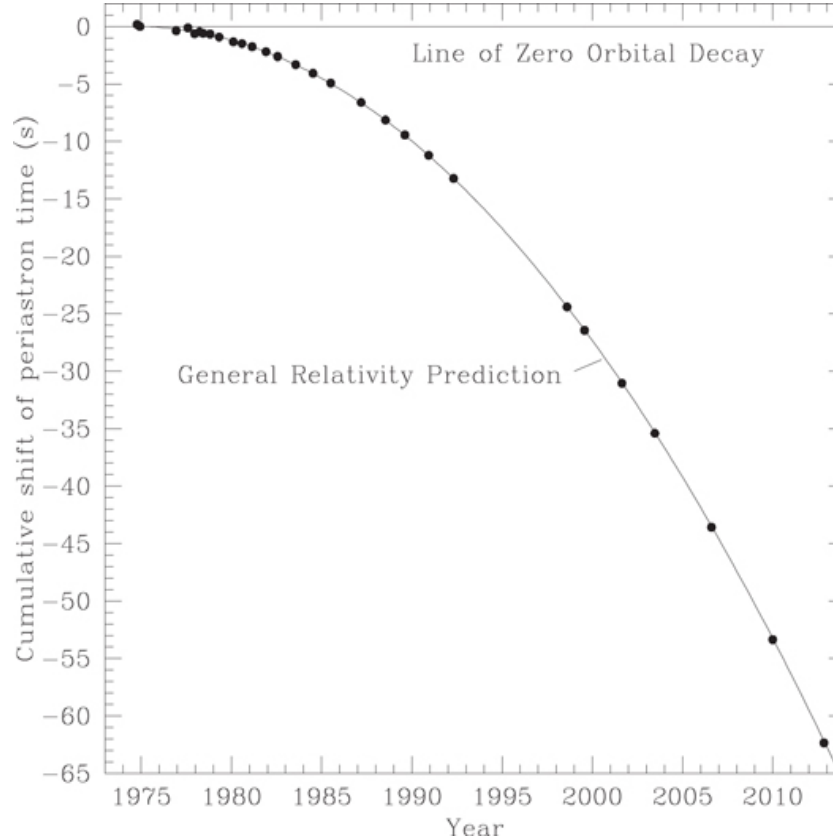


FIGURE 1.6 – Mise en évidence de la décroissance orbitale de PSR B1913+16. Les points dont les barres d’erreurs sont trop petites pour être visibles représentent les mesures effectuées sur 38 ans. La courbe donne la prédiction par la relativité générale due au rayonnement gravitationnel [202].

1.4.2 L’interférométrie LASER terrestre

Ce n’est qu’un siècle après la prédiction des ondes gravitationnelles que la communauté scientifique aura les moyens technologiques pour développer des instruments terrestres capables de telles détections. L’idée fut proposée en 1962 par deux physiciens soviétiques [145]. L’objectif étant de mesurer de très faibles variations de distances propres, l’utilisation d’interféromètres laser de Michelson-Morley améliorés semble appropriée. Ces instruments sont basés sur le principe suivant illustré en figure 1.7 : un faisceau laser est divisé en deux faisceaux par une lame séparatrice qui les dirige dans des bras perpendiculaires d’un interféromètre en forme de L. Les faisceaux sont réfléchis par des miroirs situés à l’extrémité de chaque bras et sont renvoyés vers cette séparatrice pour arriver jusqu’à un photo-détecteur. Lorsque les deux faisceaux se rejoignent, ils interfèrent de manière constructive ou destructive selon la différence de chemin optique qu’ils ont parcourue. Lorsqu’une onde gravitationnelle traverse l’interféromètre, elle modifie légèrement la distance entre les miroirs des bras, provoquant une variation de la différence de chemin optique entre les deux faisceaux laser. Cette variation se traduit par une variation de l’intensité lumineuse détectée. La mesure précise de cette variation permet ainsi de remonter au déphasage des faisceaux lié à la variation de distance induite par le passage de l’onde, variation qui est proportionnelle à son amplitude.

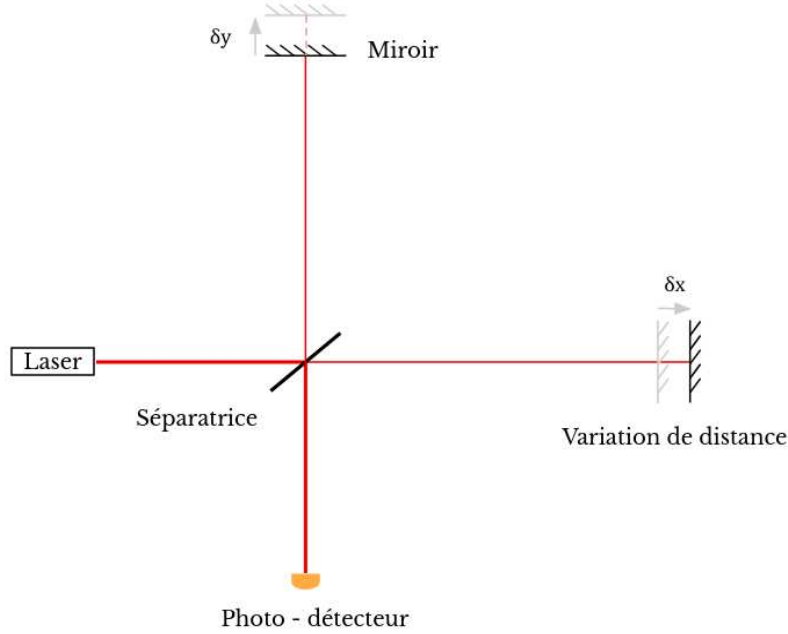


FIGURE 1.7 – Schéma d'un interféromètre de Michelson-Morley simplifié.

Les interféromètres du Michelson-Morley sont en général de taille raisonnable, transportable par des humains, et simples comme le montre le schéma. Un interféromètre dédié à la détection de telles variations de distance nécessite des tailles de l'ordre du kilomètre et des améliorations dont nous détaillerons plus amplement les caractéristiques dans le chapitre 2 dédié à l'interféromètre Virgo. Nous allons par la suite nous intéresser à la nécessité d'avoir un réseau de détecteurs composé d'interféromètres avec de telles proportions.

Un interféromètre kilométrique

Imaginons le passage (perpendiculaire au plan de cette page) d'une onde gravitationnelle de polarisation h_+ au travers de l'interféromètre de longueur L_0 initialement, les bras X et Y vont être soumis à une variation de distance ΔL . Conformément à la relation 1.2 nous avons :

$$ds^2 = -(cdt)^2 + (1 + h_+^{TT})dx^2 + (1 - h_+^{TT})dy^2 + dz^2 \quad (1.41)$$

En considérant simplement le bras X de l'interféromètre afin de simplifier les calculs et en sachant que pour un rayon lumineux le terme ds est nul nous avons :

$$dt = \frac{1 + h_+^{TT}(t)}{c} dx \quad (1.42)$$

Si l'on suppose que la longueur d'un bras est négligeable devant la longueur d'onde λ_{OG} , h_+^{TT} ne varie pas entre le temps t_0 et t_i traduisant la durée du passage de la séparatrice au miroir en bout de bras i . Il est possible d'intégrer sur cette durée pour obtenir le temps d'un aller retour dans chaque bras :

$$\tau_x = 2(t_x - t_0) \simeq \frac{2}{c} \left(1 + \frac{1}{2} h_+^{TT} \right) L_0 \quad (1.43)$$

$$\tau_y = 2(t_y - t_0) \simeq \frac{2}{c} \left(1 - \frac{1}{2} h_+^{TT} \right) L_0 \quad (1.44)$$

Nous pouvons ainsi lier la différence entre ces temps au déphasage entre les deux faisceaux :

$$\tau = \tau_x - \tau_y = \frac{2L_0}{c} h_+^{TT} \quad \text{et} \quad \Delta\phi = \omega_{laser} \tau = \frac{4\pi}{\lambda_{laser}} L_0 h_+^{TT} \quad (1.45)$$

Ainsi on remonte à l'amplitude de l'onde sachant que le déphasage est proportionnel à la variation de distance entre les bras selon $\Delta L = \Delta\phi \lambda_{laser} / 4\pi$:

$$h_+^{TT} = \Delta\phi \frac{\lambda_{laser}}{4\pi L_0} = \frac{\Delta L}{L_0} \quad (1.46)$$

Ainsi plus la longueur des bras est importante plus l'interféromètre est capable de mesurer de petites variations de distances. Pour une onde dont l'ordre de grandeur typique d'amplitude est d'environ 10^{-21} , un interféromètres avec des bras de 3 km de long doit être capable de mesurer des variations de distances de l'ordre de 10^{-18} mètres, soit une variation mille fois plus petite que la taille d'un proton. Certains dispositifs d'améliorations dont nous discuterons plus tard dans ce manuscrit permettent d'augmenter la longueur effective des bras d'un facteur 12000 dans le cas de Virgo.

La réponse d'antenne d'un interféromètre

Cette réponse traduit le comportement de l'interféromètre vis à vis de la direction du signal qu'il reçoit. En effet même si l'interféromètre est capable d'effectuer des mesures de variations de distances infimes avec une grande précision, il présente des angles morts. Afin de représenter la réponse générale du détecteur en trois dimensions on se place dans un système de coordonnées géocentriques et sphériques défini à partir du plan (x - y) formé par les deux bras de l'instrument.

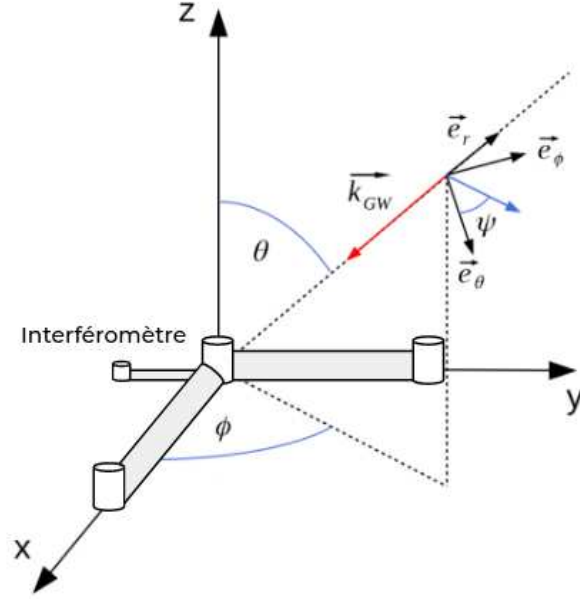


FIGURE 1.8 – Repère de coordonnées utilisées dans la description de la réponse d'antenne des interféromètres. Le plan (x - y) correspond aux bras des détecteurs, le vecteur d'onde \vec{k}_{OG} indique la propagation de l'onde. Les angles polaire et azimutal θ et ϕ repèrent la position de la source dans le ciel. L'angle de polarisation ψ décrit la composition en h_+ et h_\times de l'onde.

Dans ce système de coordonnées, la forme générale d'une onde gravitationnelle issue d'une CBC est "vue" par le détecteur comme un mélange des deux polarisations [45, 168, 182] :

$$h(t) = F_+(\theta, \phi, \psi) h_+(t) + F_\times(\theta, \phi, \psi) h_\times(t) \quad (1.47)$$

Avec les facteurs d'antenne de l'interféromètre F_+ et F_\times définis comme suit et illustrés en figure 1.9 :

$$F_+(\theta, \phi, \psi) = \frac{1}{2}(1 + \cos^2(\theta)) \cos(2\phi) \cos(2\psi) - \cos(\theta) \sin(2\phi) \sin(2\psi) \quad (1.48)$$

$$F_\times(\theta, \phi, \psi) = \frac{1}{2}(1 + \cos^2(\theta)) \cos(2\phi) \cos(2\psi) + \cos(\theta) \sin(2\phi) \sin(2\psi) \quad (1.49)$$

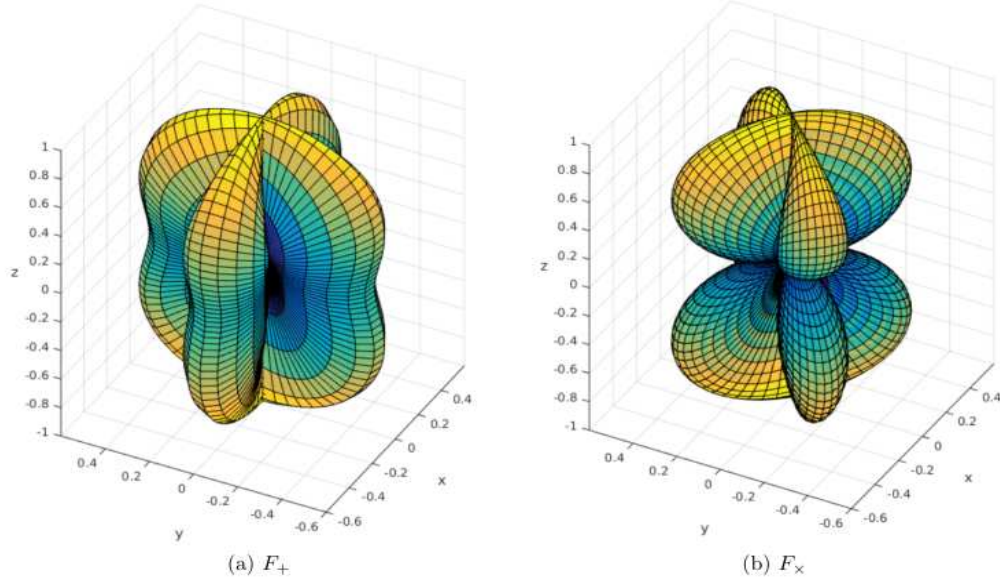


FIGURE 1.9 – Représentation en trois dimensions des facteurs d'antennes d'un interféromètre dont la séparatrice est en position $(0, 0, 0)$. Les bras du détecteurs sont dans le plan $(x - y)$. L'échelle de couleur indique la valeur minimale (bleu) et maximale (jaune) de ces facteurs. Une réponse optimale du détecteur à lieu lorsqu'une onde passe dans le plan $(x - y)$ en suivant l'axe z .

En prenant en compte l'inclinaison d'une source il est possible de regrouper les dépendances angulaires sous un seul paramètre Θ faisant intervenir le système source - détecteur, utilisé dans l'équation 1.40 :

$$\Theta = \sqrt{F_+^2 \frac{(1 + \cos^2(i))^2}{4} + F_\times^2 \cos^2(i)} \leq 1 \quad (1.50)$$

En injectant le tout dans l'a forme du signal détecté par l'interféromètre l'équation 1.47 prend la forme :

$$h(t) = \frac{A(t)}{D_L} \Theta \cos(\Phi(t) - \Psi) = \frac{A(t)}{D_{eff}} \cos(\Phi(t) - \Psi) \quad (1.51)$$

Avec Ψ la phase qui permet de résoudre le système de dépendance angulaire des deux polarisations suivant :

$$\Psi \text{ constante telle que } \begin{cases} \cos(\Psi) = F_+ \frac{1 + \cos^2(i)}{2\Theta} \\ \sin(\Psi) = F_\times \frac{\cos(i)}{\Theta} \end{cases} \quad (1.52)$$

Ainsi des interféromètres dont les orientations sont différentes ne mesureront ni la même amplitude d'une onde gravitationnelle ni la même distance effective de la source. Un réseau d'interféromètres serait donc un réel atout afin de mesurer la dépendance angulaire du système sous différentes orientations, laissant la possibilité de localiser la position de la source et de contraindre l'amplitude, ainsi que de mesurer la polarisation de l'onde. De plus deux interféromètres peuvent couvrir leurs angles morts respectifs.

Un réseau d'interféromètres à travers le monde

Un réseau mondial d'interféromètre est nécessaire pour maximiser la probabilité de détection d'ondes gravitationnelles. En effet des instruments fonctionnant de pair permettent de régler de nombreux problèmes contraignant l'analyse des données. Tout d'abord les angles morts de chaque détecteur sont couverts par les autres. Il devient ensuite possible de localiser la position de la source dans le ciel ainsi que sa distance. Le fait de détecter des événements similaires permet d'éliminer la majeure partie des bruits qui sont souvent locaux et indépendants entre chaque détecteur. S'ils fonctionnent de façon simultanée, les temps morts lorsqu'un interféromètre ne prend pas de données est réduit pour le réseau. Enfin, des techniques d'analyse spéciales peuvent être exploitées en croisant les flux de données provenant des différents instruments pour en extraire le maximum d'informations. Voici une liste des interféromètres terrestres actuels et futurs :

GEO600 est un interféromètre issu d'une collaboration germano-britannique caractérisé par des bras de 600 m qui en font le plus petit des détecteurs présentés. Cette longueur implique une sensibilité moindre, ne lui permettant pas de participer à la recherche directe. Cet instrument reste en fonctionnement et sert essentiellement à rechercher et développer de nouvelles technologies qui seront appliquées aux autres détecteurs.

La collaboration LIGO - Virgo - KAGRA a vu le jour en 2007 lorsqu'un accord permettant un partage des données a été signé entre les expériences américaines et européenne. Le Japon a rejoint la collaboration en 2019. La collaboration LVK comporte 4 détecteurs à ce jour. Deux d'entre eux sont situés sur le sol américain à Hanford et Livingston. Ces interféromètres, ci-après dénotés H1 et L1, ont été construits de façon similaire et disposent de bras de 4 km. Cette prouesse technologique a valu à la collaboration LIGO dans un premier temps de détecter les premières ondes gravitationnelles en 2015, 3 des membres de LIGO se sont ainsi vu attribuer le prix Nobel de Physique en 2017. C'est peu après la première détection que l'interféromètre européen Virgo est devenue opérationnel. Dénoté V1 par la suite, il se situe à Cascina, proche de Pise en Italie. Il a été construit de façon à être orienté à 45° par rapport aux interféromètres de LIGO, avec des bras de 3 km. KAGRA lui est le seul interféromètre construit sous terre, dans les galeries de la mine de Mozumi au Japon. Sa technologie se distingue par son utilisation de cryogénie sur les optiques ainsi que les suspensions des miroirs au bout de ses bras de 3 km. Cette particularité permet de réduire le bruit sismique ainsi que thermique.

Cette collaboration mondiale fait en sorte de coordonner ses actions. Elle fonctionne par périodes d'observations de quelques mois permettant une prise de données simultanée des interféromètres et une analyse commune. À l'issue de chaque période appelée OX (pour *Observing run* de O1 à O5), elle publie ses résultats scientifiques. Cette thèse s'inscrit entre la période O3b, deuxième partie de la période d'observation O3 qui a été coupée en deux à cause de la pandémie liée au COVID-19, et la période O4 qui a pris du retard pour les mêmes raisons. Entre chaque période d'observation des améliorations instrumentales et techniques sont apportées à chaque interféromètre et structures qui lui sont associées. Les détecteurs se voient ainsi attribuer de nouveaux noms correspondant à leur état d'améliorations (Ad pour avancé, + et *Design* pour la sensibilité ciblée lors du *design* du détecteur). Les figures 1.10 et 1.11 représentent respectivement le calendrier de chaque période d'observation associé aux évolutions en terme de volume de recherche et la sensibilité de l'interféromètre considéré liée à sa portée.

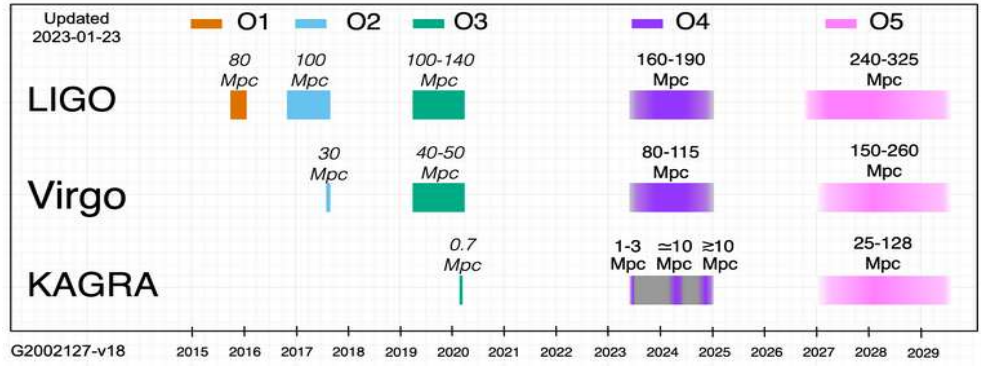


FIGURE 1.10 – Calendrier des périodes d’observations de la collaboration LVK pour les 5 prises de données planifiées. Due au retard liée à la pandémie du COVID-19, la période O3 a été scindée en deux et la période O4 a débuté en Mai 2023 [49].

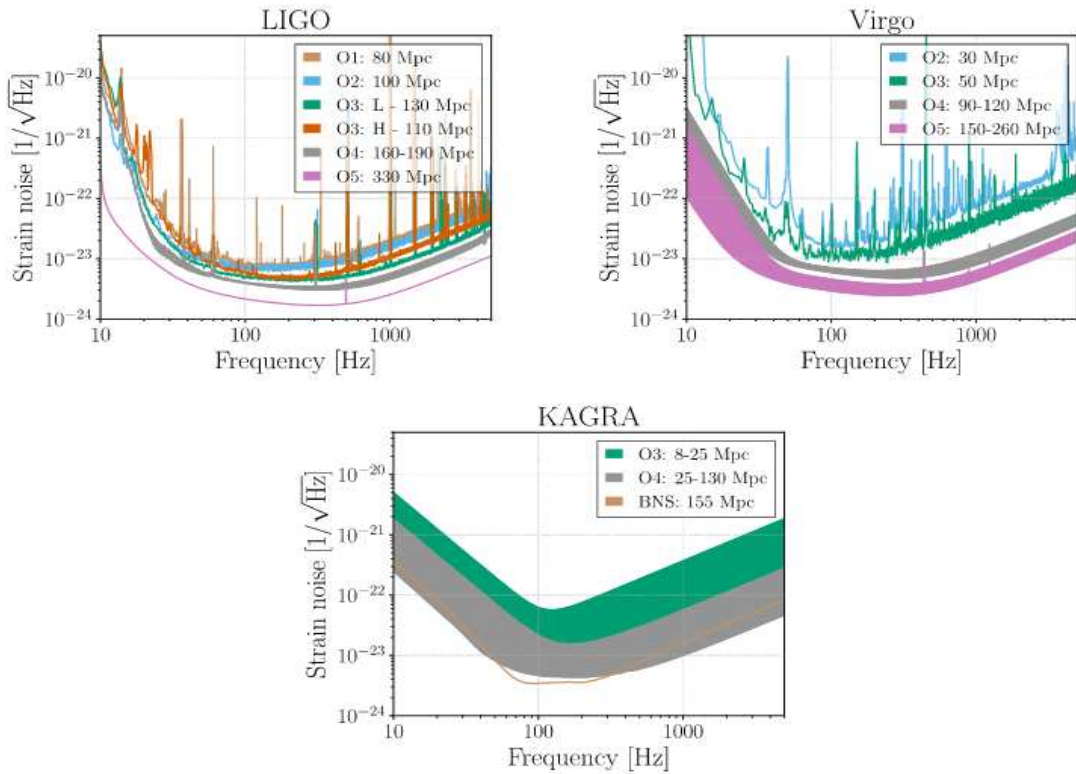


FIGURE 1.11 – Sensibilités des détecteurs de la collaboration selon la période d’observation [49].

LIGO India est un nouvel interféromètre né d’un projet de collaboration entre LIGO et un regroupement d’unités de recherche indiennes. Initialement prévu pour être opérationnel en 2024 avec un design identique aux instruments de LIGO, il débutera sa prise de données en 2027.

Les interféromètres de nouvelle génération devraient voir le jour d’ici une décennie. La première et deuxième génération que représentent les versions des détecteurs de LIGO et Virgo

d'origine et avancés ont permis de penser de nouveaux interféromètres de troisième génération bien plus sensibles et performants. Il s'agit de projets européen ET (*Einstein Telescope*) et américain CE (*Cosmic Explorer*). Le design de chacun des ces instruments n'est pas encore définif, bien que les idées semblent converger pour ET vers un détecteur souterrain en forme triangulaire composé de deux interféromètres optimisés pour l'exploration à basse et haute fréquence. CE serait lui construit au sol avec des bras longs de 40 km. Les sensibilités de ces détecteurs seraient améliorées d'un ordre de grandeur par rapport à celles de référence des détecteurs de LIGO, et pourraient explorer des volumes de recherche bien plus importants sur une bande de fréquence plus large. Les sensibilités attendues sont représentées en figure 1.12.

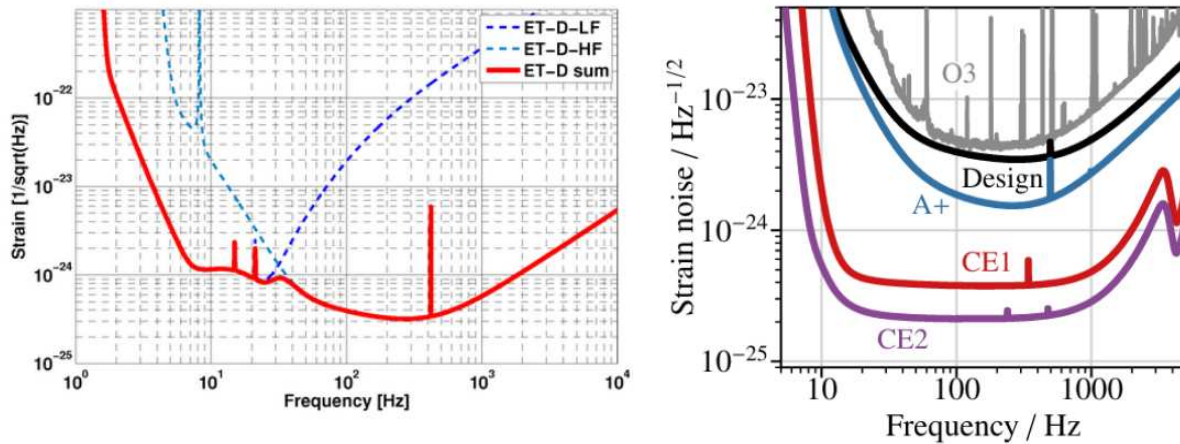


FIGURE 1.12 – À gauche la sensibilité du futur détecteur *Einstein Telescope* [107], à droite celle du futur détecteur *Cosmic Explorer* [173].

Le projet le moins avancé à ce jour reste NEMO, un interféromètre qui pourrait naître en Australie, qui aurait pour objectif de cibler la recherche sur les coalescences de binaires compactes de type BNS, en optimisant le détecteur pour avoir une meilleure sensibilité dans une large bande de fréquence au dessus du kiloHertz. Le but serait d'être capable de détecter la totalité des BNS dans l'univers observable en recherchant les ondes gravitationnelles produites par les phases menant à la fusion des deux astres ainsi qu'en se concentrant sur tout rémanent post - fusion.

La figure 1.13 résume les interféromètres existant à l'heure actuelle ainsi que les futurs détecteurs de troisième génération.

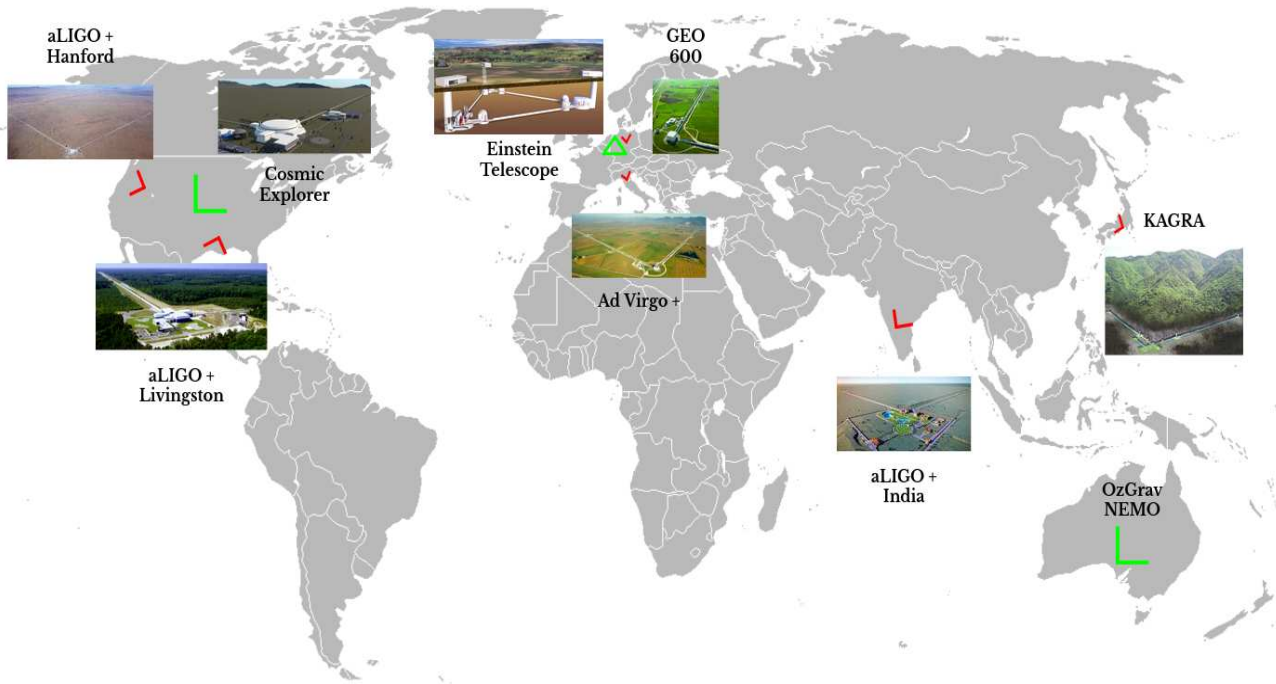


FIGURE 1.13 – Carte du réseau mondial d’interféromètres terrestres de 1^{ère} et 2^{ème} génération en rouge, et de 3^{ème} génération en vert.

1.4.3 Chronométrie des réseaux de pulsars

Comme nous l’avons vu pour le cas de PSR B1913+16, la période d’émission des impulsions électromagnétiques de ces objets est très stable en fonction du temps. Des expériences comme EPTA (*European Pulsar Timing Array*) [100], NANOGrav (*North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves*) [200] ou encore PPTA (*Park Pulsar Timing Array*) [122] utilisent de nombreux radio-télescopes sur Terre afin de surveiller un ensemble de pulsars comprenant jusqu’à 50 astres. Le passage d’une onde gravitationnelle entre un pulsar et la Terre va modifier le temps d’arrivée de l’impulsion électromagnétique. Ces perturbations de l’ordre de la nanoseconde mesurées par de nombreux corps permettent de reconstruire le signal d’onde gravitationnelle, dans une bande basse fréquence autour du nanohertz. Ce principe de chronométrie des pulsars est ainsi un espoir d’obtenir des informations sur le fond stochastique en onde gravitationnelle. Depuis 2008 ces trois expériences forment la collaboration internationale des PTA (l’IPTA). SKA (*Square Kilometer Array*) [116] est un projet de télescope radio prévu pour les années 2030. Il sera composé de milliers d’antennes réparties sur des kilomètres carrés, principalement situées en Australie et en Afrique du Sud, et fournira une sensibilité et une résolution sans précédent pour la radioastronomie.

1.4.4 L’interféromètre spatial LISA

Le principe de LISA *Laser Interferometer Space Antenna* [33] repose sur un réseau de trois satellites placés en orbite héliocentrique au point de Lagrange L1, formant un triangle équilatéral de 2.5 millions de kilomètres de côté. Chaque satellite contient une masse test dont la position est mesurée par des laser. L’avantage de ce projet international entre l’ESA et la NASA est qu’il est sensible à des fréquences plus basses que les observatoires d’ondes gravitationnelles terrestres, ce

qui permettra de détecter des sources telles que les systèmes binaires de trous noirs super-massifs qui fusionnent lors des fusions de galaxies par exemple, ainsi qu'une multitude d'autres sources encore non détectées à ce jour dont une liste non exhaustive est donnée en figure 1.14. Le fait d'être sensible à une bande de fréquence complémentaire de celle des interféromètres basés sur Terre permettra notamment de les informer de l'arrivée d'un signal de type CBC, grâce à l'observation de la phase spiralante, bien avant la fusion. Le prototype de test des technologies LISA Pathfinder a montré la faisabilité du plus grand projet [36] dont le lancement est prévu pour 2034.

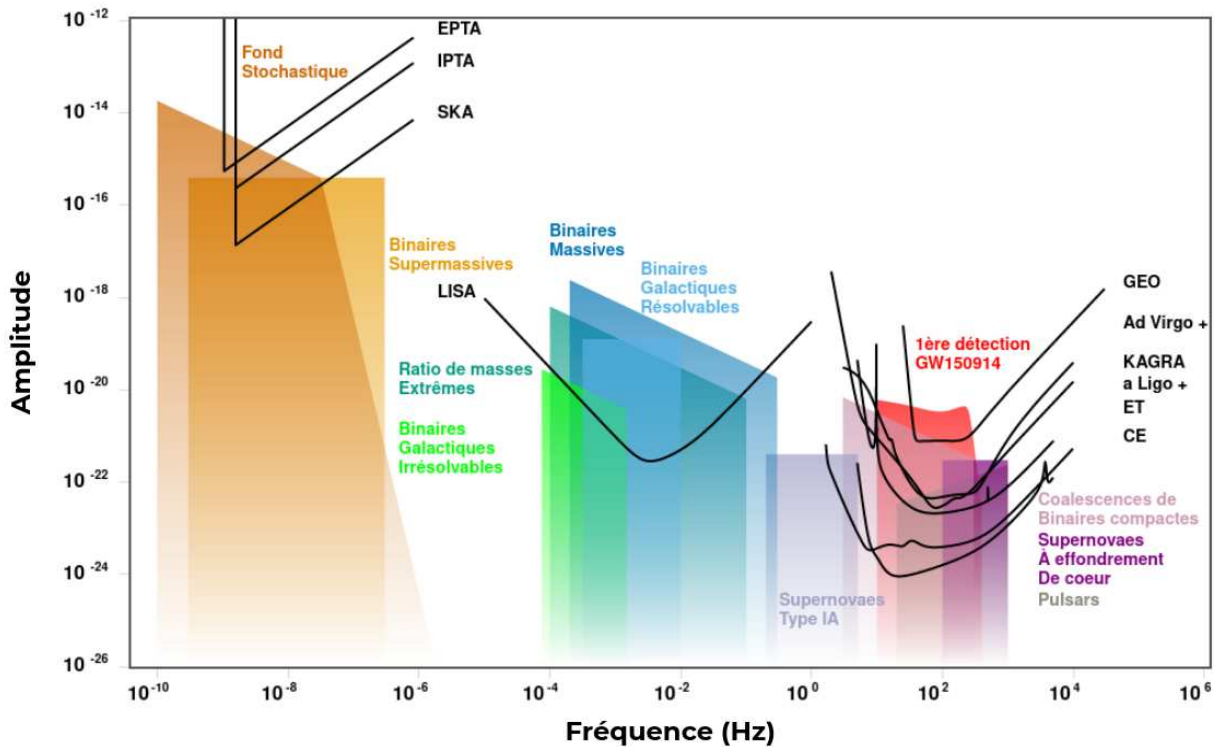


FIGURE 1.14 – Résumé des détecteurs et sources d'ondes gravitationnelles. Source : <http://gwplotter.com> développé par [150].

1.4.5 Les détections remarquables

Voici une liste des différentes détections notables faites à ce jour par la collaboration LIGO - Virgo lors de ses premières périodes d'observations. Ces évènements usuellement dénotés " GW AA MM JJ" sont uniquement des sources de type CBC.

GW150914

Cet évènement représente la première détection directe d'onde gravitationnelle faite par les interféromètres de LIGO le 14 septembre 2015. Elle a permis d'identifier le système source comme étant une fusion de deux trous noirs d'environ $30 M_{\odot}$ chacun. Il se démarque par sa remarquable intensité, permettant d'identifier le signal à l'œil nu dans le flux de données des détecteurs, comme le montre la figure 1.15. Cette découverte a notamment été accompagnée de l'attribution du prix

Nobel de physique à trois scientifiques de LIGO et marque les débuts de l'astronomie gravitationnelle.

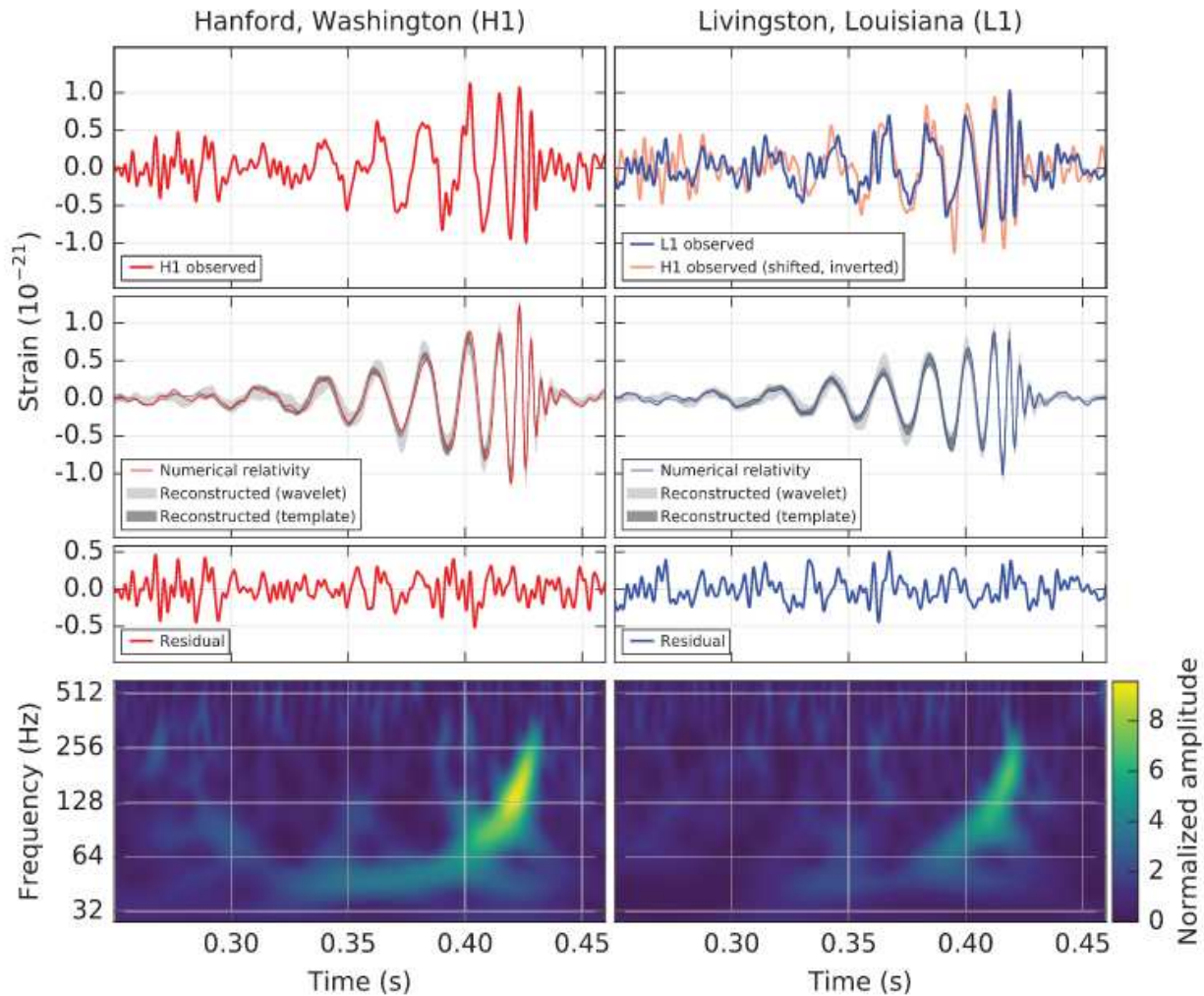


FIGURE 1.15 – Signal de l'événement GW150914 dans les données du détecteur H1 à gauche et L1 à droite. L'amplitude du signal est visible en fonction du temps dans les graphiques du haut, et en couleur dans le graphique temps - fréquence en bas [158].

GW170817

Cet événement représente la première observation d'une coalescence de deux étoiles à neutrons. Le signal d'onde gravitationnelle est repéré dans H1 et L1. Environ 1.7 secondes après l'arrivée du signal sur Terre un sursaut gamma (*Gamma-Ray Burst*) est observé par le satellite Fermi. Après la soustraction d'un bruit transitoire dans L1 la coïncidence est produite et l'événement est confirmé. Du fait de sa direction dans un angle mort du détecteur Virgo, il n'est pas perçu dans ce dernier. La localisation de la source reste cependant possible. L'alerte est donc envoyée par la collaboration LIGO - Virgo avec une carte du ciel permettant à un total de plus de 70 instruments terrestres et spatiaux d'observer la source émettant des contreparties électromagnétiques balayant le spectre des rayons gamma et X aux ondes radios sur une durée allant jusqu'à plusieurs mois. Cette détection conjointe marque notamment les débuts de l'astronomie gravitationnelle dans l'astronomie multi-

messenger. Elle a aussi donné lieu à un bon nombre de résultats scientifiques comme nous l'avons déjà mentionné comme le fait de contraindre l'équation d'état des étoiles à neutrons et fixer des limites supérieures quant aux déformations causées par les effets de marés, apporter une nouvelle mesure de la constante de Hubble, expliquer une partie de l'origine des sursauts gamma, démontrer l'existence des kilonovæ expliquant la production d'une partie significative des éléments lourds ainsi que d'infirmer certaines théories de gravitation modifiée qui expliquent l'accélération cosmique [132, 131] en apportant une mesure de la célérité des ondes gravitationnelles.

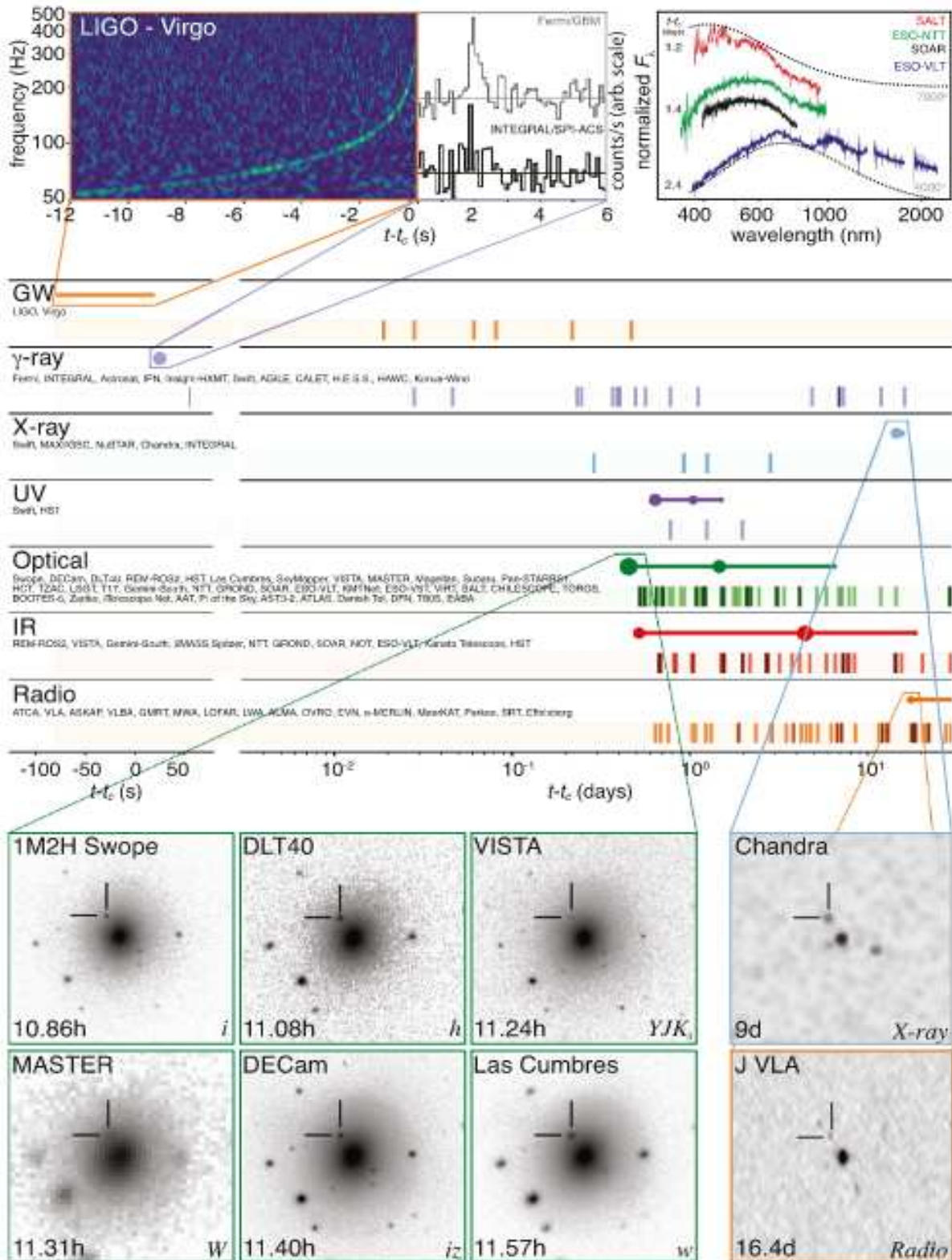


FIGURE 1.16 – Figure représentant le suivi multi-messager de l'événement GW170817. La chronologie est indiquée par un axe temporel par rapport au temps de la coalescence [60].

GW190412

Cet événement est une CBC de type BBH mettant en jeux des masses de 30 et 8 M_{\odot} , ce qui en fait le système binaire avec le plus faible ratio de masse observé. Il permet notamment de tester la relativité générale de façon plus poussée en faisant intervenir des termes post-newtoniens provenant de fortes contributions d'ordres multipolaires supérieurs [163].

GW190425

Le signal produit par cet événement identifié comme BNS n'a été détecté que dans le détecteur L1, ne permettant pas une localisation suffisamment précise pour espérer observer de quelconques contreparties. Il est cependant particulier du fait de la masse totale qu'il fait intervenir de 3.4 M_{\odot} pour un système binaire d'étoiles à neutrons. La figure 1.17 montre une certaine incohérence avec la distribution de masse totale attendue pour des sources de même type dans la galaxie. Cependant l'hypothèse de la présence d'un trou noir dans ce système pour expliquer cette masse ne peut pas être complètement exclue avec la simple l'analyse de ce signal d'onde gravitationnelle en particulier. Des canaux de formations sont ainsi discutés, tout comme des explications plus exotiques comme la présence d'un trou noir primordial dont la masse devraient être piquée autour de 1 M_{\odot} [188, 149, 53].

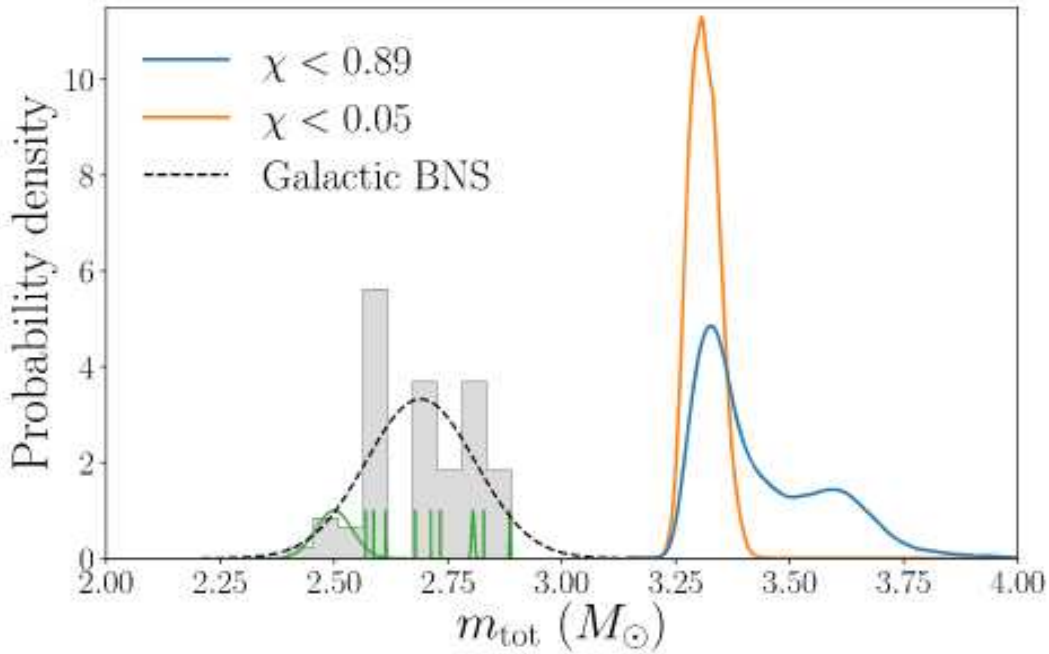


FIGURE 1.17 – Densité de probabilité à posteriori des masses totales des BNS galactiques ainsi que celle de GW190425 en orange et bleu pour des priors différents sur le spin effectif (équation 1.39) des objets.[130].

GW190521

Les masses atypiques mises en jeu par cet événement font de lui le seul système BBH donnant lieu à une trou noir de masse intermédiaire (IMBH) [164]. En effet les deux trous noirs dont les

masses sont estimées à 85 et 66 M_{\odot} constituent la binaire la plus massive observée à ce jour, et remettent même en question certains modèles expliquant la distribution de masses des trous noirs stellaires dont les limites supérieures étaient fixées à 45 M_{\odot} [14]. Le trou noir résultant de masse intermédiaire d'environ 142 M_{\odot} peuple ainsi une zone jusqu'alors vide de tout événement à partir de 100 M_{\odot} entre les trous noirs d'origine stellaire et les trous noirs super massifs au centre des galaxies. La principale explication de cette découverte repose sur la formation hiérarchique de trous noirs, résultants de fusions successives d'astres de masses inférieures.

GW190814

Tout comme GW190412 cet événement fait intervenir deux corps de 23 et 2.6 M_{\odot} dont le ratio de masse est extrêmement faible. La particularité de cette détection réside dans l'identification de l'astre le plus léger [18, 152]. En effet sa nature est incertaine. Si c'est un trou noir il se situerait dans une zone très peu probable de la distribution de masse usuelle de ce type d'objet et serait le plus léger détecté à ce jour. En revanche si tel n'était pas le cas il s'agirait de l'étoile à neutrons la plus lourde, dont la masse impliquerait des milieux de formation exotiques comme par exemple la présence d'un disque d'accrétion permettant cette accumulation de masse, proche d'un trou noir super massif par exemple. Sa localisation très précise (de 18 deg² à 90% de degré de confiance) sans contrepartie, couplée à la comparaison à des catalogues de galaxies afin d'estimer des *redshifts*, a permis, en complément de GW170817, d'apporter une contrainte supplémentaire sur la constante de Hubble, faisant ainsi de cet événement une chandelle standard dite sombre (les chandelles standard utilisées jusqu'à la découverte de cet événement sont observées grâce à leurs rayonnement électromagnétique).

GW200105 et GW200115

Le mois de Janvier 2020 fut marqué par la découverte confirmée de deux systèmes mixtes NS-BH [20]. Elles ont permis d'estimer localement le taux de fusion de ce type de source à $\mathcal{R}_{NSBH} = 45_{-33}^{+45} \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. D'autres détections de ce type sont attendues lors des prochaines périodes d'observation, permettant ainsi d'avoir de plus amples informations à leurs sujet et de développer des modèles de populations spécifiques plus précis.

1.5 Conclusion

Ce chapitre fait ainsi l'état des lieux actuel de l'astronomie gravitationnelle et de ses découvertes majeures. Nous avons vu le contexte et les bases de cette matière aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental, en passant de la relativité générale d'Einstein jusqu'à l'application des méthodes de détections en découlant. Cette branche de la physique, en plein essor depuis les premières détections faites par la collaboration LVK disposant d'un réseau mondial d'interféromètres kilométriques, a produit de nombreux résultats scientifiques. L'astronomie gravitationnelle est à la croisée de nombreux domaines et permet d'amener, en plus des nombreuses découvertes, des informations indépendantes de celles effectuées par l'intermédiaire de la lumière ainsi que de la matière qui représentaient alors les seules sondes de l'Univers. De nombreux projets sont à ce jour en cours de construction afin de palier aux problèmes rencontrés lors des premières expériences, et explorer l'espace-temps à la recherche de nouvelles découvertes.

*"Voir un univers dans un grain de sable,
Et un paradis dans une fleur sauvage,
Tenir l'infini dans la paume de la main,
Et l'éternité dans une heure."*

William Blake

Chapitre 2

L'interféromètre Advanced Virgo : caractérisation de l'horodatage du signal des photo-diodes de détection

Sommaire

2.1	L'interféromètre Advanced Virgo	49
2.1.1	Configuration optique du détecteur Advanced Virgo	50
2.1.2	Le signal de frange noire	54
2.1.3	Les degrés de liberté de l'interféromètre	54
2.1.4	Sensibilité et portée de l'interféromètre	55
2.1.5	Les bruits limitant la détection d'ondes gravitationnelles	56
2.2	Principe de l'étalonnage de l'interféromètre	60
2.2.1	Réponse optique du détecteur	61
2.2.2	Réponse des photo-détecteurs de lecture du signal	61
2.2.3	Réponse des systèmes d'actions sur les miroirs	62
2.2.4	Contrôle de l'interféromètre	64
2.2.5	Algorithme de reconstruction du signal $h(t)$	64
2.3	Horodatage du signal de frange noire dans AdV+	66
2.3.1	Bancs optiques de détection	67
2.3.2	Réponse de la chaîne de lecture de la photo-diode de référence	68
2.3.3	Inter-calibration de la photo-diode de référence vers les photo-diodes B1p du banc optique SDB2	78
2.3.4	Inter-calibration de la photo-diode B1p vers la photo-diode de lecture du signal de frange noire B1	82
2.3.5	Résumé du <i>timing</i> associé au signal de frange noire de Virgo	89
2.3.6	Mesure directe du <i>timing</i> via une LED	90
2.3.7	Conclusion et discussion	95

2.1 L'interféromètre Advanced Virgo

Depuis sa mise en service en 2007, l'interféromètre Virgo a été continuellement amélioré afin d'augmenter sa sensibilité, son volume de recherche de plus en plus important permet de détecter des signaux d'ondes gravitationnelles toujours plus faibles. Entre chaque période d'observation pré-

vue par la collaboration, les interféromètres rentrent en phase de test durant laquelle les éventuels problèmes ayant eu lieu lors de la prise de donnée sont corrigés. Des améliorations techniques et de nouveaux dispositifs peuvent être ajoutés comme ce fut le cas pour le passage de Virgo à Advanced Virgo. Dans ce chapitre nous détaillerons les caractéristiques ainsi que les améliorations apportées à l'interféromètre pour la période d'observation O4 avant d'aborder une amélioration instrumentale visant à contrôler l'horodatage lié à la réponse de la chaîne de lecture des photo-capteurs des bancs optiques de détection et utilisée pour la reconstruction du signal d'onde gravitationnelles $h(t)$.

2.1.1 Configuration optique du détecteur Advanced Virgo

La figure 2.1 schématise les différents dispositifs de l'interféromètre Virgo permettant d'en faire un détecteur efficace de signaux d'ondes gravitationnelles. Afin de les comprendre, nous allons suivre le parcours du faisceau laser depuis sa production jusqu'à la sortie de l'interféromètre.

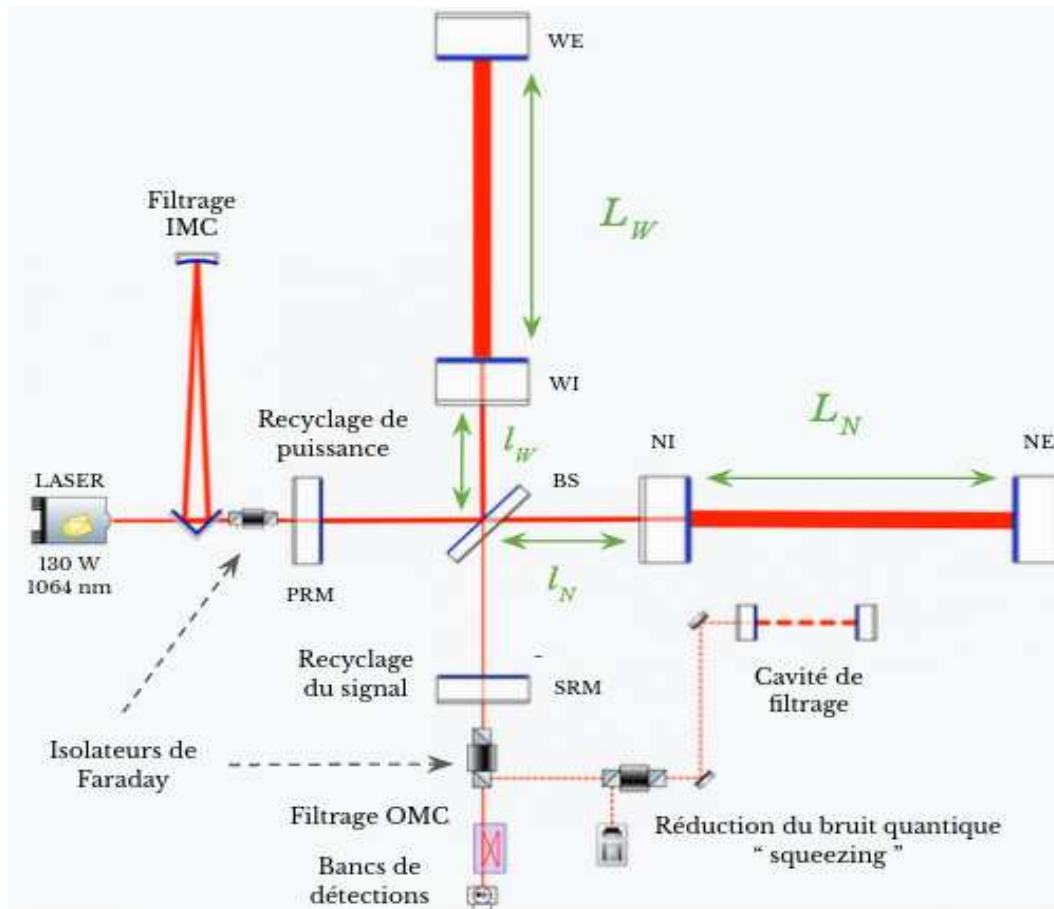


FIGURE 2.1 – Configuration simplifiée de l'interféromètre Advanced Virgo. Crédit : Collaboration Virgo.

Le laser

La source laser de l'interféromètre est capable de fournir une puissance nominale de 200 W. En entrée des bras du détecteur cela correspond à un faisceau laser d'une puissance allant de 14

W pendant la période d'observation O2 à 26 W pendant la période O3B, jusqu'à 33 W pour le début de O4. Elle devrait atteindre les 125 W pour sa configuration finale appelée sensibilité *design* [70] prévue pour la période d'observation O5. Nous pouvons noter que, mis à part certains bancs optiques, l'interféromètre est globalement placé sous vide avec une pression d'environ 10^{-9} mbar, ce qui permet d'éviter la réfraction ainsi que de réduire le bruit acoustique.

Cavité de filtrage résonante d'entrée

Le premier dispositif traversé par le laser est l'IMC (*Input Mode Cleaner*) qui est une cavité permettant de filtrer et nettoyer le faisceau. Le banc optique produisant le laser n'étant pas isolé des bruits sismiques et acoustiques, des variations de position du faisceau induisent des fluctuations qui peuvent générer des modes d'ordres supérieurs dans la décomposition du faisceau en modes TEM (Transverse Électro-Magnétique), entraînant ainsi des déformations du faisceau. Cette cavité constituée de trois miroirs suspendus sous vide a donc pour but de filtrer les défauts géométriques du faisceau laser afin de le rendre gaussien (mode TEM₀₀ uniquement), de le stabiliser en puissance, en fréquence ainsi qu'en position. Juste en sortie de l'IMC se trouve un isolateur de Faraday qui permet la propagation du faisceau laser de manière unidirectionnelle. Un tel dispositif protège aussi le faisceau des réflexions parasites indésirables ou des perturbations de polarisation générées par d'autres composants de l'interféromètre.

Cavité de recyclage de puissance

Comme son nom l'indique, cette cavité construite entre le miroir PRM et l'interféromètre permet de recycler la puissance autour de la séparatrice afin d'en injecter le maximum dans les bras du détecteur. Il est alors possible d'augmenter la puissance d'entrée sur la séparatrice par un facteur de recyclage $G_{rec} \sim 40$ [110] qui dépend des coefficients de réflexion et de transmission du miroir PRM. Ce gain en puissance sur la séparatrice permet de réduire le bruit de photon, améliorant ainsi le sensibilité du détecteur à haute fréquence, mais augmentant aussi le bruit de pression de radiation qui pollue la sensibilité à basse fréquence.

Cavités Fabry-Perot

Afin d'augmenter le chemin optique des photons, des cavités de Fabry-Perot sont mises en place. Pour ce faire des miroirs sont ajoutés en entrée de chaque bras (NI pour *North Input* et WI pour *West Input*) de sorte à ce que les photons parcourent en moyenne plusieurs fois le trajet dans la cavité dont la longueur est choisie comme un multiple de $\lambda_{laser}/2$. Selon la finesse \mathcal{F} de la cavité qui dépend de la réflectivité des miroirs (d'entrée r_1 et de sortie r_2) telle que $\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1-r_1 r_2}$, un photon peut parcourir $\langle N \rangle = 2\mathcal{F}/\pi$ allers retours, augmentant ainsi la longueur effective des bras d'un facteur 450 pour l'interféromètre Virgo.

Les miroirs suspendus

Pour Advanced Virgo, les miroirs BS, PRM, NI, WI, NE et WE de la figure 2.1 sont suspendus à des super atténuateurs anti-sismiques comme le montre la figure 2.2. La très grande pureté de ces miroirs de silice fondue en font une des technologies de pointe de l'interféromètre. La surface doit être la plus lisse possible afin d'éviter toute perte par absorption, transmission indésirable ou encore diffusion. À l'heure actuelle le polissage d'une précision atomique fait que les plus grands

défauts sur la surface des miroirs (micro-rugosité) correspondent à une taille de l'ordre de quelques atomes.

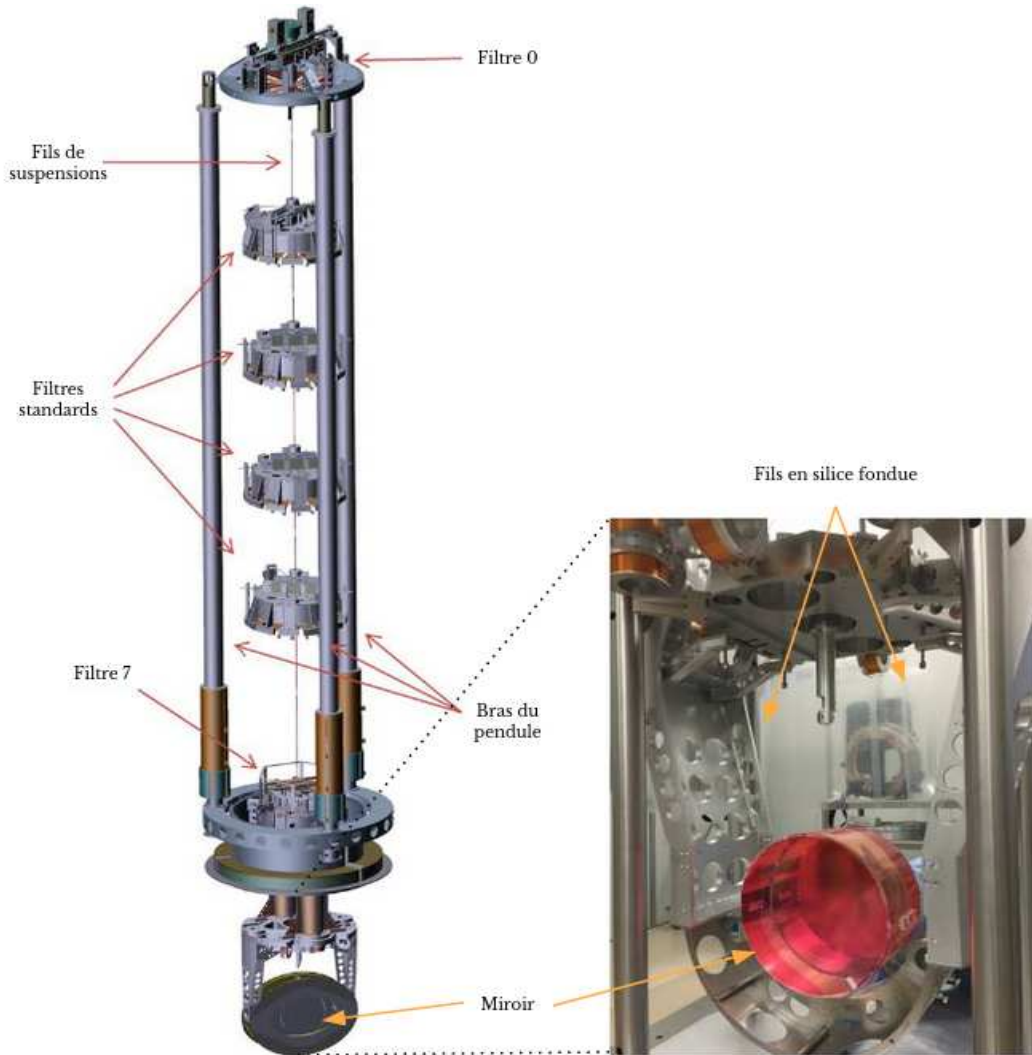


FIGURE 2.2 – Mécanisme de suspensions des super atténuateurs de l'interféromètre Virgo. Un total de 5 pendules agissant comme des filtres passe bas en fréquence sont accrochés en série sur une hauteur d'environ 10 mètres. Tout en bas se trouve le miroir lié à la marionnette du dernier filtre par des fils de même composition que le miroir. Crédit : Collaboration Virgo.

Cavité de recyclage du signal

Selon le même principe utilisé pour recycler la puissance du faisceau laser en entrée de l'interféromètre, une cavité est construite en sortie de l'interféromètre afin de recycler le signal sortant en ajoutant un miroir. Ce dernier, noté SRM sur la figure 2.1, permet entre autre d'ajuster la sensibilité de l'interféromètre à certaines fréquences. En effet il peut être positionné de sorte à augmenter la sensibilité sur une bande étroite basse fréquence (autour de 100 Hz typiquement, selon le type de signal recherché) dégradant la sensibilité pour les hautes fréquences. Il peut aussi, dans le cas plus général, être positionné de sorte à induire une amélioration moindre de la sensibilité sur toute la bande de fréquence utile [70, 76].

Cavité de filtrage résonante de sortie

De la même façon qu'en entrée de l'interféromètre avec l'IMC, l'OMC (pour *Output Mode Cleaner*) permet de s'affranchir des signaux parasites contenus dans les ordres supérieurs du faisceau laser provoqués par des éventuels désalignements ou autres défauts des optiques rencontrées par le faisceau dans le détecteur. Il convient aussi à cette étape d'éliminer tous les signaux de type contrôle (dans les bandes latérales du faisceau laser). Le seul mode intéressant pour les détections étant le fondamental TEM₀₀ gaussien qui contient les signaux d'ondes gravitationnelles. Composé de deux cavités en séries pour O3, cette étape de filtrage n'en contient désormais plus qu'une avec une plus grande finesse depuis la transition de la configuration du détecteur vers AdvancedVirgo+. Ce choix a été motivé dans le but de minimiser les pertes optiques du laser dues aux diffusions et absorptions dans l'OMC [70].

Système de *squeezing*

Un système optique de *squeezing* (compression de la lumière) a été ajouté pendant la période d'observation O3 afin de réduire certains bruits, que nous détaillerons en section 2.1.5, limitant la sensibilité de l'interféromètre. Cette solution a été implémentée pour abaisser le bruit quantique à haute fréquence, en injectant dans le port de sortie de l'interféromètre des états de vide comprimés. Ces états particuliers représentent des états de vide dont les fluctuations dans l'une des deux quadratures (phase et amplitude) sont réduites au détriment de fluctuations plus importantes dans l'autre. En outre il est possible de réduire les fluctuations de phase en augmentant celles en amplitude, et vice versa [90]. Le problème majeur attendu et vérifié de cette méthode est qu'elle augmente la pression de radiation dans les bras de l'interféromètre, impactant la sensibilité à basse fréquence [89]. L'impact global sur la sensibilité du détecteur a quand même été positif, l'impact du bruit de pression de radiation augmenté par le système de *squeezing* étant moins important que la réduction du bruit quantique à haute fréquence. En effet à basse fréquence le bruit de pression de radiation restait dominé par d'autres bruits d'origines technique principalement. Or l'augmentation de la puissance injectée dans l'interféromètre permet de réduire les bruits technique, les améliorations apportées au détecteurs pour la période d'observation O4 visent aussi à réduire au maximum ces bruits. On s'attend à ce que l'impact du *squeezing* devienne de plus en plus néfaste pour la bande basse fréquence. Pour O4 ce système a ainsi été revu, on parle de *squeezing* dépendant de la fréquence, avec un nouveau type d'états de vide comprimés dont les fluctuations en amplitude sont réduites à basse fréquence et en phase à haute fréquence. En choisissant la fréquence de transition entre ces effets, de sorte à ce qu'elle coïncide avec la fréquence à laquelle le bruit quantique passe d'un bruit dominé par la pression de radiation à un bruit de grenaille dominant, il est possible de réduire à la fois ces deux bruits sur toute la bande de fréquence de l'instrument.

Bancs de détection

Le système de détection du signal sortant de l'interféromètre est composé de plusieurs bancs optiques se succédant dont la plupart sont suspendus et sous vide, afin d'être isolés des bruits sismiques et acoustiques. Ils comportent des dispositifs optiques variés permettant divers contrôles de l'interféromètre, ainsi que des photo-diodes d'efficacité quantique avoisinant les 100%. Nous reviendrons sur ces bancs optiques plus loin dans ce chapitre afin d'en détailler certaines caractéristiques que nous désirons améliorer.

2.1.2 Le signal de frange noire

L'interféromètre fonctionne de façon à maximiser la sensibilité à la variation de puissance induite par le passage des ondes gravitationnelles. La variation de puissance mesurée par les photodiodes des bancs de détections traduit la variation de phase du signal entre les deux bras. Il convient alors de fixer un certain point de fonctionnement de sorte à ce que le signal de sortie du détecteur soit nul en l'absence d'observation. Le point de fonctionnement de l'interféromètre est sur la frange noire. Dans ce régime particulier, les variations de puissance du laser n'impactent en rien le détecteur, qui n'est sensible qu'aux déviations du point de frange noire dues aux variations de longueurs entre les deux bras, signe du passage d'une onde gravitationnelle. En pratique, l'interféromètre est placé dans un régime à proximité de la frange noire afin que l'amplitude du signal ait une dépendance linéaire à de faibles variations de phase. Le signal ainsi lu par les photo-diodes de lecture du signal de frange noire (photo-diodes B1, fournissant le signal de sorti de l'interféromètre) est appelé \mathcal{P}_f .

2.1.3 Les degrés de liberté de l'interféromètre

Le point de fonctionnement du détecteur doit être maintenu verrouillé lors de l'acquisition des données. Des systèmes de contrôles existent sur les degrés de liberté longitudinaux de l'interféromètre afin de s'assurer de son bon fonctionnement [25]. Les longueurs étant définies sur la figure 2.1. Nous retrouvons notamment :

- Le signal **CARM** qui effectue la mesure de la longueur moyenne des cavités Fabry-Perot des deux bras. Ceci permet de maintenir les miroirs en bout de chaque bras en position de sorte à assurer une résonance dans les cavités.

$$\mathbf{CARM} = \frac{L_N + L_W}{2} \quad (2.1)$$

- Le signal **DARM** qui donne la longueur différentielle entre les deux cavités :

$$\mathbf{DARM} = \Delta L = L_N - L_W \quad (2.2)$$

- Le signal **MICH** qui permet de contrôler la position de la séparatrice. Cet état est basé sur la configuration de l'interféromètre réduit défini par BS et l'entrée des cavités Fabry-Perot, d'où son nom de "petit Michelson".

$$\mathbf{MICH} = l_W + l_N \quad (2.3)$$

- Le signal **PRCL** qui couplé au **MICH** assure le bon positionnement du miroir PRM définissant la cavité de recyclage en puissance en entrée de l'interféromètre.

$$\mathbf{PRCL} = l_{PRM} \frac{l_N + l_W}{2} \quad (2.4)$$

- Enfin le signal d'erreur **SSFS** (*Second Stage Frequency Stabilisation*) renvoyé au laser afin d'asservir sa fréquence en la stabilisant par rapport au signal **CARM**.

Il existe de plus toute une série de contrôles des paramètres angulaires de l'interféromètre servant à assurer son bon fonctionnement lorsqu'il est verrouillé [70].

2.1.4 Sensibilité et portée de l'interféromètre

Les détecteurs interférométriques se caractérisent par leur capacité à capturer des signaux d'ondes gravitationnelles. Cette capacité se traduit par la portée du détecteur, le volume d'univers dans lequel il est performant, qui dépend de la sensibilité du détecteur. Afin de définir cette sensibilité, considérons le signal de sortie de l'interféromètre $s(t)$ qui s'écrit comme la somme des signaux d'ondes gravitationnelles reconstruits $h(t)$ et du bruit $n(t)$. La sensibilité du détecteur est caractérisée par la densité spectrale d'amplitude du bruit de l'interféromètre, notée $S_n(f)$. Dans le cas d'un bruit stationnaire, cette grandeur est donnée par la transformée de Fourier de la corrélation des données entre elles. Cette auto-corrélation est calculée en présence de bruit uniquement. Les composantes de Fourier du bruit $n(t)$ ne sont pas corrélées entre elles, leur moyenne d'ensemble permet ainsi d'écrire :

$$\langle \tilde{n}^*(f) \tilde{n}(f') \rangle = \delta(f - f') \frac{1}{2} S_n(f) \quad (2.5)$$

En pratique la densité spectrale de bruit est définie de façon bilatérale, pour toutes les fréquences. Or pour des données réelles, aux fréquences positives, cette grandeur devient unilatérale, d'où le facteur 1/2. En posant $f = f'$ on fait l'approximation $\delta(f - f' = 0) \rightarrow [\int_{-T/2}^{T/2} e^{2i\pi ft} dt]_{f=0} = T$, le temps de mesure correspondant au signal $\tilde{n}(f)$. Nous avons alors :

$$\langle |\tilde{n}(f)|^2 \rangle = \delta(0) \frac{1}{2} S_n(f) = \frac{1}{2} S_n(f) T \quad (2.6)$$

En posant la résolution fréquentielle $\Delta f = 1/T$, on peut écrire la densité spectrale de bruit dans l'interféromètre (PSD) :

$$S_n(f) = 2 \langle |\tilde{n}(f)|^2 \rangle \Delta f \quad (2.7)$$

Dont la dimension est Hz^{-1} . Cette grandeur quantifie ainsi la puissance provenant du bruit dans le signal de l'interféromètre. Les courbes de sensibilités des détecteurs généralement représentées correspondent à la densité spectrale en amplitude du bruit (ASD), qui s'obtient en prenant la racine carrée de la PSD. La sensibilité $S_n(f)$ est utilisée pour définir certaines grandeurs liées au détecteur pour l'analyse des données, comme le rapport signal sur bruit ($\text{SNR} \equiv \rho$) :

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\tilde{h}(f)|^2}{|\tilde{n}(f)|^2} df = 4 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\tilde{h}(f)|^2}{S_n(f)} df \quad (2.8)$$

Ou encore la portée du détecteur (*range*), en fonction de son horizon défini comme la distance maximale à laquelle il est possible de détecter une source de coalescence de binaire compacte dont le signal est dominé par la phase spiralante [182] avec un rapport signal sur bruit de 8 :

$$\text{Range} = \frac{1}{2.26} \text{Horizon} = \frac{(GM)^{5/6}}{2.26 \rho \pi^{2/3} c^{3/2}} \sqrt{\frac{5}{6} \int_{f_{\min}}^{f_{\text{isco}}} \frac{f^{-7/3}}{S_n(f)} df} \quad (2.9)$$

Avec ρ le SNR défini dans l'équation précédente. Le *range* définit le rayon de la sphère de volume identique à celui sondé par la réponse d'antenne de l'interféromètre.

2.1.5 Les bruits limitant la détection d'ondes gravitationnelles

Bien que les interféromètres soient pensés de sorte à minimiser les bruits limitant leur sensibilité, le détecteur parfait n'existe pas et les bruits sont omniprésents. Toutefois il est possible de quantifier l'effet qu'ils ont sur la sensibilité globale d'un détecteur et sa capacité à capturer des événements astrophysiques. Parmi ces bruits nous retrouvons les fondamentaux dus à la nature quantique de la lumière ainsi que ceux de déplacement, qui font bouger ou déforment les miroirs. Ces bruits sont fondamentaux dans le sens où leur somme correspond à la sensibilité maximale qu'un détecteur puisse atteindre. La figure 2.3 représente l'estimation de la sensibilité attendue lors de la période d'observation O3 en ne considérant que ces bruits fondamentaux. Nous retrouvons aussi les bruits techniques dont nous discuterons brièvement.

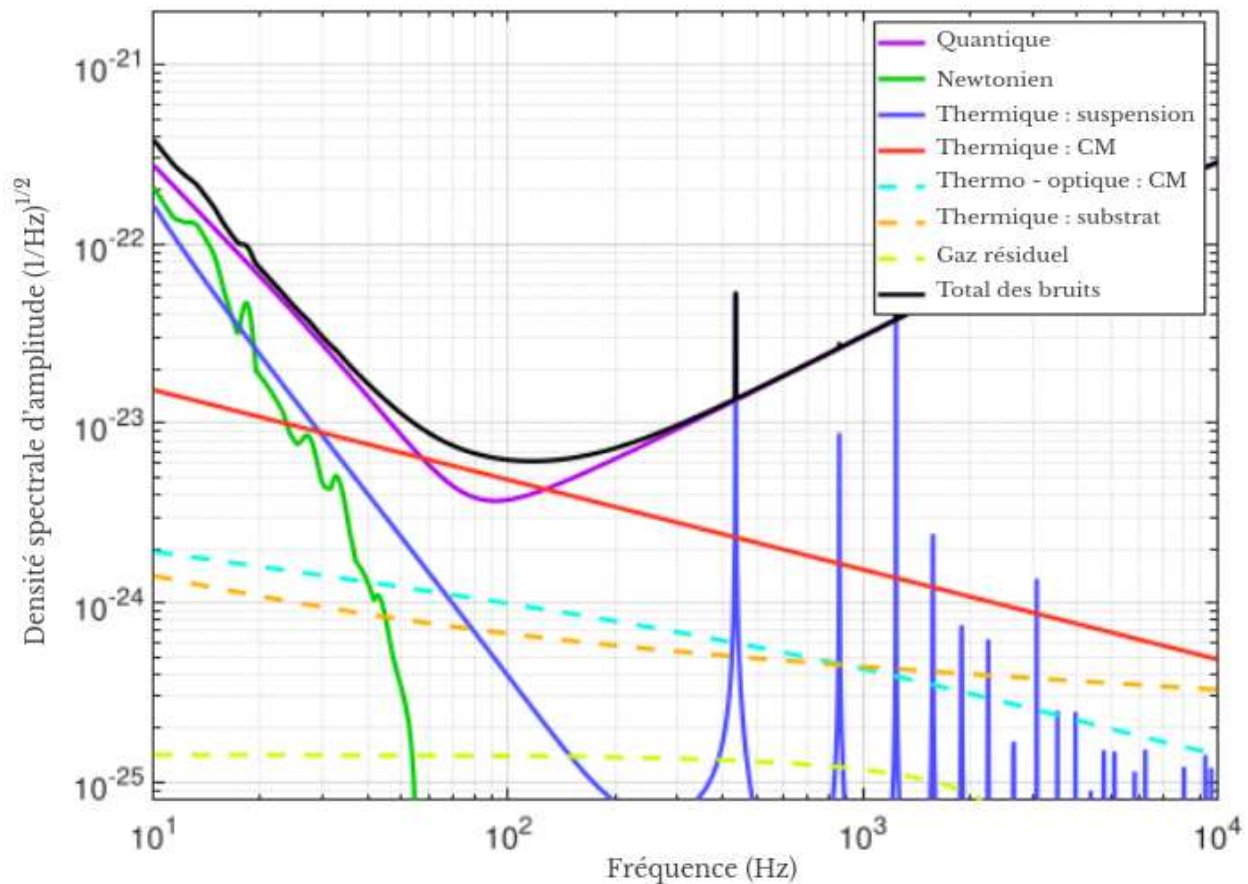


FIGURE 2.3 – Densité spectrale d'amplitude du bruit prévue de l'interféromètre Virgo dans sa configuration AdV pour la période d'observation O3. Seuls les bruits fondamentaux sont considérés et représentés. La puissance du faisceau dans l'interféromètre est ici de 130 W en sortie de la cavité de filtrage résonante d'entrée (IMC). Crédit : [119].

Le bruit quantique

Le bruit dû à la nature quantique de la lumière est le bruit dominant qui limite la sensibilité des interféromètres au delà de ~ 200 Hz. Il provient des fluctuations quantiques de la nature corpusculaire de la lumière, et peut se décomposer en deux effets selon la bande de fréquence

considérée [109, 29].

Le bruit de grenaille ou de photon résulte de la fluctuation statistique dans le dénombrement des photons en interaction avec les photo-détecteurs. Pour un nombre moyen de N photons détectés, l'incertitude est de \sqrt{N} . En pratique nous voulons savoir comment la sensibilité de l'interféromètre varie en fonction de la puissance du faisceau laser en entrée. Il est donc intéressant d'exprimer cette incertitude en fonction de celle liée à la puissance. Pour une durée d'exposition T sur un photo-détecteur captant N photons et avec h_p la constante de Planck nous avons :

$$P = \frac{N}{T} \frac{h_p \omega_{laser}}{2\pi} \quad (2.10)$$

Avec ω_{laser} la pulsation du laser et ν_{laser} sa fréquence, telle que $\omega_{laser} = 2\pi\nu_{laser}$. Son incertitude s'écrit donc comme :

$$\sigma_P = \sqrt{\frac{N}{T} h_p \nu_{laser}} \quad (2.11)$$

Une puissance en sortie de l'interféromètre P_s correspond donc à un nombre de photons détectés N_γ tel que :

$$N_\gamma = \frac{T}{h_p \nu_{laser}} P_s \quad (2.12)$$

Il est possible d'exprimer la puissance en sortie de l'interféromètre en fonction de la puissance d'entrée P_e et du déphasage entre les faisceaux de chaque bras $\Phi(t) = \Phi_0 + \Delta\Phi$, composés d'un déphasage statique Φ_0 et d'une variation de déphasage $\Delta\Phi$ définie dans l'équation 1.45 correspondant au passage de l'onde gravitationnelle, comme suit [168] :

$$P_s = \frac{P_e}{2} (1 + \mathcal{C} \cos(\Phi(t))) \quad (2.13)$$

Avec le facteur de contraste $0 \leq \mathcal{C} \leq 1$ de l'interféromètre, quantifiant la différence d'intensité entre les maxima et les minima de la figure d'interférence. La variation de cette puissance s'écrit :

$$\delta P_s = \frac{P_e}{2} \mathcal{C} \sin(\Phi_0) \Delta\Phi(t) \quad (2.14)$$

Finalement, une onde gravitationnelle sera visible par les photo-détecteurs en sortie de l'interféromètre si la densité spectrale de la variation de puissance $S_{\delta P_s}(f)$ induite par le passage de l'onde est supérieure à la densité spectrale du bruit de photon $S_{\delta n_\gamma}(f) = \sqrt{2 h_p \nu_{laser} P}$, avec P la puissance d'un faisceau laser perpendiculaire à un miroir.

Ce bruit impacte la sensibilité à haute fréquence (à plus de 300 Hz) et peut être réduit en augmentant la puissance en entrée de l'interféromètre.

Le bruit de pression de radiation du laser (à plus basse fréquence) correspond à la variation du nombre de photons réfléchis sur les miroirs, et donc à la variation de quantité de mouvement transférée à ceux ci. En considérant un faisceau orthogonal au plan du miroir, chaque photon du faisceau lui transfère une impulsion $2|\mathbf{p}|$. La pression varie avec le nombre de photons, la force résultante $F = 2P/c$ augmente avec la puissance de ceux ci et nous avons :

$$\delta F = 2 \sqrt{\frac{h_p \omega_{laser} P}{c^2 T}} \quad (2.15)$$

La densité spectrale liée à cette variation de force s'écrit :

$$\delta\tilde{F} = 2\sqrt{2\frac{h_p w_{laser} P}{c^2}} \quad (2.16)$$

Celle liée à la pression de radiation peut finalement s'écrire, avec la masse du miroir M et la longueur du bras L [168] :

$$S_{Prad}(f) = \frac{1}{ML(\pi f)^2} \sqrt{\frac{2\pi h_p w_{laser} P}{c^2}} \quad (2.17)$$

Ainsi le fait d'augmenter la puissance du laser en entrée de l'interféromètre réduit le bruit quantique de photon mais augmente celui de pression de radiation à basse fréquence. Des miroirs massifs permettent de compenser l'augmentation de la puissance du laser. Enfin le *squeezing* (section 2.1.1) dépendant de la fréquence permet de réduire le bruit quantique de façon générale sur toute la bande de fréquence.

Le bruit sismique

Ce bruit provient de l'environnement dans lequel se trouve l'interféromètre. C'est un bruit de déplacement entraînant des mouvements des miroirs qui a différentes origines, comme l'activité sismique de la surface terrestre, les vagues frappant les côtes dans le cas de détecteurs proches de la mer ainsi que l'activité humaine. Ce bruit est dominant à basse fréquence et sa densité spectrale prend la forme [168] :

$$S_{Sis}(f) = \frac{10^{-7}}{Lf^2} \quad (2.18)$$

La principale manière de contrer ce bruit sont les super atténuateurs au bout desquels sont suspendus les miroirs. Ils sont composés de plusieurs étages de filtres mécaniques et électromécaniques. Les filtres mécaniques utilisent des matériaux tels que l'acier inoxydable et les matériaux composites pour atténuer les vibrations à des fréquences plus basses, tandis que les filtres électromécaniques utilisent des transducteurs piézoélectriques pour atténuer les vibrations à des fréquences plus élevées. Ils sont ainsi disposés en série pour former des étages de filtrage successifs, chacun optimisé pour atténuer les vibrations sur une gamme de fréquences spécifique (de 30 Hz à 100 Hz pour les miroirs et de 1 Hz à 30 Hz pour les marionnettes fixées sur le dernier filtre F7). Pour un super atténuateur comportant n étages de fréquence de résonance f_r , la sensibilité de l'interféromètre dépend de la densité spectrale de bruit sismique réduite par le facteur d'atténuation :

$$S_{Sis}(f) = \frac{10^{-7}}{Lf^2} \left(\frac{f_r}{f}\right)^n \quad (2.19)$$

L'interféromètre Virgo possède des super atténuateurs à 7 filtres permettant de réduire les déplacements des miroirs dans les trois degrés de liberté. Finalement ce bruit très important se voit fortement atténué et devient ainsi négligeable à partir de 10 Hz.

Le bruit Newtonien

Ce bruit a pour origine toute variation de gravité locale (gradient de gravité), pouvant se coupler au miroir [5]. Le bruit sismique ainsi que tout objet en mouvement provoque ces forces Newtoniennes contribuant à polluer la sensibilité de l'interféromètre à basse fréquence, mais de

façon très peu significative. En réalité les modélisations de ce bruit ont montré que les résultats dépendent fortement du modèle et qu'il semble possible de le soustraire. Il est donc en général négligé dans les courbes de sensibilité des détecteurs [169, 41].

Le bruit Thermique

Le bruit thermique représente une limite importante à la sensibilité des interféromètres dans une large bande de fréquence allant du Hertz au KiloHertz, puisque chaque système physique permettant de limiter les déplacements des miroirs rattachés à ces derniers y contribue. Ce bruit trouve son origine dans trois phénomènes : le mouvement Brownien [80] le bruit thermo-réfractif [171, 50], ainsi que le bruit thermo-élastique [74]. Ce bruit prend ainsi racine dans les vibrations des atomes constituant les dispositifs utilisés et l'environnement proche. Les fluctuations thermiques induites peuvent être modélisées grâce au théorème de fluctuation-dissipation [39] décrivant comment les fluctuations aléatoires d'un système en équilibre thermique sont liées à sa réponse à une perturbation externe. Le bruit thermique impacte donc les interféromètres d'ondes gravitationnelles par différents canaux [94] :

- La dissipation dans les fils de suspensions des miroirs [91], induisant des excitations se couplant aux mouvements longitudinaux des miroirs, qui domine jusqu'à environ ~ 50 Hz. Ce bruit est atténué grâce à l'utilisation de fils de silice fondue. Les harmoniques de la résonance du mode fondamental de vibration des fils de suspensions appelés modes violons impactent la courbe de sensibilité de l'interféromètre de façon plus significative au delà de ~ 400 Hz.
- La dissipation dans le miroir lui-même (substrat et revêtement), dont les fluctuations thermiques font bouger la surface, ainsi que les déformations induites par les fluctuations thermo-élastiques dans ce dernier du fait de la présence d'un gradient de température. Pour limiter ces déplacements, des revêtements en couche minces sont utilisés et la taille de faisceau se doit d'être large (~ 5 cm) afin de moyenniser les vibrations des atomes sur de larges surfaces.
- Compte tenu des fluctuations thermiques précédentes l'indice de réfraction du miroir mais aussi de l'air va fluctuer, en raison de la dépendance de ce paramètre avec la densité, qui fluctue avec la température. L'interféromètre ainsi que les chambres contenant les miroirs sont placés sous un vide d'une pression d'environ $\sim 10^{-9}$ mbar.

Les bruits techniques

En dehors des bruits fondamentaux il existe une multitude de bruits internes aux détecteurs, appelés bruits techniques. Ces bruits ont diverses origines. Il est d'ailleurs impératif, comme pour chaque expérience scientifique, de débiter avec une phase de *commissioning* visant à comprendre et réduire ces bruits afin de planifier les phases d'amélioration du détecteur pour tendre vers la sensibilité souhaitée (sensibilité "design"), qui se rapproche au plus près de la sensibilité limite définie par la somme des bruits fondamentaux. Parmi ces bruits techniques nous pouvons par exemple citer certains bruits de contrôle (contrôle de longueurs, des degrés de liberté de l'interféromètre MICH, DARM etc), les bruits des chaînes électroniques d'acquisition et de lecture (SSFS, DAC, photo-détecteurs etc), le bruit induit par la lumière diffusée dans l'interféromètre, qui introduit des couplages non-linéaires avec le laser et les optiques, ainsi que certaines excitations envoyées dans l'interféromètre servant à contrôler son étalonnage et utilisées dans l'algorithme de reconstruction du signal $h(t)$.

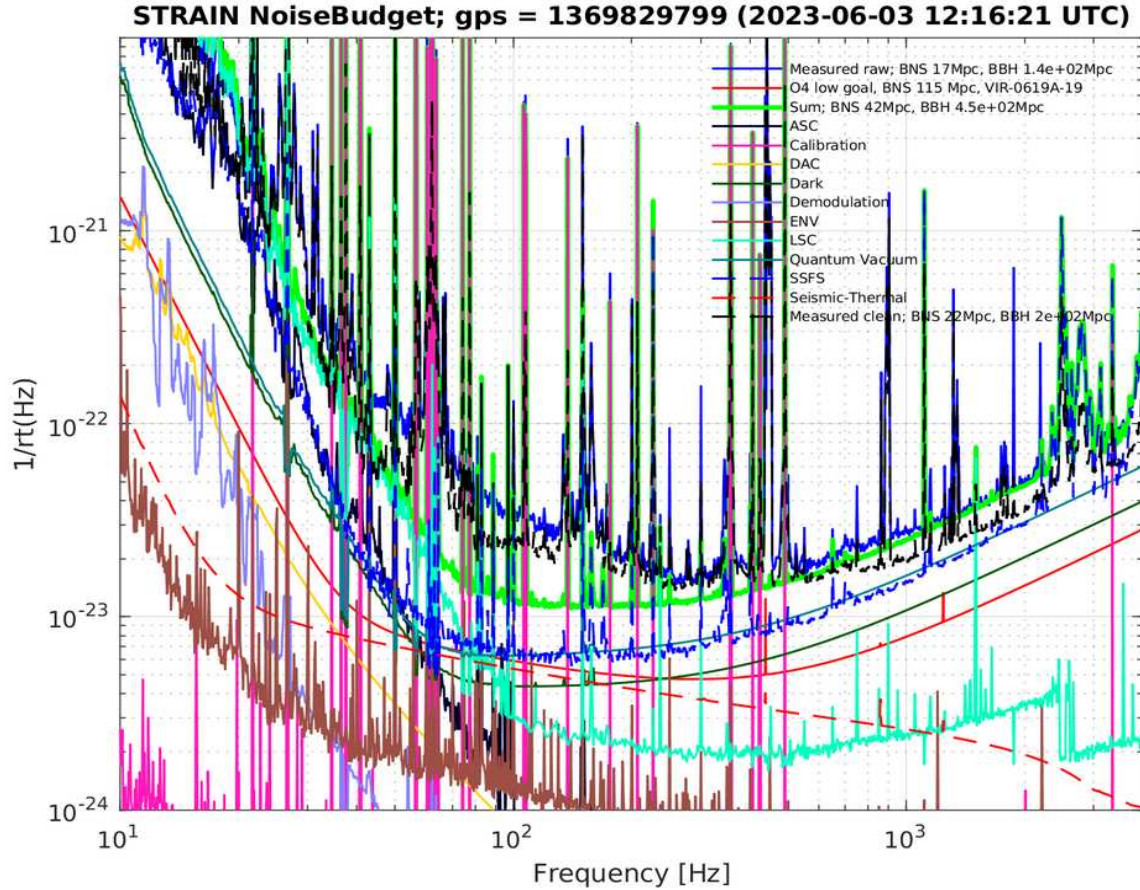


FIGURE 2.4 – Budget des bruits technique de l’interféromètre Advanced Virgo. La mesure des bruits à cette date est tracée en bleu et la somme des bruits modélisés en vert. Ces courbes sont à comparer à l’objectif pour la période d’observation O4 est qui tracé en rouge.

2.2 Principe de l’étalonnage de l’interféromètre

La détection confirmée d’une onde gravitationnelle par un interféromètre repose en amont sur la compréhension de sa réponse à une perturbation externe h_{ext} , qu’elle provienne d’un signal astrophysique ou d’un bruit quelconque. Cette réponse est directement liée à la variation différentielle de la longueur de ses bras par rapport à la longueur au repos induite par la perturbation ΔL_p telle que [23, 24] :

$$h_{ext} = \frac{\Delta L_p(t)}{L_0} \quad (2.20)$$

Un bon étalonnage doit permettre de connaître la sensibilité de l’interféromètre par rapport à une telle perturbation sur toute la bande de fréquence sensible du détecteur ainsi que la reconstruction de l’amplitude et de la phase du signal en temps réel. La réponse globale du détecteur se décompose en trois parties dont la calibration pour les périodes d’observation de O1 à O3 sont décrites de façon précise dans [23, 24, 88]. Nous passerons en revue les aspects essentiels de la calibration de l’interféromètre avant de s’intéresser à l’un d’eux, la réponse des photo-détecteurs de lecture.

2.2.1 Réponse optique du détecteur

Celle ci se modélise comme un gain que multiplie un facteur de forme : $R_{ITF}(f) = G_{ITF}O_{ITF}(f)$, et s'exprime en W/m . Elle correspond à la réponse en variation de puissance de sortie de l'interféromètre induite par une variation de déplacement des miroirs. La valeur du gain change avec la configuration du détecteur et est donc estimée lors de l'étalonnage de la sensibilité de l'interféromètre, à chaque fois que l'interféromètre est verrouillé. La forme de la réponse quant à elle est donnée par les paramètres des cavités de Fabry-Perot, la réflectivité des miroirs r_1, r_2 ainsi qu'un délai $\tau_{fp} = \frac{L_0}{c} \sim 10 \mu s$ et prend la forme [172] :

$$O_{ITF} = \frac{1 - r_1 r_2}{1 - r_2 r_2 e^{-4j\pi f \tau_{fp}}} \quad (2.21)$$

Le changement de longueur d'une cavité induit par le déplacement des miroirs d'entrée x_e et de fin x_f induit une réponse identique à l'effet du passage d'une onde gravitationnelle retardée de τ_{fp} :

$$R_{ITF}(f) = \frac{2}{L_0} O_{ITF}(f) (x_f(f) e^{-2j\pi f \tau_{fp}} - x_e(f)) \quad (2.22)$$

L'algorithme de reconstruction du signal en ondes gravitationnelles que nous verrons par la suite prend en compte la réponse optique en l'approximant par un pôle simple [172] :

$$O_{ITF} \simeq \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_{opt}}} \quad (2.23)$$

Dans ce cas, le gain représente celui des cavités Fabry-Perot et $f_{opt} = \frac{c}{4FL_0} \simeq 55.5$ Hz la fréquence à laquelle se situe le pôle, dépendant de la finesse de la cavité $\mathcal{F} \simeq 450$ [32]. Cette approximation ne permet cependant pas d'expliquer certains effets à basse fréquence (en dessous de 20 Hz), fréquence sous laquelle la réponse des cavités n'est plus en accord avec le modèle. L'origine de cette incohérence à basse fréquence a été en partie comprise et modélisée dans les détecteurs de LIGO en utilisant un modèle "d'anti-ressort optique" (*optical anti spring*) [73]. Ce problème pourrait en effet provenir de couplages entre modes électromagnétiques et mécaniques d'une cavité optomécanique telle que celles utilisées. Ce modèle est ainsi une approximation du "ressort optique" induit par les cavités [29] et colle mieux aux données à basse fréquence. Le problème a cependant persisté durant la période d'observation O3b et reste inexpliqué.

L'ajout du miroir SR modifie la forme de la réponse optique avec $f_{opt,SR} \simeq 450$ Hz et fait apparaître un ressort optique à basse fréquence (en dessous de 20 Hz).

2.2.2 Réponse des photo-détecteurs de lecture du signal

La réponse des photo-détecteurs de l'interféromètre, usuellement appelé *sensing*, en V/W , est un élément clef à étalonner pour le bon fonctionnement de l'interféromètre. Le faisceau laser sortant des bras du détecteur est composé de la porteuse (mode TEM_{00}) qui résonne dans l'ensemble des cavités de l'interféromètre et contient l'information quant au passage d'éventuelles ondes gravitationnelles. Il contient aussi des signaux d'erreurs permettant la calibration des différents dispositifs de l'interféromètre qui doivent être mesurés en temps réel (l'étalonnage de la réponse optique générale se fait au moyen de signaux de contrôles lus par les photo-détecteurs des bancs optiques de détection de l'interféromètre). Ces informations sont stockées dans des bandes de fréquences voisines de la fréquence principale du laser en modulant la phase du faisceau en entrée du détecteur. Il existe trois bandes latérales :

- La bande latérale à 6 MHz qui résonne dans la cavité de recyclage de puissance et anti-résonne dans les autres. Elle est utilisée notamment pour l'asservissement en fréquence afin de stabiliser le laser en entrée de l'interféromètre (signal **SSFS**).
- La bande latérale à 8 MHz qui est le signal réfléchi par l'interféromètre du fait de son anti-résonance avec la cavité de recyclage de puissance. Elle contient le signal permettant de contrôler le degrés de liberté PRCL de l'interféromètre. Elle est lue par les photo-diodes B2 des bancs optiques.
- La bande latérale à 56 MHz qui en plus de celle à 6 MHz résonne dans la cavité de recyclage du signal, et permet un contrôle des états **MICH**, **CARM** et du signal d'erreur **SSFS** de l'interféromètre. Elle s'obtient grâce aux photo-diodes B4 et B5.

Le gain $S(f)$ du *sensing* des photo-diodes de lecture est ainsi intrinsèquement lié et fait partie intégrante du gain de la réponse optique du détecteur. Durant les dernières périodes d'observations il était donc supposé être de 1 sur la plage de fréquence utile de l'interféromètre. Or aucune mesure de la réponse fréquentielle des photo-diodes de lecture n'a été faite jusqu'ici. Nous nous concentrons sur une méthode destinée à mesurer cette réponse dans le chapitre 3. Ainsi l'étalonnage du *sensing* des photo-diodes de lecture repose sur la mesure du retard qui la compose, retard dû aux chaînes d'acquisition et de lecture des photo-capteurs, noté τ tel que :

$$S(f) = e^{-2j\pi f\tau} \quad (2.24)$$

Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre dédiée à la calibration temporelle de $S(f)$, l'horodatage du signal sortant de l'interféromètre \mathcal{P}_f est crucial pour la détection d'ondes gravitationnelles. Le temps d'arrivée d'un événement dans le détecteur étant connue à 0.1 ms près, le retard des chaînes de lecture doit donc être maîtrisé afin d'avoir une incertitude sur le retard absolue de $S(f)$ de l'ordre de 0.01 ms ou moins [23, 24].

2.2.3 Réponse des systèmes d'actions sur les miroirs

Enfin, la position ainsi que le déplacement des miroirs doit être étalonné et contrôlé afin d'identifier et comprendre toute perturbation externe h_{ext} . Cette réponse s'exprime en m/V et il existe trois vecteurs indépendants pour son étalonnage.

Les actionneurs électromagnétiques

Ils permettent de contrôler et corriger la position des miroirs par l'intermédiaire d'une tension de correction envoyée dans des bobines produisant un champ magnétique exerçant à leur tour une force sur des aimants fixé sur les miroirs, ce qui vient les déplacer. Ces aimants sont fixés sur chacun des 7 miroirs de l'interféromètre ainsi que sur les marionnettes auxquelles ils sont rattachés (figure 2.2). Les déplacements des miroirs sont étalonnés en utilisant un signal de contrôle nommé $Cal_{mir/mar}^{zC}$ envoyé à chaque actionneur dont la réponse est $A_{mir/mar}$. Le déplacement de calibration d'un miroir est donc contrôlé de la façon suivante :

$$\Delta x_{cal} = Cal_{mir/mar}^{zC} \times A_{mir/mar}^{meca} \times A_{mir/mar}^{elmg} \quad (2.25)$$

La réponse de chaque actionneur se décompose en une composante mécanique modélisée par un pôle du second ordre (respectivement filtre passe bas du quatrième ordre) pour ceux des miroirs

(respectivement des marionnettes) et une composante électromagnétique modélisée par un pôle simple, dont les réponses respectives sont données par [2, 88] :

$$A_{mir}^{meca}(f) = G_{mir}^{meca} \frac{1}{1 + j \frac{f}{Q \cdot f_p} - \left(\frac{f}{f_p}\right)^2} \quad (2.26)$$

$$A_{mar}^{meca}(f) = G_{mar}^{meca} \left(\frac{1}{1 + j \frac{f}{Q \cdot f_p} - \left(\frac{f}{f_p}\right)^2} \right)^2 \quad (2.27)$$

$$A_{mir/mar}^{elmg}(f) = G_{mir/mar}^{elmg} \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_{elmg}}} \quad (2.28)$$

Avec les gains respectifs dépendant des paramètres des systèmes (longueur de suspension des fils, masse des miroirs, gain et résistance des chaînes de lectures). Les paramètres des filtres (facteur de qualité et fréquence du pôle) sont identiques pour les marionnettes et les miroirs. Le déplacement total effectif des miroirs contrôlés s'obtient en sommant le déplacement de calibration de chaque actionneur et prend finalement la forme :

$$\Delta L_{cal} = \sum_i x_{cal,i} = Cal_{mir/mar,i}^{zC} \times A_{mir/mar,i}^{meca} \cdot A_{mir/mar,i}^{elmg} \quad (2.29)$$

Un actionneur auxiliaire, le calibreur optique PCAL, est utilisé pour étalonner les actionneurs électromagnétiques comme décrit ci-après.

Le système d'étalonnage PCAL

Le PCAL (*Photon Calibrator*) [87, 121] est un dispositif se servant du principe de pression de radiation défini en première section de ce chapitre 2.1.5, afin de calibrer le déplacement des miroirs. Un laser auxiliaire est envoyé sur les miroirs en fin de bras uniquement et permet, en utilisant les signaux réfléchis comme signaux de contrôles, d'étalonner les déplacements du miroir. La réponse du PCAL est donnée en fonction de l'angle d'incidence du faisceau auxiliaire θ sur le miroir, du *sensing* des photo-diodes associées $S_{pcal}(f)$ permettant de contrôler le laser auxiliaire et d'en lire la réflexion, ainsi qu'en fonction de la réponse mécanique du miroir à l'excitation produite par la pression de radiation du PCAL $H_{meca}(f)$ (caractérisé par un pendule simple auquel s'ajoute le mode interne du miroir induisant un déplacement de ce dernier, appelé mode tambour [161]. Elle prend la forme suivante [87] :

$$A_{pcal,NE/WE}(f) = \frac{2 \cos(\theta)}{c} H_{meca}(f) \frac{1}{S_{pcal}(f)} \quad (2.30)$$

En pratique, comme pour les actionneurs électromagnétiques, le déplacement du miroir est obtenu en multipliant la réponse du PCAL A_{pcal} de chaque miroir en fin de bras (NE pour *North End* et WE pour *West End*) par un signal de contrôle extrait de la photo-diode de lecture du PCAL, calibrée en puissance réfléchi sur le miroir. En comparant les effets des excitations induites par le PCAL sur les signaux de contrôles produits à la même fréquence que les excitations utilisées par les actionneurs électromagnétiques, ceci permet en outre de "transférer" (de calibrer un élément relativement à un autre) la calibration du PCAL vers les actionneurs électromagnétiques. Depuis la période d'observation O3, le PCAL est le système d'action de référence sur les miroirs pour calibrer la réponse des actionneurs. La calibration du PCAL lui-même en puissance à l'aide de sphères intégrantes sera abordé dans le chapitre suivant.

L'étalonnage Newtonien NCAL

Le NCAL (*Newtonian Calibrator*) [86] est un nouveau type de dispositif constitué d'une masse asymétrique qui, par rotation contrôlée, permet de modifier le champ gravitationnel local selon le même principe qu'une coalescence de binaire compacte, et d'induire ainsi un mouvement contrôlé du miroir. Le NCAL a été testé durant la période d'observation O3 [84] et a permis de confirmer la reconstruction du signal de l'interféromètre utilisant les deux méthodes vues précédemment, mais a aussi mis en avant le fait qu'un biais dépendant de la fréquence provient de cet algorithme.

2.2.4 Contrôle de l'interféromètre

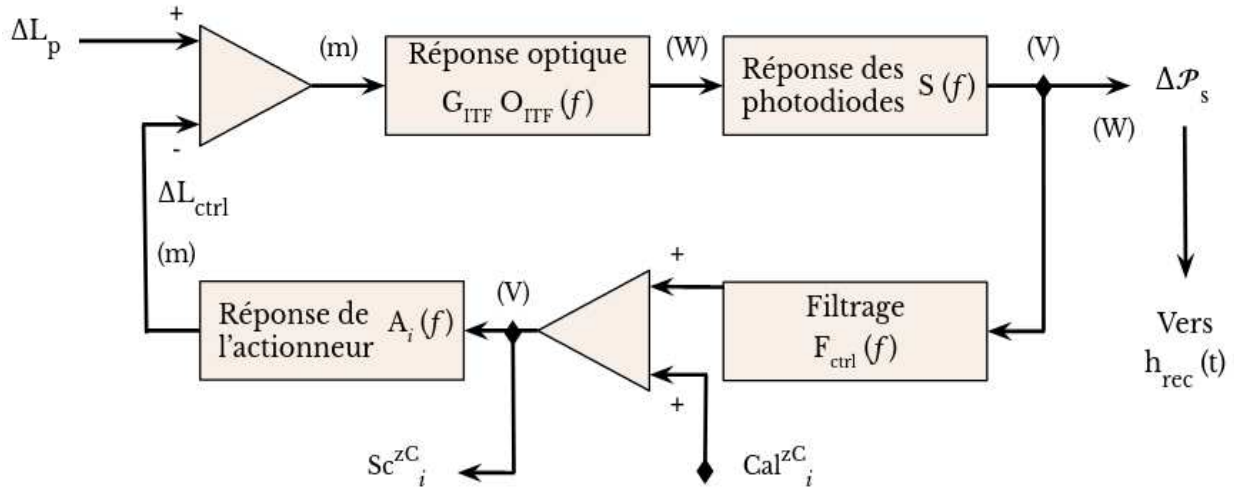


FIGURE 2.5 – Contrôle en temps réel du détecteur. Inspirée de [174].

En figure 2.5 est schématisé le contrôle de l'interféromètre. À partir de la puissance en sortie de l'interféromètre $\Delta\mathcal{P}_s$, sont calculés des filtres F_{ctrl} permettant de produire les signaux de contrôles S_c^{zC} qui permettent de corriger les perturbations ΔL_p au moyen d'une correction ΔL_{ctrl} . Cette boucle permet de maintenir l'interféromètre sous contrôle et opérationnel en temps réel. Les perturbations produites par le passage d'une onde gravitationnelle sont ainsi atténuées au même titre que les bruits. Une partie des signaux d'ondes gravitationnelles est donc comprise dans la correction ΔL_{ctrl} , avant d'être retransmise au signal de frange noire en sortie de boucle. Afin d'étalonner l'interféromètre, des injections de calibration peuvent être ajoutées aux actionneurs via Cal^{zC} .

2.2.5 Algorithme de reconstruction du signal $h(t)$

En prenant en compte les trois réponses décrites plus haut (à étalonner), la fonction de transfert globale de l'interféromètre est donné par :

$$TF_{ITF}(f) = \frac{\mathcal{P}_s(f)}{\Delta L_p(f)} = \frac{G_{ITF}O_{ITF}(f) \cdot S(f)}{1 + G_{ITF}O_{ITF}(f) \cdot S(f) \cdot F_{ctrl}(f) \cdot A(f)} \quad (2.31)$$

En mode *Science* lorsque l'interféromètre est verrouillé, il est possible d'extraire la fonction de transfert de l'interféromètre en utilisant des injections de calibrations ΔL_{cal} définies dans l'équation

2.29, tout en observant l'effet sur le signal de frange noire de sortie :

$$TF_{ITF}(f) = \frac{\mathcal{P}_s(f)}{\Delta L_{cal}(f)} \quad (2.32)$$

La sensibilité $h(f)$ de l'interféromètre est obtenue en mesurant la densité spectrale d'amplitude du signal de frange noire telle que :

$$ASD(h) = \frac{ASD(\mathcal{P}_s)}{TF_{ITF} \cdot L_0} \iff h(f) = \frac{\mathcal{P}_s(f)}{TF_{ITF} \cdot L_0} \quad (2.33)$$

En pratique, les fonctions de transfert sont mesurées directement à partir des séries temporelles stockées dans les données, en fonction des signaux des photo-diodes de lecture (comme \mathcal{P}_s) et des signaux de calibration associés permettant une action sur un dispositif (tel que Cal_i^{zC} pour l'actionneur électromagnétique $A_{mir,i}$). L'algorithme de reconstruction du signal est le suivant :

- Le signal de frange noire en sortie de l'interféromètre \mathcal{P}_s est corrigé par la réponse optique du détecteur ainsi que celle de lecture des photo-diodes.
- Chaque signal de contrôle associé à un actionneur est pris en compte et soustrait au signal de frange noire. Ces signaux sont principalement à basse fréquence et ont un impact négligeable sur l'amplitude du signal reconstruit au delà de ~ 300 Hz.
- En corrigeant par la longueur des bras au repos nous obtenons ainsi le signal brut h_{raw} contenant les informations quant aux perturbations externes, qu'elles proviennent encore d'un bruit ou d'un signal astrophysique.
- Des canaux témoins sont utilisés pour dévoiler les bruits restants dans la souche du signal reconstruit. Ces canaux proviennent de bruits connus (comme la modulation de la bande latérale à 56 MHz, certains couplages entre les mouvements des miroirs, la lumière diffusée, plus de détails dans [24]) et permettent de quantifier la contribution des bruits à retirer dans la bande de fréquence sur laquelle ils impactent le signal reconstruit h_{rec} .
- Ces canaux auxiliaires sont soustraits, ainsi que les lignes de fréquences permanentes ajoutées au préalable pour contrôler la stabilité des paramètres de la réponse de l'interféromètre dans le temps (ces injections permanentes servent entre autre de référence dans la calibration en général). Le signal h_{clean} résultant est alors utilisable pour l'analyse de données et la recherche d'événements astrophysiques.

L'incertitude sur ce signal reconstruit est déterminée au moyen des injections faites dans l'interféromètre au cours du temps. Connaissant les déplacements des miroirs induits par ces injections, il est possible de comparer le signal reconstruit h_{clean} au signal injecté h_{inj} afin de valider la reconstruction et d'en déterminer les limites. Dans le cas d'une reconstruction parfaite, le module du rapport $\frac{h_{clean}}{h_{inj}}$ vaut 1 sur la bande de fréquence utile, et la différence de phase est nulle. Ainsi les déviations à ce modèle définissent l'incertitude liée au signal reconstruit. Ces injections peuvent être faites de manière indépendante par les trois vecteurs du système d'action sur les miroirs : les actionneurs électromagnétiques, le PCAL ainsi que le NCAL. La figure 2.6 montre le module et la phase de la fonction de transfert $\frac{h_{clean}}{h_{inj}}$ pour la période d'observation O3A. Sur cette figure est donné l'estimation des incertitudes sur les actionneurs, sous forme de lignes rouges, prises à 4%. Pour O3, l'incertitude globale est fixée à 5% (et 40 mrad) en prenant en compte la stabilité de cette mesure dans le temps.

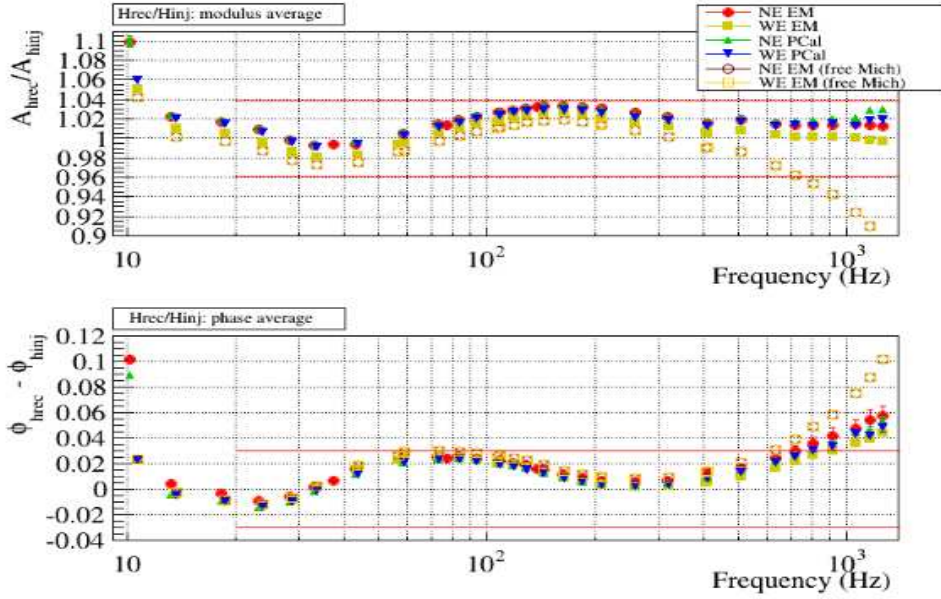


FIGURE 2.6 – Fonction de transfert $\frac{h_{rec}^{clean}}{h_{inj}}$ durant la période d’observation O3A pour différentes méthodes d’injections de calibration. Seule l’erreur statistique est représentée ici. Tiré de [24].

2.3 Horodatage du signal de frange noire dans Advanced Virgo+

L’horodatage, qui consiste à associer un temps GPS au signal d’un détecteur, est crucial pour la détection d’ondes gravitationnelles. En effet, en plus d’assurer la traçabilité des données, il est important de connaître précisément le temps d’arrivée d’une onde dans un détecteur. Les chaînes d’analyse croisent les données du réseau mondial d’interféromètres et sont capable de produire des événements détectés en coïncidence. Des fenêtres de temps de l’ordre de la dizaine de millisecondes sont définies pour qu’un signal commun à plusieurs interféromètres puisse être détecté conjointement. Elles correspondent à la durée que met une onde gravitationnelle se déplaçant à la vitesse de la lumière pour traverser deux détecteurs sur la surface terrestre. Ces fenêtres sont de ± 15 ms (respectivement ± 35 ms) entre les détecteurs de LIGO (entre un des LIGO et Virgo). Il est donc important que l’horodatage associé au signal reconstruit en ondes gravitationnelles h_{rec} utilisé dans les analyses soit connu précisément [49] (à mieux que 0.01 ms). L’information quant à la position de la source émettrice dans le ciel repose aussi sur le temps de passage dans le détecteur. Toutes ces informations constituent des éléments clés pour l’envoi d’alertes automatiques et publiques notamment aux observatoires et groupes partenaires de la collaboration, comme nous le verrons dans le chapitre 4. Il est donc nécessaire d’effectuer une mesure complète du retard (*timing*) associé à la chaîne de lecture des photo-diodes servant à reconstruire ce signal. Une unique mesure a été effectuée en amont de la période d’observation O3 [85], et n’a pas été renouvelée depuis. En effet cette mesure nécessite l’accès à un banc optique de détection de l’interféromètre qui est suspendu et sous vide. L’intervention est donc rare. L’objectif de ce travail est de développer une solution permettant d’effectuer cette mesure de façon plus régulière, précise et sans intervention physique sur les bancs de détections. En inter-calibrant des photo-diodes, il est possible de transférer la

calibration du *timing* d'une photo-diode de référence à celles de détection.

2.3.1 Bancs optiques de détection

La figure 2.7 représente la disposition des éléments optiques sur différents bancs de détection de l'interféromètre. Le faisceau laser recombinaison dans la séparatrice entre dans la tour de détection par le banc suspendu sous vide SDB1 qui comprend notamment la cavité de filtrage résonante de sortie (OMC).

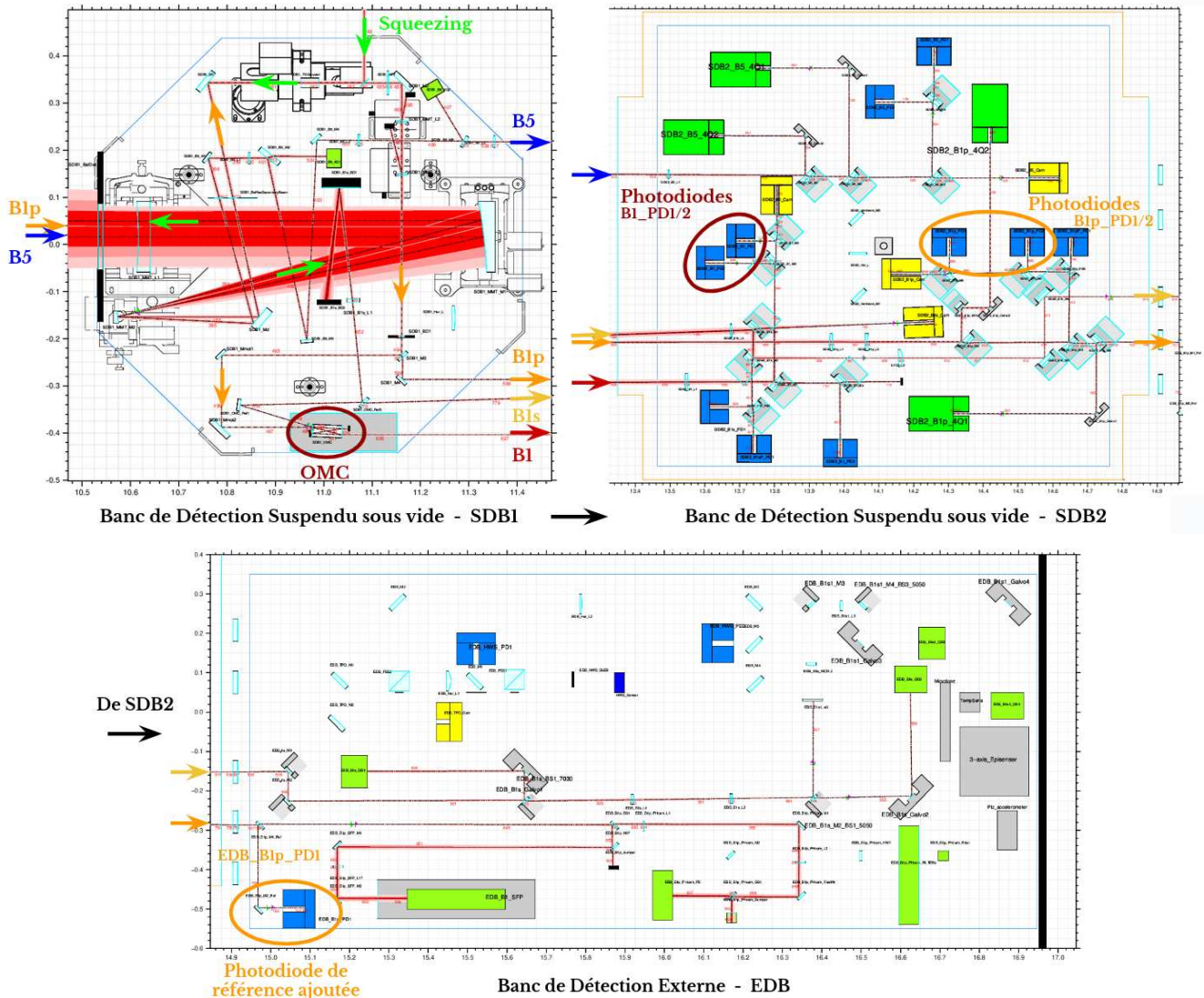


FIGURE 2.7 – En haut les bancs de détections suspendus et sous vide SDB1 et SDB2. En bas le banc optique de détection externe EDB.

Les faisceaux B1p et B5 en sortie de l'interféromètre entrent dans le premier banc de détection SDB1. B5 provient de la réflexion par la deuxième face de la séparatrice et est utilisé pour l'alignement des composants de l'interféromètre, tandis que B1p lui contient de nombreuses informations, comme la porteuse du mode TEM₀₀ à 1064 nm, les bandes latérales contenant les

signaux d'erreurs et de contrôles de l'interféromètre ainsi que des modes d'ordres supérieurs dus aux défauts infimes d'alignement. Le faisceau B1p est ainsi filtré par l'OMC ce qui permet de ne garder que le mode TEM₀₀ porteur du signal d'ondes gravitationnelles dans un faisceau nommé B1. Le faisceau B1s créé lors de ce filtrage contient la différence entre B1 et B1p : tout sauf le mode TEM₀₀. Nous voyons sur le banc SDB2 les photo-diodes de lecture du faisceau B1 qui sont les capteurs principaux du signal de frange noire de l'interféromètre après l'OMC en mode Science¹. Ce sont celles dont on cherche à mesurer le retard dû à la chaîne de lecture. Sur le même banc se trouvent les photo-diodes B1p qui détectent le faisceau avant son passage dans l'OMC. Elles sont ainsi principalement utilisées pour la lecture de signaux d'erreur servant pour la calibration du système d'action sur les miroirs. Ces photo-diodes peuvent servir d'intermédiaire pour le transfert de la calibration du *timing* vers les photo-diodes B1.

2.3.2 Réponse de la chaîne de lecture de la photo-diode de référence

Principe de la mesure du *timing*

La mesure du *timing* revient à estimer le retard induit par chaque composante de filtrage analogique et digital dans une chaîne de lecture électronique. Cette estimation se mesure au moyen d'ajustements de la phase de la fonction de transfert entre les deux canaux dont on cherche à déterminer le délai. Par exemple de manière générale, la fonction de transfert électronique entre la réponse de deux photo-diodes Ph_1 et Ph_2 peut s'écrire :

$$H_{elec}(f) = |H_{elec}(f)|e^{j\phi(f)} = \frac{Ph_1(f)}{Ph_2(f)} = \frac{\prod_{m=1}^M H_1(s)}{\prod_{n=1}^N H_2(s)} e^{-j2\pi f\tau} \quad (2.34)$$

Avec $s = j\omega = j2\pi f$, τ le délai et $H_1(f)$ et $H_2(f)$ respectivement la réponse d'une opération de filtrage de la chaîne de lecture de la photo-diode Ph_1 et Ph_2 comportant respectivement M et N étapes. La réponse d'un filtre est définie par ses coefficients a_k et b_l réels telle que :

$$H(f) = \frac{\sum_{k=0}^K a_k s^k}{\sum_{l=0}^L b_l s^l} \quad (2.35)$$

Les valeurs maximales K et L définissent l'ordre n du filtre, c'est à dire l'ordre de l'atténuation provoquée par le filtre en f^{-n} . En pratique cette forme est adaptée seulement au filtrage analogique. Afin de traiter l'information, les signaux analogiques contenant une infinité d'amplitudes sont convertis en signaux numériques échantillonnés à une certaine fréquence f_e contenant une quantité finie d'amplitudes. Il convient alors d'effectuer la transformation appelée transformation Z bilinéaire, pour traiter le cas des filtres numériques, comme suit :

$$s \rightarrow 2f_e \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \quad (2.36)$$

Avec la variable complexe $z = e^{j2\pi f T_e}$ et $T_e = 1/f_e$ la fréquence d'échantillonnage. Cette écriture permet notamment d'introduire les zéros et pôles d'un filtre, représentant respectivement en équation 2.35 les racines du numérateur ainsi que du dénominateur. La réponse du filtre peut ainsi s'écrire en fonction de ses zéros q , de ses pôles p et d'un gain G comme la factorisation suivante [190, 196] :

$$H(z) = G \frac{\prod_{k=0}^K (z - q_k)}{\prod_{l=0}^L (z - p_l)} \quad (2.37)$$

1. État de l'interféromètre verrouillé correspondant à l'acquisition de données lors des phases d'observations.

Les différents filtres utilisés dans la DAQBox² sont connus en fonction de leurs pôles et zéros, et sont le plus souvent du type *Butterworth* [177]. Le filtrage *Butterworth* est un type de filtre dont le gain est constant sur la bande passante souhaitée. Il est aussi conçu dans le but de préserver la linéarité de la phase, sans y introduire de distorsion. Les filtres *Butterworth* provoquent ainsi un simple délai constant dans la bande passante de la phase du signal. La fonction de transfert d'un tel filtre d'ordre N s'écrit en fonction de ses pôles :

$$H_{Butt,N}(p) = \left[\prod_{k=1}^N \frac{(p - p_k)}{\omega_c} \right]^{-1} \quad (2.38)$$

Avec ω_c la pulsation de coupure et le pôle numéro k tel que $p_k = \omega_c e^{\frac{j(2k+N-1)\pi}{2N}}$. En pratique, ces filtres sont construits comme une suite de filtres en cascade d'ordres 1 et 2. Par exemple un tel filtre d'ordre 3 se construit comme un filtre d'ordre 1 suivit par un filtre d'ordre 2. Il est possible d'exprimer cette formulation comme un produit de filtre d'ordre 2 simplement en fonction de la fréquence de coupure f_c telle que :

$$H_{Butt,N}(f) = \begin{cases} \prod_{k=1}^N \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_c} 2 \cos\left(\frac{2k-1}{2N}\pi\right) - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} & \text{si } N \text{ pair} \\ \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_c}} \prod_{k=1}^{(N-1)/2} \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_c} 2 \cos\left(\frac{2k-1}{2N}\pi\right) - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} & \text{si } N \text{ impair} \end{cases} \quad (2.39)$$

Cette formulation concerne les filtres passe bas, que l'on utilise en majorité dans les chaînes de lecture des photo-diodes. Le cas d'un filtre passe haut s'obtient simplement en posant la grandeur $s = j \frac{f}{f_c}$ et en prenant son inverse $1/s = -j \frac{f_c}{f}$.

Fonctions de transferts : le module M et la phase Φ des fonctions de transferts mesurées dans ce chapitre permettent de définir l'erreur sur ces derniers :

$$\frac{\Delta M}{M} = \alpha \sqrt{\frac{1-C}{C}} \frac{1}{\sqrt{n_{moy}}} \quad (2.40)$$

$$\Delta \Phi = \beta \sqrt{\frac{1-C}{C}} \frac{1}{\sqrt{n_{moy}}} \quad (2.41)$$

Avec n_{moy} le nombre de moyennes effectuées pour calculer la fonction de transfert, α et β deux constantes évaluées empiriquement à 0.85 et 0.88 [22], et C la cohérence entre les signaux à la fréquence f . Elle est définie comme le module de la corrélation croisée de la densité spectrale des signaux par rapport au produit de l'auto-corrélation de la densité spectrale de chacun des deux signaux dont on calcule la fonction de transfert [160].

Distribution du *timing* et chaîne de distribution et d'acquisition des photo-diodes de détection

Les signaux de contrôles de l'interféromètre sont numérisés et un temps GPS synchronisé avec l'ensemble de l'interféromètre leur est associé. Cet horodatage se fait au moyen d'une distribution

2. Système électronique développé au LAPP utilisé pour l'acquisition et le contrôle des données. Elle dispose de fonctionnalités personnalisables et d'une carte mère en charge des communications entre l'extérieur (Ethernet, fibre optique), le système de distribution de l'horloge, les alimentations électriques et fournit tous ces services aux ports électroniques de la DAQBox (mezzanines de services).

voie *Audio* est dotée d'un filtre passe haut en général autour de 3 Hz afin de réduire la dynamique d signal (pour éviter la saturation). Ces deux voies peuvent être recombinaées par la suite en un canal *Blended* utile pour la reconstruction du signal $h_{rec}(t)$ en mode science de l'interféromètre. Les photo-diodes disposent en général d'une autre voie à plus haute fréquence *RF*, utile pour la lecture des signaux de contrôle de l'interféromètre dans les bandes latérales du faisceau laser modulées à très haute fréquence (6, 8 et 56 MHz). Nous nous intéresserons plus particulièrement aux voies *DC* et *Audio* utilisées dans la mesure de *timing* de la chaîne de lecture. Le signal analogique de ces voies est filtré par *anti-aliasing* avant d'être converti en signal numérique sur lequel des commandes de consignes et calculs sont appliqués. Le filtrage *anti-aliasing* est courant en électronique et permet de s'assurer que le signal échantillonné par la suite ne contienne pas de fréquences repliées pouvant créer des artefacts dans le signal numérisé. Il permet de nettoyer le signal en s'assurant de supprimer ces fréquences indésirables appelées "images". Ces dernières représentent des répliques du signal original se situant en dehors de la bande passante désirée (à des fréquences coupées par le filtrage $f > f_{Nyquist} = f_{echantillonnage}/2$).

Ajout de la photo-diode de référence sur le banc EDB

Afin d'inter-calibrer les photo-diodes de détection entre elles, nous avons ajouté une photo-diode de référence sur le banc optique de détection externe EDB facile d'accès, proche du banc suspendu sous vide SDB2 sur lequel il est plus difficile d'intervenir. Cette photo-diode est du même type que celles qui sont utilisées pour lire les faisceaux B1 et B1p.

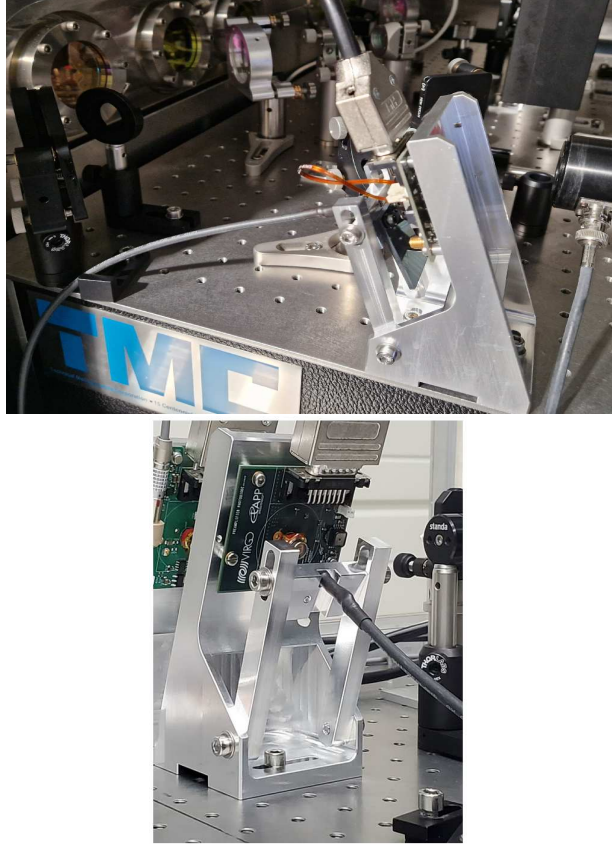


FIGURE 2.9 – Au dessus, la partie inférieure gauche du banc EDB sur lequel sont ajoutés deux miroirs devant le hublot par lequel passe le faisceau B1p pour l’envoyer sur la photo-diode de référence installée. Ici, la mesure avec une LED contenant le signal IRIG-B du GPS principal est faite en fixant la LED, sur le support développé au LAPP, devant la photo-diode. En bas, le nouveau support de photo-diode conçu au LAPP pour remédier aux difficultés rencontrées lors de telles mesures. Cette solution plus compacte devrait être implémentée pour les photo-diodes des calibreurs optique.

Modèle du *sensing* de la photo-diode de référence

La mesure du *timing* s’effectue en plaçant une LED devant la photo-diode dont on cherche à mesurer le retard à l’aide d’un câble en cuivre d’une vingtaine de mètres depuis une TDBox reliée au GPS principal. Comme indiqué sur la figure 2.10, cette photo-diode ne dispose pas de voie *RF*, ce qui n’est pas nécessaire pour l’horodatage du signal contenant les ondes gravitationnelles que l’on détecte qui sont produites majoritairement à basse fréquence (en dessous de ~ 2 kHz). Le passage du signal par le DSP comporte un filtrage et une décimation différente de celle appliquée dans le cas des photo-diodes B1 et B1p. En effet, cette photo-diode n’intervenant pas dans la lecture des signaux de contrôle de l’interféromètre, nous lisons simplement les canaux de sortie sans passer par le RTPC. La réponse $S_{ref}(f)$ de la chaîne de lecture de la photo-diode de référence s’écrit en fonction des opérations successives de filtrage qu’elle implique, décrites en figure 2.10, et prend la forme :

$$S_{ref}(f) = H_{pre-ampli} \times H_{analogiques} \times H_{DSP} \quad (2.42)$$

Avec un filtrage analogique composé du filtre analogique du pré-amplificateur et du filtre analogique de l'ADC passe bas d'ordre 3 avec $f_c = 20$ kHz (succession d'un passe bas d'ordre deux et d'un pôle), ainsi que le filtre passe bas numérique d'ordre 8 du DSP avec $f_c = 7.5$ kHz. Ces filtres servent entre autres à éviter le phénomène d'*aliasing* qui peut survenir après une décimation (sous échantillonnage) du signal. La forme générale est donnée par l'équation 2.38. La réponse de la chaîne de lecture pour la voie *DC* prend ainsi la forme :

$$S_{ref}(f) = H_{pre-ampli} \times \frac{G_{analogique} G_{DSP}}{\frac{1}{1+s_a/Q+s_a^2} \times \frac{1}{1+s_a} \times \prod_{l=1}^8 \frac{(p-p_l)}{\omega_{c,DSP}}} e^{-2j\pi f\tau} \quad (2.43)$$

Avec $G_{analogique}$ et G_{DSP} le gain statique analogique et celui du DSP donné par un gain statique par rapport à l'impédance totale du système DSP, s_a avec pour rappel $s = j\frac{f}{f_c}$ contenant les fréquences de coupures du filtre analogique, Q le facteur de qualité du filtre et p_l les pôles du filtre d'ordre 8 du DSP.

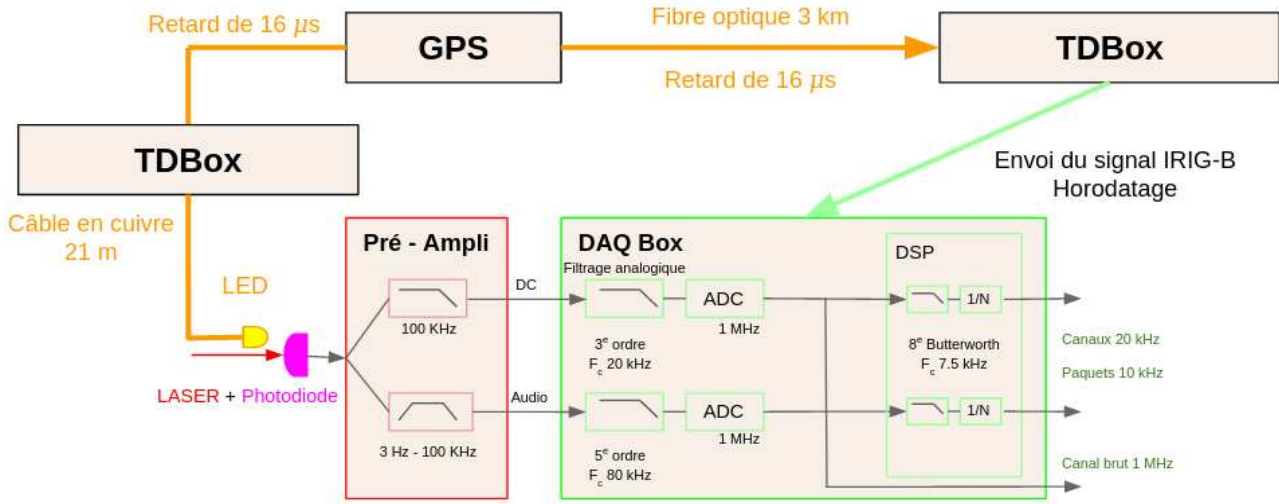


FIGURE 2.10 – Schéma de la distribution du *timing*, de l'horodatage et de la chaîne de lecture associée à la photo-diode de référence ajoutée sur le banc de détection externe EDB.

Calibration du *sensing* de la photo-diode de référence

La mesure du retard τ s'effectue en coupant le faisceau LASER B1p entrant dans le banc EDB à l'aide d'un diaphragme et en éclairant la photo-diode de référence avec la LED transmettant l'IRIG-B, la photo-diode perçoit les signaux *pulses* correspondant à l'encodage de l'IRIG-B comme représenté sur la figure 2.11. La mesure du *timing* correspond à la mesure du premier front ascendant (ou descendant selon la voie utilisée) du signal 1 PPS. En effet en considérant le zoom sur le front à droite de la figure 2.11, la durée entre le début de la seconde (dans chaque *frame*) et du front du signal correspond au délai induit par la chaîne de lecture.

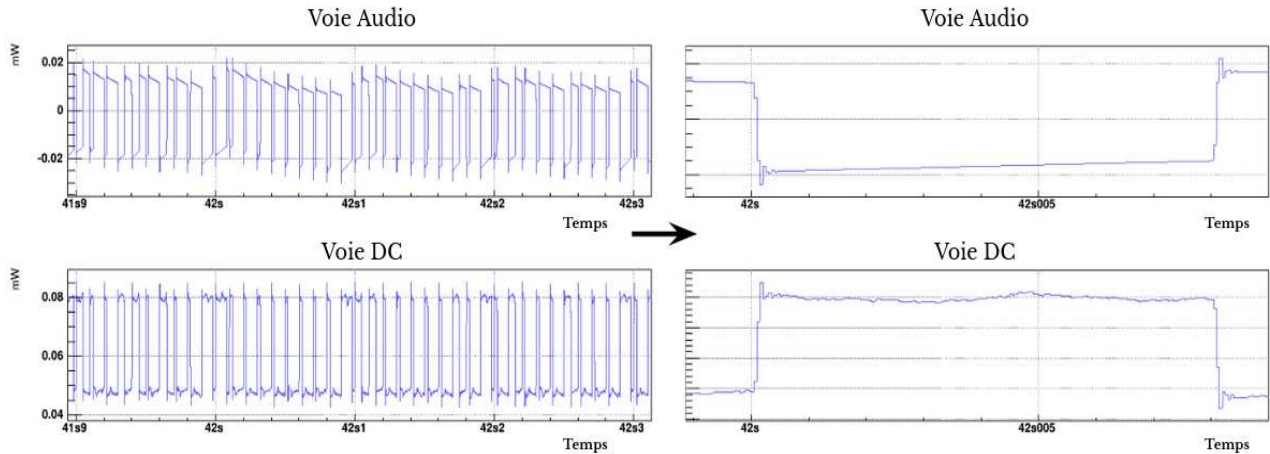


FIGURE 2.11 – Signal IRIB-B perçu par la photo-diode de référence *EDB B1p PD1* pour les voies *DC* et *Audio* en sortie du DSP. L'échantillonnage à 20 kHz ne permet pas une mesure précise du délai correspondant à la durée entre le début d'une seconde et front, seule une valeur haute peut être grossièrement fixée ainsi (à hauteur de 200 μs de retard dans ce cas en effectuant un autre zoom).

Le fait d'augmenter l'échantillonnage afin d'avoir une précision suffisante pour déterminer le délai à l'oeil nu n'est pas optimal. Il est préférable de simuler le signal IRIG-B en fonction de l'excitation perçue par la photo-diode de référence de façon à comparer le signal théorique aux données, à la manière d'un calque, comme représenté en figure 2.12.

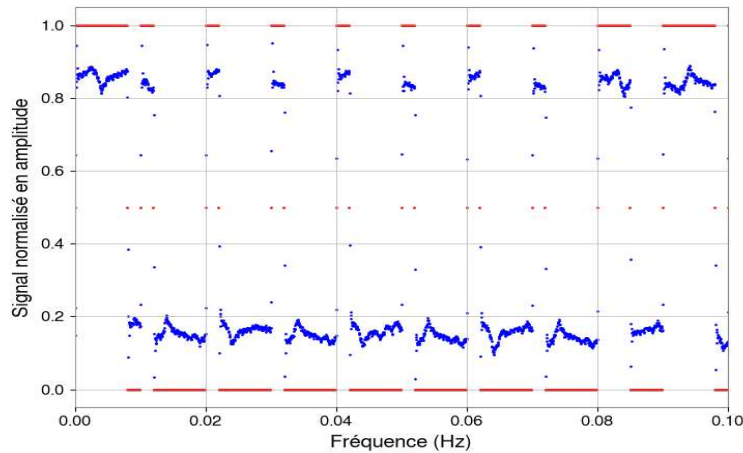


FIGURE 2.12 – Représentation du signal IRIG-B d'amplitude normalisée théorique en rouge et perçu par la photo-diode de référence *EDB B1p PD1* en bleu (voie *DC*).

Il devient alors possible de calculer la fonction de transfert entre le signal IRIG-B théorique et ce que perçoit la photo-diode. Le délai τ se déduit directement de la phase $\Phi(f) = -2\pi f\tau$ de la fonction de transfert mesurée et illustrée sur la figure 2.13. On trouve $\tau = 81.92 \pm 0.8 \mu s$.

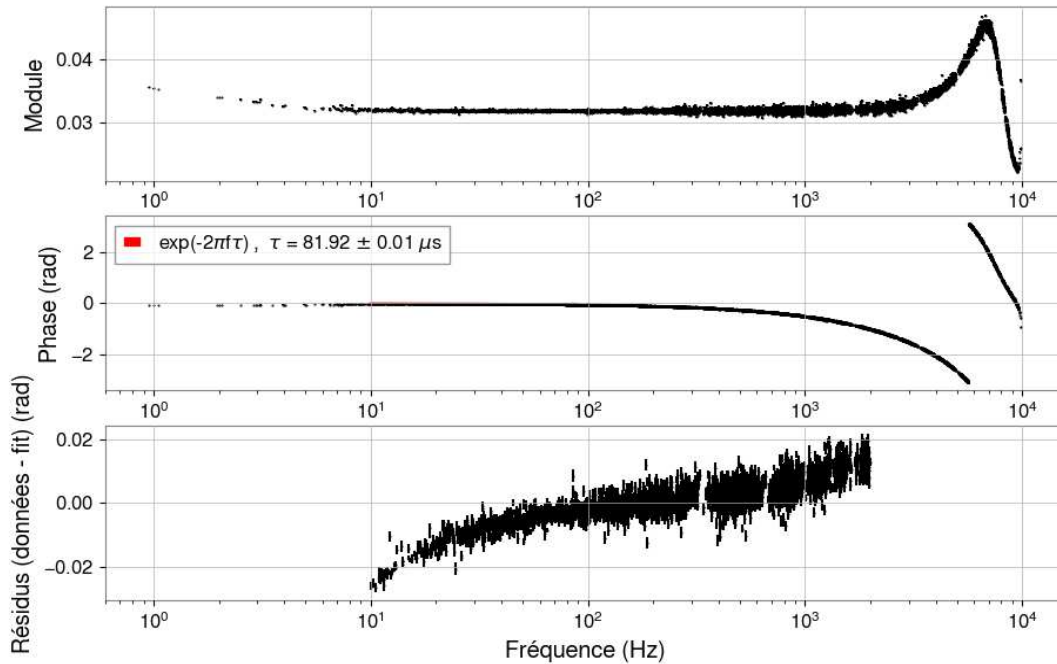


FIGURE 2.13 – Fonction de transfert du signal IRIG-B théorique construit sur l’excitation perçue par la photo-diode de référence *EDB B1p PD1*. La voie DC de la photo-diode est considérée.

Seuls les points avec une cohérence supérieure à 99% sont considérés, et utilisés pour l’ajustement de la phase entre 10 *Hz* et 2 *kHz*.

L’incertitude des résidus de l’ajustement de la phase (différence entre les données et l’ajustement) permettent de fixer une incertitude plus réaliste (que la valeur donnée par l’ajustement) de 0.8 μs sur le retard induit par la chaîne de lecture de cette photo-diode, correspondant à 10 *mrad* à 2 *kHz*. Afin de valider cette mesure il convient de détailler les éléments induisant un délai dans la chaîne de lecture.

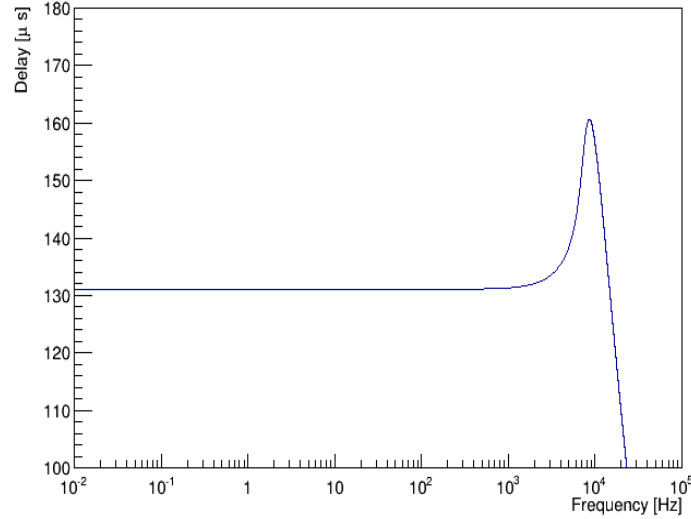


FIGURE 2.14 – Filtrage de la chaîne de lecture de la photo-diode de référence. Le filtrage représenté ici correspond au filtrage analogique ainsi que celui du DSP, le produit de ces opérations induit un retard dans la phase du signal de sortie s'élevant à $131.72 \mu s$.

Conformément à la chaîne de lecture en figure 2.10, 3 filtres analogiques et numériques en série sont utilisés. Le retard de ces filtres est donné en figure 2.14 et est de $131.72 \mu s$ sous 2 kHz. Une décimation vient en dernière étape afin de ranger les paquets d'informations de sorte à réduire l'échantillonnage. En pratique le dernier d'un échantillon est choisi et placé en première position dans le flux de données (la taille de l'échantillon dépend de la décimation appliquée). Dans le cas d'un passage (par le DSP) de 1 MHz à 20kHz cette décimation est de $1/49$, ce qui équivaut à une avance de $49 \mu s$ (le dernier paquet d'un échantillon de 50 est sélectionné et placé en première position, voir figure 2.26). Le retard attendu pour cette chaîne de lecture est ainsi de $131.72 - 49 = 82.72 \mu s$, ce modèle est en accord avec la mesure de $81.92 \pm 0.8 \mu s$. Il est possible de mesurer le retard induit seulement par le passage du signal dans le DSP en effectuant la fonction de transfert entre la canal à 1 MHz et celui en sortie de la DAQBox. En comptant le filtrage et la décimation plus le temps d'un cycle du RTPC de $100 \mu s$ permettant de lire la voie sortant de l'ADC à 1 MHz, le délai correspondant est ainsi de $\tau_{DSP-decimation+RTPC} = 108.72 - 49 + 100 = 159.72 \mu s$ (en tenant compte du retard causé par le DSP correspondant au filtre numérique seul de la série de 3 filtres discuté plus haut). Le résultat de cette mesure, donnée en figure 2.15, est de $160.2 \pm 0.6 \mu s$. Nous noterons que cette mesure a été effectuée dans le laboratoire optique du LAPP en reproduisant la configuration du DSP de la DAQBox de la salle blanche de détection de l'interféromètre sur le site. Le jour de l'installation de la photo-diode de référence et de la prise de mesure, la voie sortant de l'ADC à 1 MHz n'a pas été produite sur le site Virgo.

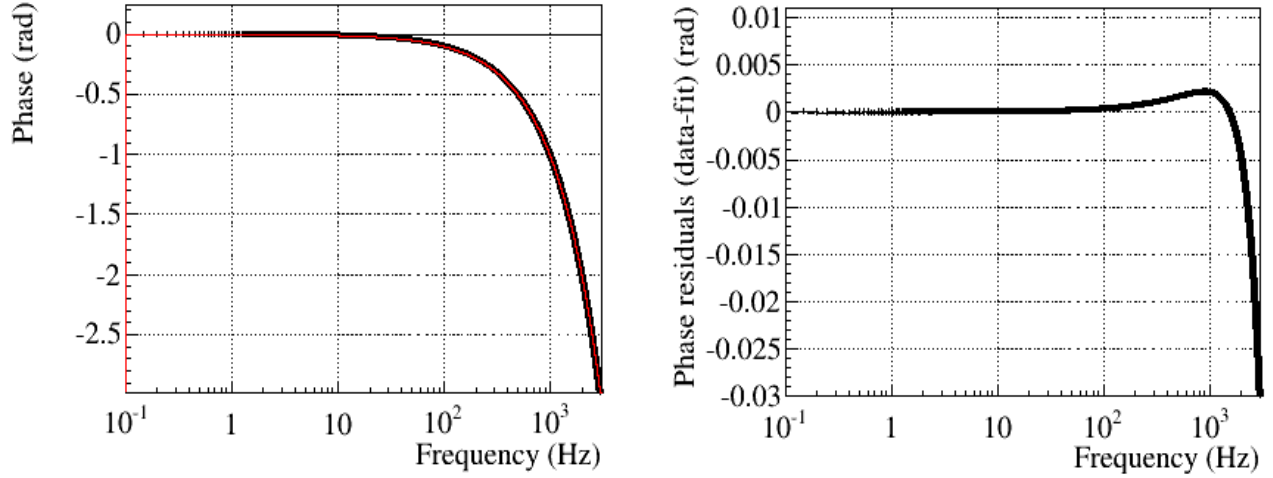


FIGURE 2.15 – Ajustement de la phase de la fonction de transfert du signal de la voie à 1 MHz en entrée du DSP vers la voie à 20 kHz en sortie du DSP. Seuls les points avec une cohérence supérieure à 99% sont considérés, et utilisés pour un ajustement entre 10 Hz et 2 kHz. L’ajustement indiqué en rouge à gauche donne un retard de $160.2 \pm 0.6 \mu s$. Les résidus permettant de fixer l’incertitude sur le retard sont montrés à droite.

Dans le but d’inter-calibrer la photo-diode de référence avec le banc optique SDB2, les voies *Audio* seront considérées afin de garantir une sensibilité suffisante des photo-diodes jusqu’au kilo-Hertz. Il convient donc de vérifier le délai existant entre la voie *DC* et *Audio* d’une photo-diode qui provient de la différence du filtrage analogique permettant de créer ces voies. Selon la chaîne de lecture représenté sur la figure 2.10, cette différence s’exprime comme :

$$S_{DC/Audio}(f) = \frac{H_{pre-ampli,DC}}{H_{pre-ampli,Audio}} G \frac{\frac{1}{1+s_d/Q_d+s_d^2} \times \frac{1}{1+s_d}}{\left(\frac{1}{1+s_a/Q_a+s_a^2}\right)^2 \times \frac{1}{1+s_a}} e^{-2j\pi f\tau} \quad (2.44)$$

Comme le montre la figure 2.16 la voie *DC* est en retard d’environ $17 \mu s$ par rapport à la voie *Audio*. Cette étape intermédiaire sera prise en compte pour la calibration de la photo-diode de lecture du faisceau B1.

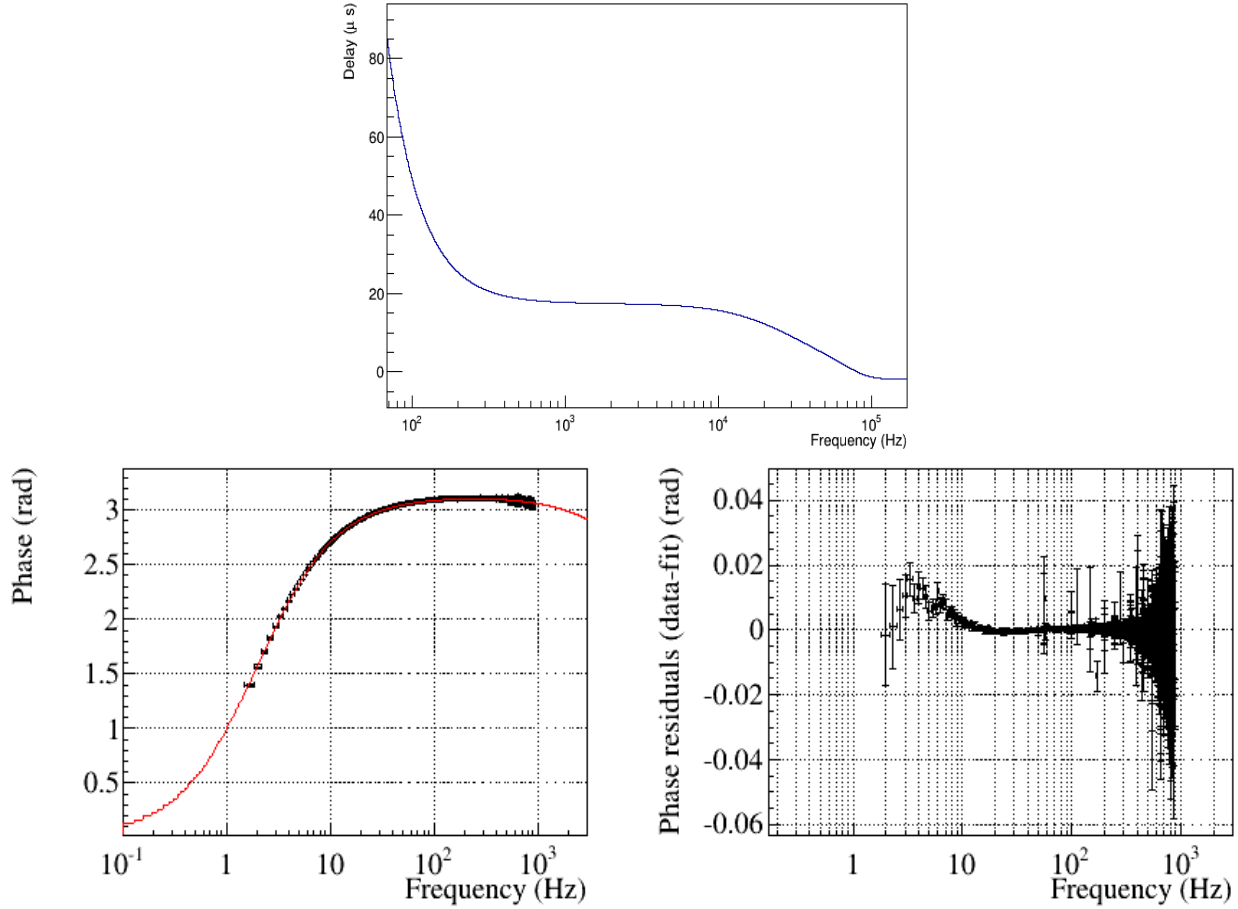


FIGURE 2.16 – En haut, le rapport des filtrages analogiques nominaux des voies *DC* vers *Audio* induisant un retard de $17.7 \mu\text{s}$ à 1 kHz (de *DC* par rapport à *Audio*). En bas, l’ajustement de la phase de la fonction de transfert du signal de la photo-diode de référence entre ces deux voies.

Seuls les points avec une cohérence supérieure à 99% sont considérés, et utilisés pour un ajustement entre 10 Hz et 1 kHz donnant lieu à un retard de $16 \pm 2 \mu\text{s}$ en accord avec le retard nominal attendu.

Le *timing* associé à la photo-diode de référence étant calibré, il convient de transférer la calibration vers les photo-diodes B1p du banc suspendu sous vide SDB2.

2.3.3 Inter-calibration de la photo-diode de référence vers les photo-diodes B1p du banc optique SDB2

Modèle du *sensing* des photo-diodes de SDB2

La réponse $S_{PD1,2}(f)$ de la chaîne de lecture des photo-diodes percevant le faisceau B1p s’écrit de la même manière que $S_{ref}(f)$, en prenant en compte cette fois ci le passage du signal dans l’ACL, comme décrit en figure 2.8, et prend la forme :

$$S_{PD1,2}(f) = H_{pre-ampli} \times H_{analogique} \times H_{DSP} \times H_{ACL} \quad (2.45)$$

Le filtrage analogique est composé des mêmes filtres *anti-aliasing*. La forme générale du *sensing* en fonction des pôles de cette chaîne de lecture s'écrit :

$$S_{PD1,2}(f) = H_{pre-ampli} \times \frac{G_{analogique} G_{DSP} G_{ACL}}{\left(\frac{1}{1+s_a/Q_a+s_a^2}\right)^2 \times \frac{1}{1+s_a} \times \prod_{l=1}^8 \frac{(p-p_l)}{\omega_{c,DSP}} \times \prod_{m=1}^8 \frac{(p-p_m)}{\omega_{c,ACL}}} e^{-2j\pi f\tau} \quad (2.46)$$

Le retard τ comprend cette fois ci plus d'étapes correspondantes au passage du signal dans l'ACL. La photo-diode de référence du banc de détection externe EDB permet de lire le même faisceau laser B1p que les photo-diodes associées à sa lecture sur le banc SDB2, comme détaillé sur la figure 2.7. Seule la puissance du faisceau varie, avec une perte due aux éléments optiques permettant de le dévier vers la photo-diode de référence, comme le montre la figure 2.17.

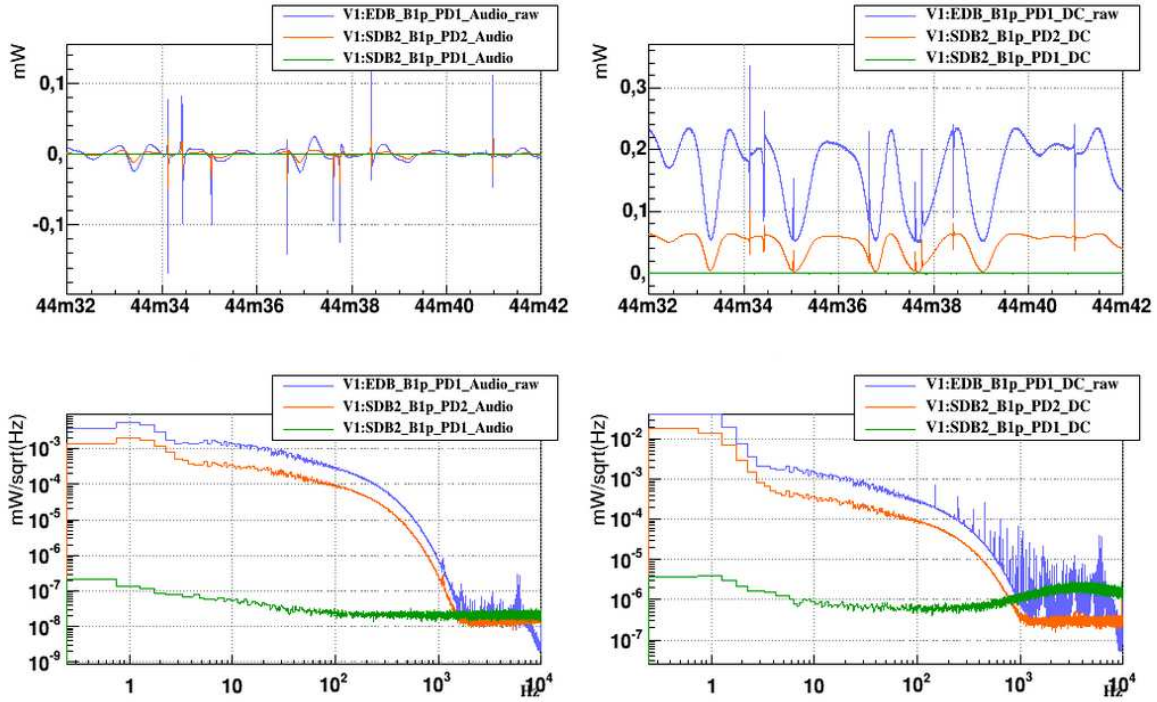


FIGURE 2.17 – En haut, la puissance du signal perçu par les différentes photo-diodes pour les voies *DC* et *Audio*. En bas, l'ASD de ces signaux. La photo-diode *SDB2 B1p PD1* ne recevait pas de faisceau laser lors de la prise de mesure.

Cet écart en puissance reçue se calcule avec les coefficients de réflexion de chaque miroir que traverse le faisceau B1p depuis son entrée dans le banc SDB2 vers les photo-diodes *SDB2 B1p PD1/2* et la référence sur le banc externe *EDB B1p PD1*. Compte tenu de la configuration optique en 2.7, il est possible d'exprimer les puissances respectives \mathcal{P}_1 , \mathcal{P}_2 et \mathcal{P}_{ref} en fonction de la puissance d'entrée \mathcal{P}_{SDB2} :

$$\mathcal{P}_1 = f(\mathcal{P}_{SDB2}) = \mathcal{P}_{SDB2} T_{M1} \cdot R_{M4} \cdot R_{PBS} \cdot T_{M5} \cdot R_{M6} \quad (2.47)$$

$$\mathcal{P}_2 = f(\mathcal{P}_{SDB2}) = \mathcal{P}_{SDB2} T_{M1} \cdot R_{M4} \cdot R_{PBS} \cdot R_{M5} \quad (2.48)$$

$$\mathcal{P}_{EDB} = f(\mathcal{P}_{SDB2}) = \mathcal{P}_{SDB2} T_{M1} \cdot T_{M4} \cdot T_{M2} \cdot R_{M1_{EDB}} \cdot R_{M2_{EDB}} \quad (2.49)$$

En inversant les relations afin d'exprimer \mathcal{P}_{SDB2} en fonction de la puissance sur les photo-diodes et en les injectant dans \mathcal{P}_{EDB} on obtient :

$$\mathcal{P}_{EDB} = f(\mathcal{P}_1) = \mathcal{P}_1 \frac{T_{M4} \cdot T_{M2} \cdot R_{M1EDB} \cdot R_{M2EDB}}{R_{M4} \cdot R_{PBS} \cdot T_{M5} \cdot R_{M6}} \quad (2.50)$$

$$(2.51)$$

$$\mathcal{P}_{EDB} = f(\mathcal{P}_2) = \mathcal{P}_2 \frac{T_{M4} \cdot T_{M2} \cdot R_{M1EDB} \cdot R_{M2EDB}}{R_{M4} \cdot R_{PBS} \cdot R_{M5}} \quad (2.52)$$

Les paramètres des optiques à la date de la prise de donnée sont tels que la photo-diode de référence reçoit $3.2 \times \mathcal{P}_2$ et $0.278 \times \mathcal{P}_1$. Ceci explique l'écart en puissance observé et a motivé le choix d'utiliser une photo-diode de détection similaire à installer sur le site. Ces photo-diodes observant le même faisceau B1p, les densités spectrales d'amplitude (ASD) de leurs signaux respectifs ont ainsi un comportement similaire. Ces signaux ont donc une bonne cohérence ainsi qu'une fonction de transfert simple liée à quelques différences de filtrage entre les chaînes de lecture.

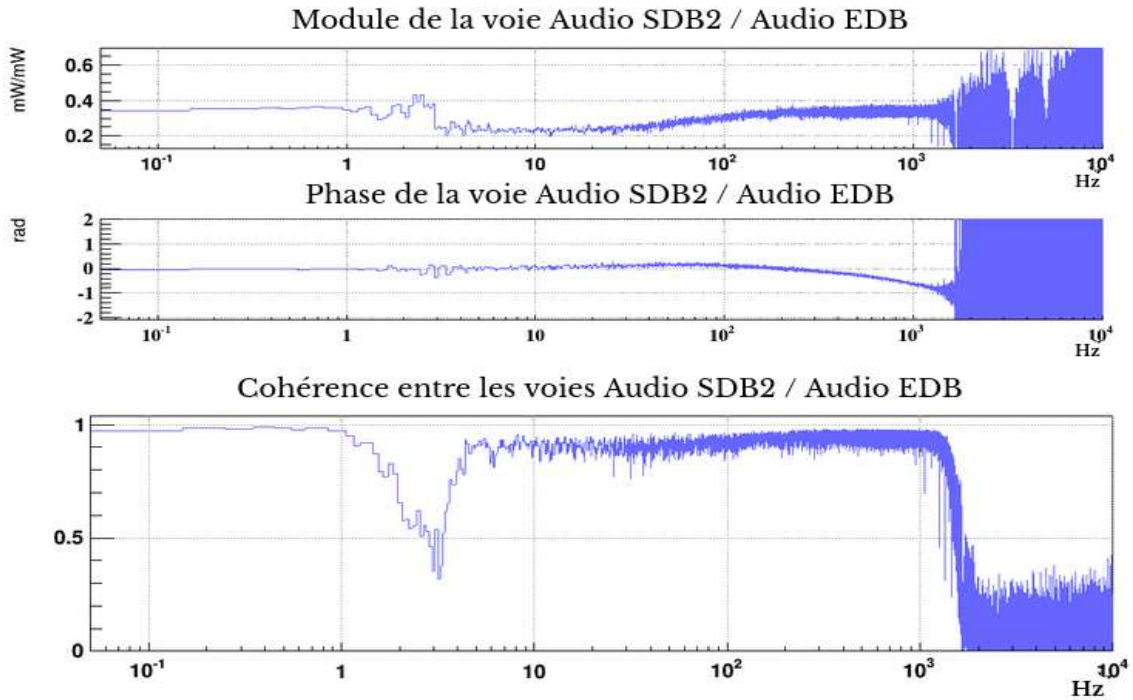


FIGURE 2.18 – Fonction de transfert de la voie *Audio* entre la photo-diodes du banc SDB2 et celle de référence sur EDB.

L'inter-calibration entre ces photo-diodes repose sur la mesure du retard de la phase de cette fonction de transfert, dont le modèle est donné par le rapport entre les différences d'opérations de filtrage des chaînes de lecture :

$$S_{SDB2/EDB}(f) = \frac{S_{PD1,2}(f)}{S_{EDB}(f)} \quad (2.53)$$

L'ajustement de la phase de la fonction de transfert en figure 2.19 nous permet d'estimer le retard τ entre ces deux voies de $124.3 \pm 0.8 \mu s$. L'incertitude sur les résidus de l'ajustement de la phase

permet de fixer une incertitude sur le délai τ de $3 \mu s$, correspondant à 20 mrad à 1 kHz . Cette incertitude est plus élevée que lors des mesures précédentes du fait d'une cohérence minimale un peu plus faible prise en compte pour avoir plus de points lors de l'ajustement. Conformément à l'équation 2.41 les incertitudes augmentent lorsque la cohérence entre les signaux diminue.

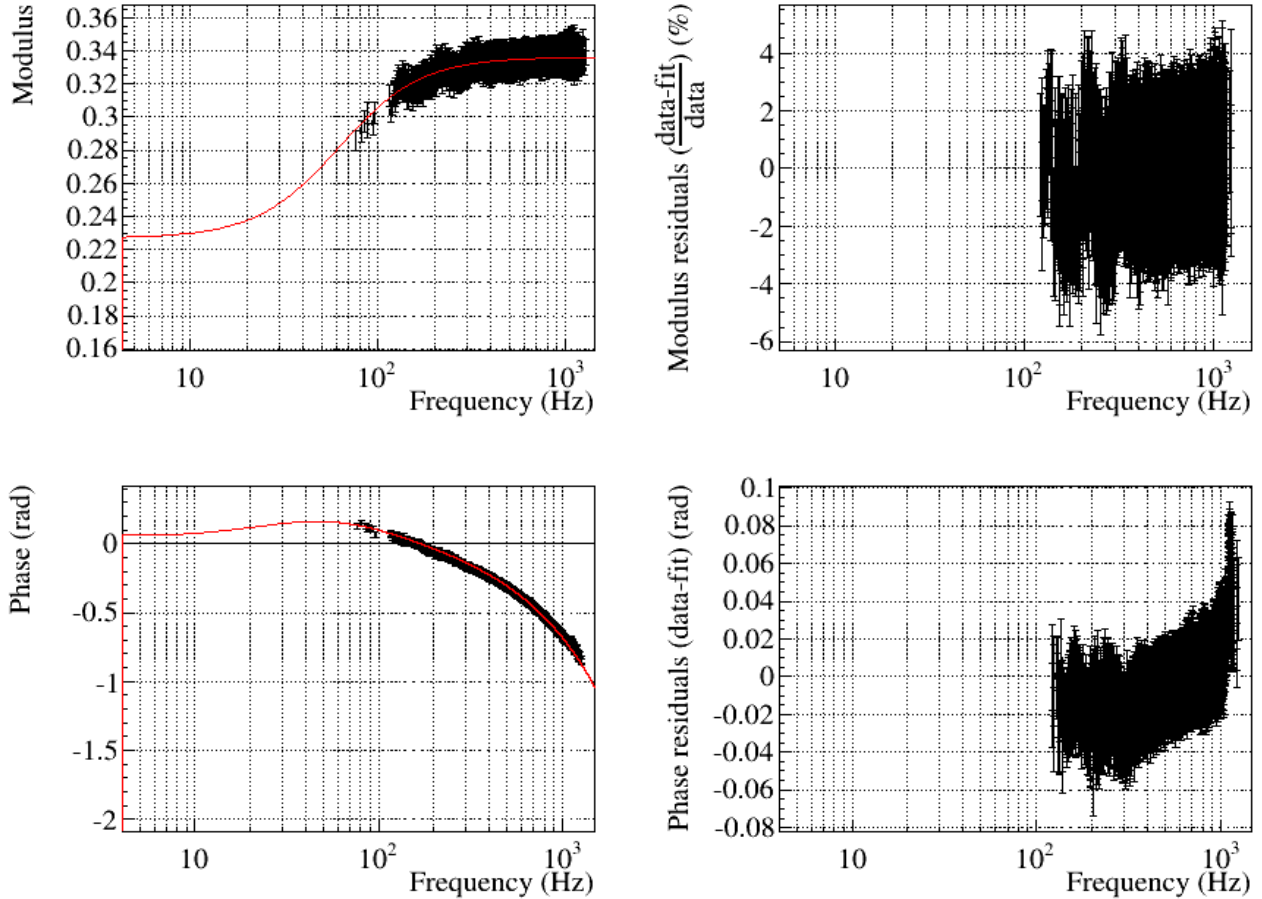


FIGURE 2.19 – Ajustement de la phase de la fonction de transfert entre le signal de la chaîne de lecture de la photo-diode *SDB2 B1p PD2* et la photo-diode de référence pour la voie *Audio*.

Seuls les points avec une cohérence supérieure à 95% sont considérés, et utilisés pour un ajustement entre 10 Hz et 1 kHz .

La distance entre les photo-diodes dans des bancs optiques séparés induit un retard négligeable, de l'ordre de la nanoseconde. Les principales différences sont les opérations numériques appliquées au signal de la photo-diode du banc SDB2 dans le DSP, ainsi que son passage dans le RTPC et l'ACL, conformément à la comparaison des chaînes de lecture en figure 2.8 et 2.10.

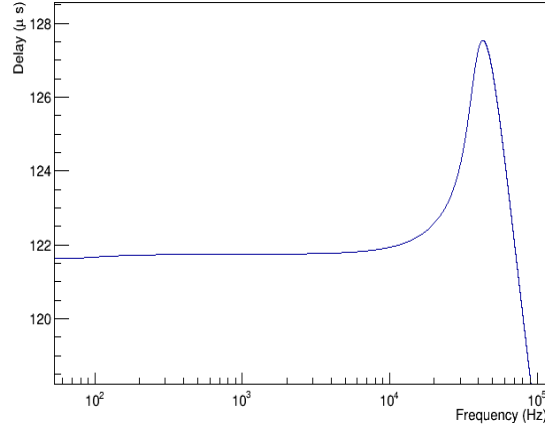


FIGURE 2.20 – Retard attendu entre les deux voies en comptant le passage dans le RTPC induisant un retard de $100 \mu s$.

Nous noterons que la décimation d'un canal à 1 MHz vers 100 kHz induit une avance de $9 \mu s$. Celle de l'ACL dans le cas de la photo-diode du banc SDB2 est de $4 \times 10 \mu s$ pour un passage de 100 kHz à 20 kHz. Le cycle du RTPC induit lui un retard de $100 \mu s$. Le retard total attendu en prenant en compte ce cycle est de $121.7 \mu s$, comme le montre la figure 2.20. La mesure donnant $124.3 \pm 3 \mu s$ est ainsi en accord avec les différences entre modèles de *sensing* des deux chaînes de lectures. Nous avons maintenant déterminé et validé le modèle de *sensing* des photo-diodes B1p du banc SDB2. Nous allons ensuite transférer cette calibration vers les photo-diodes B1. Ces dernières ont quasiment la même chaîne d'acquisition que les photo-diodes de lecture du signal de frange noire B1p, comme expliqué sur la figure 2.8. On s'attend ainsi à ce qu'il n'y ait pas de différences significatives dans la phase de leur fonction de transfert.

2.3.4 Inter-calibration de la photo-diode B1p vers la photo-diode de lecture du signal de frange noire B1

Comme expliqué précédemment, la différence entre les photo-diodes de détections B1 et B1p est qu'elles lisent deux faisceaux lasers dont le seul point commun est la porteuse du mode TEM_{00} . Bien que ces photo-diodes aient une chaîne de lecture semblable, les bandes latérales ainsi que les signaux de contrôle de l'interféromètre contenus dans le faisceau B1p influent sur la cohérence entre les faisceaux perçus par ces deux photo-diodes. En première approximation, elles devraient avoir un retard connu lié à de faibles différences de filtrages dans leurs chaînes de lecture respective, mais il peut être compliqué de le vérifier par la mesure, du fait du manque de cohérence et donc de points pour calculer leur fonction de transfert. Cependant quand l'interféromètre est verrouillé, il est possible de se servir des lignes de calibration permanentes introduites pour vérifier la stabilité de la reconstruction du signal d'onde gravitationnelles dans le temps, afin d'avoir des points de fortes cohérences. Pour ce faire la fonction de transfert entre les deux canaux est calculée sur plusieurs heures de données, en utilisant des FFT (*Fast Fourier Transform*) sur de grandes fenêtres de temps de 100 secondes. La fonction de transfert ainsi calculée est donnée en figure 2.23. L'inconvénient de cette accumulation de données avec de longues fenêtres de temps de calcul est que certains bruits sont apparent avec une forte cohérence. En effet le circuit électrique usuel à 50 Hz introduit une ligne de cohérence à cette fréquence ainsi qu'à chacune de ses harmoniques. Tous les multiples de 50 Hz seront retirés par la suite afin de ne pas polluer la mesure. On rappelle ici que la photo-diode

SDB2 B1p PD1 reçoit environ ~ 10 fois plus de puissance que *SDB2 B1p PD2*, ce qui a un impact sur la cohérence dans la fonction de transfert. L'inter-calibration entre les photo-diodes B1p et B1 se fait donc en pratique en mesurant la fonction de transfert en utilisant la photo-diode *SDB2 B1p PD1*, et non *SDB2 B1p PD2*, qui a été utilisé précédemment pour l'inter-calibration entre le banc optique EDB et SDB2. La mesure a été faite lorsque l'interféromètre n'était pas verrouillé, dans ce cas la photo-diode *SDB2 B1p PD1* est éteinte (figure 2.17). Nous devons ainsi en premier lieu effectuer la mesure de la fonction de transfert entre ces deux photo-diodes.

De la photo-diode *SDB2 B1p PD2* à *SDB2 B1p PD1* Ces deux photo-diodes diffèrent de par la fréquence de coupure du filtre analogique passe haut dans leurs pré-amplificateurs respectifs. Celui de *SDB2 B1p PD1* a une fréquence de coupure à 16 Hz tandis que *SDB2 B1p PD2* est à 3 Hz. Le retard nominal du passage de la photo-diode *PD1/PD2* en tenant compte de cette différence est de $-2.09 \mu s$, comme le montre la figure 2.21.

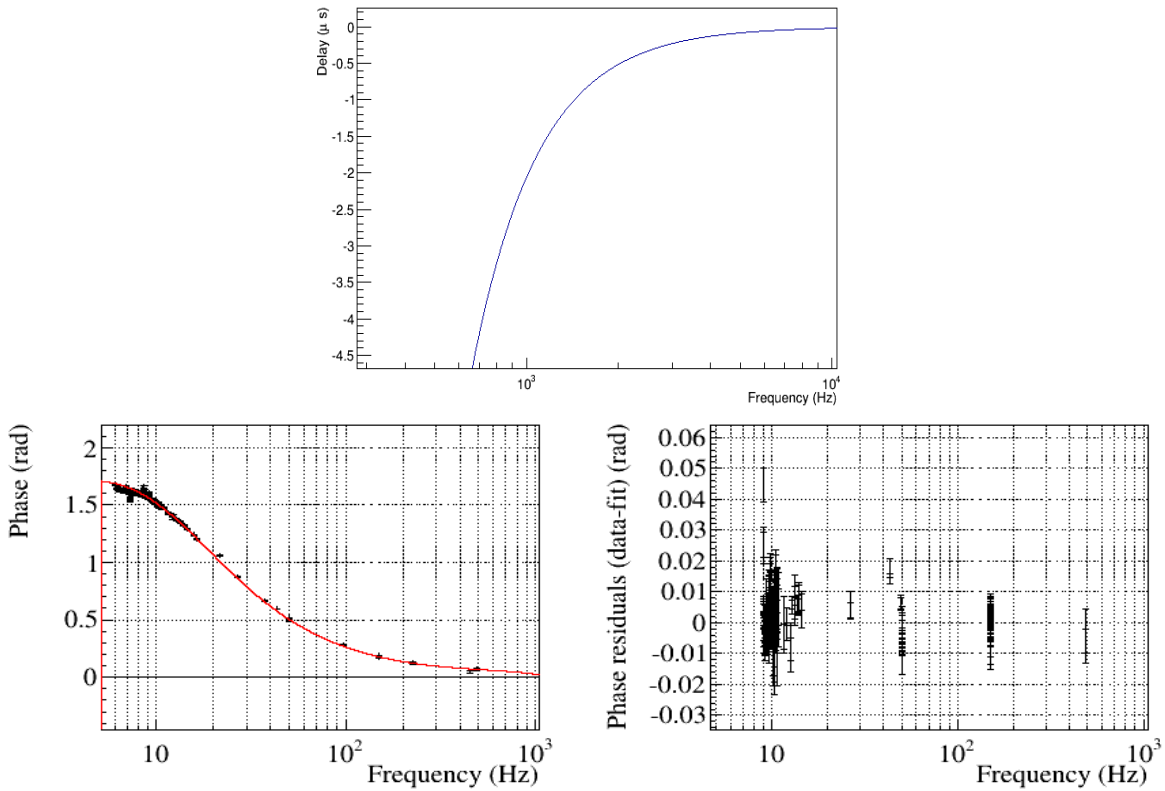


FIGURE 2.21 – En haut, le délai nominal induit par les différences de filtrage entre les photo-diodes *PD1/PD2* du faisceau B1p du banc SDB2. Le délai correspond à une avance de $-2.09 \mu s$ à 1 kHz. En bas, l'ajustement de ce retard sur les données disponibles au dessus d'une cohérence de 95% entre 6 Hz et 1000 Hz.

L'ajustement des données nous donne une avance de $-2.5 \mu s$ avec une incertitude de $1 \mu s$, ce qui est en accord avec le modèle. Une intervention sur le site a eu lieu en Août 2023 afin de remplacer la photo-diode *SDB2 B1p PD1* de sorte à accorder la fréquence de coupure du filtre passe haut avec celle des autres à 3 Hz. Les mesures suivantes s'effectuent avec la photo-diode *PD1* de lecture du faisceau laser B1p car cette dernière reçoit environ dix fois plus de puissance que la photo-diode *PD2*.

Inter-calibration entre B1p et B1 Le modèle du *sensing* entre la chaîne de lecture associée aux photo-diodes B1 et B1p est donné en figure 2.8. La différence de *timing* entre ces deux photo-diodes est donnée par la différence de filtrage lors du passage des signaux dans l'ACL, qui comprend un filtre de type *Butterworth* d'ordre 8 avec une fréquence de coupure à 10 kHz dans le cas de B1 et 7.5 kHz dans le cas de B1p. Il faut aussi prendre en compte un zéro, dans le cas de la lecture du faisceau B1, placé à 16 kHz de sorte à compenser la présence d'un pôle à la même fréquence. Ce pôle dans la réponse analogique de la voie *Audio* de la photo-diode B1 vient de la coupure entre la voie *Audio* et *RF*. En prenant en compte ces seules différences, nous obtenons le retard nominal induit par la fonction de transfert des deux chaînes de lectures en figure 2.22.

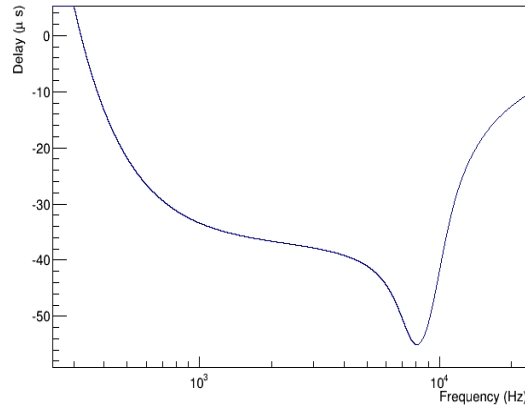


FIGURE 2.22 – Délai nominal induit par les différences de filtrage entre les chaînes de lectures associées aux photo-diodes B1 et B1p. Le délai correspond à une avance de $33.4 \mu s$ de la chaîne de lecture B1 par rapport à B1p.

En moyennant sur une grande quantité de données, sur une période de plusieurs heures durant une phase de verrouillage de l'interféromètre, nous pouvons obtenir la fonction de transfert entre les photo-diodes de lecture du signal de frange noire B1 et du faisceau B1p. Cette fonction de transfert est donnée en figure 2.23.

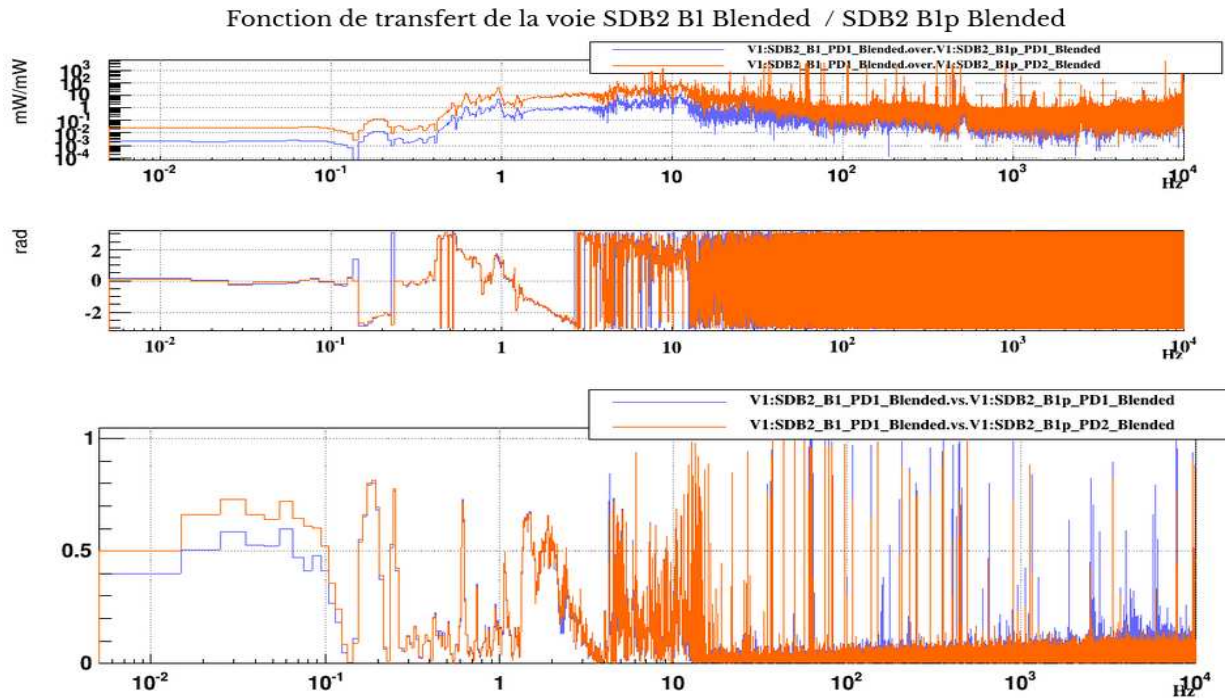


FIGURE 2.23 – Fonction de transfert de la voie *Blended* entre la photo-diode de lecture du signal de frange noire B1 du banc SDB2 et celles de B1p. De haut en bas nous avons le module, la phase et la cohérence entre les voies.

En pratique, il convient de vérifier chaque ligne de fréquence à laquelle la cohérence est suffisamment bonne avant d'effectuer un ajustement de la phase. Nous nous servons ainsi des lignes de fréquence correspondant à des injections permanentes, utilisées sur les actionneurs électromagnétiques ainsi que sur les PCal pour produire un mouvement contrôlé des miroirs à chaque bout de bras. Ces lignes fournissent un signal visible par les deux photo-diodes avec une bonne cohérence. Nous pouvons ainsi calculer la fonction de transfert entre les deux photo-diodes et ajuster la phase grâce à ces lignes, comme représenté sur la figure 2.24.

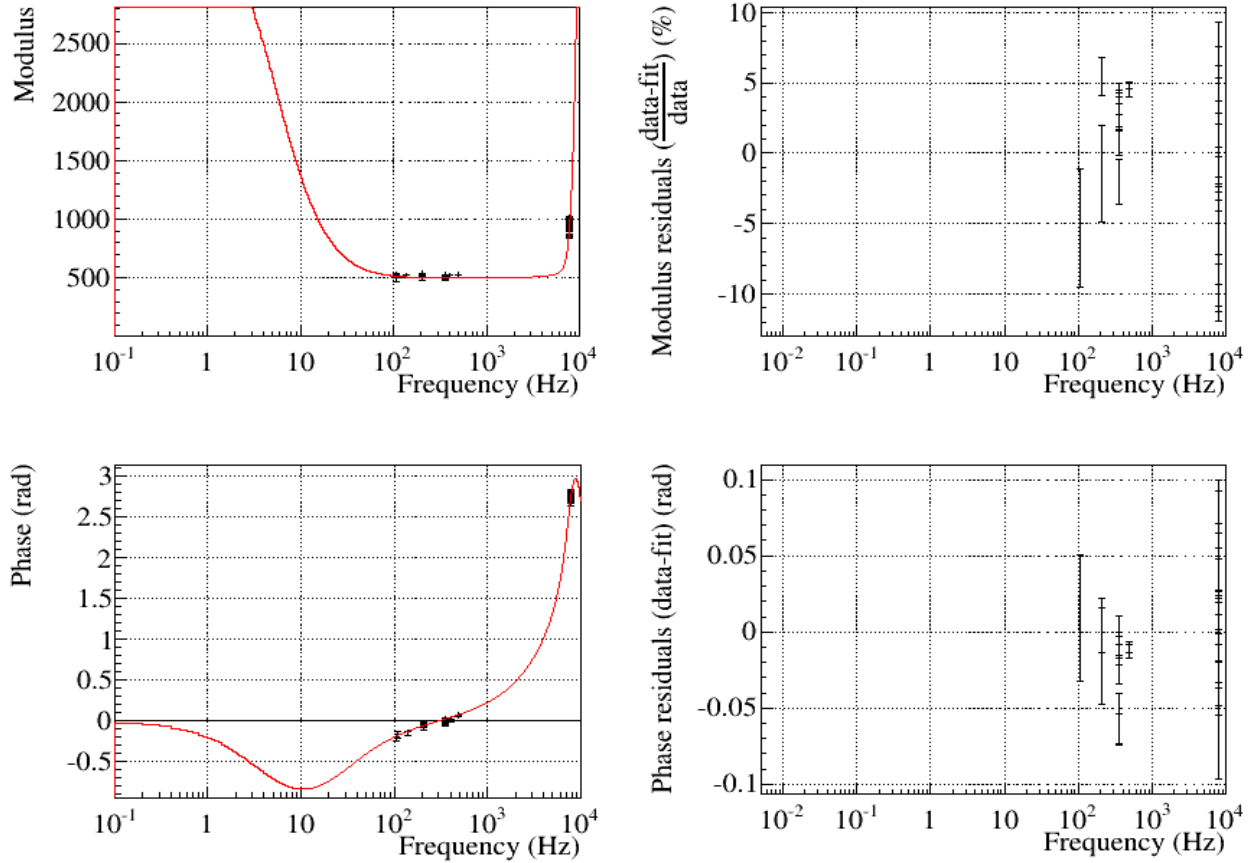


FIGURE 2.24 – Ajustement de la fonction de transfert entre les voies *Audio* des photo-diodes *SDB2 B1 PD1* et *SDB2 B1p PD1*. Le délai résultant est une avance estimée à $35.8 \mu s$

Le peu de points obtenus nous permet quand même d'estimer un retard de $35.8 \mu s$ en accord avec le modèle, avec une incertitude associée assez large cependant, de $\pm 3 \mu s$. Durant des *shift* de calibration du détecteur, certaines injections sur les actionneurs des miroirs et sur les PCal à des lignes de fréquences entre 500 Hz et 2 kHz ont été produites dans le but de fournir plus de points pour mesurer cette fonction de transfert et effectuer cette inter-calibration. Cependant, les déplacements des miroirs sont atténués avec le carré de la fréquence, et l'amplitude des injections réalisées est limitée. Il est donc compliqué de produire des injections sur les miroirs à haute fréquence avec une amplitude suffisante de sorte à ce que les deux photo-diodes perçoivent l'injection avec une assez bonne cohérence. Un ensemble de points se situant à plus haute fréquence reste cependant visible sur la figure 2.24. Ces derniers correspondent aux modes tambours des miroirs en bout de bras [144, 195, 148]. Cet effet trouve son origine dans le bruit thermique du miroir induisant un déplacement de ce dernier. Ce déplacement peut se traduire comme la somme de modes de vibrations internes du miroir. Ces modes de vibrations proviennent de couplages de résonances avec les déplacements du miroir. Il existe une infinité de modes de résonance et chacun est associé à une fréquence différente et possède une déformation qui lui est propre. Par exemple le mode tambour représente la résonance principale d'un cylindre massif et élastique couplée aux déplacements longitudinaux. Sa forme d'un point de vue spatial est une alternance de compressions et d'expansions le long de l'axe longitudinal du miroir. Il est en pratique toujours excité dans le cas d'un interféromètre tel que Virgo car le laser exerce une force induisant un déplacement longi-

tudinal des miroirs en bout de bras. Le couplage d'une force excitant un mode interne du miroir est modélisé par un oscillateur harmonique. De manière générale tout les modes de vibrations sont excités au moins par le bruit thermique interne du miroir. Cependant cela n'implique pas que ces modes soient nécessairement "vus" dans le signal de frange noire fourni par les photo-diodes de lecture du faisceau B1. Il existe par exemple un mode appelé mode papillon qui correspond à la flexion autour d'un diamètre, avec une autre flexion en opposition de phase autour du diamètre orthogonal. Le centre du miroir est un noeud de ce mode, sur lequel aucun déplacement n'est censé avoir lieu. En pratique une symétrie parfaite n'existe pas et des résidus de tels modes peuvent se voir à différentes fréquences. La présence de défauts imprévisibles à la surface du miroir rendent difficile la prédiction de leurs réponses en fréquence ainsi que leurs identifications.

De la voie *Audio* à *Blended* pour la reconstruction du signal d'ondes gravitationnelles

En pratique, un mélange de la voie *Audio* et *DC* est effectué lors de la reconstruction du signal d'onde gravitationnelle, qui est détectée au travers du canal résultant appelé *Blended*. Ce mélange permet entre autre de combiner l'information des deux voies tout en gardant la dynamique à basse fréquence et la sensibilité à haute fréquence. Par définition, la voie *Blended* est identique à la voie *Audio* à haute fréquence, et ne doit ainsi induire aucun retard par rapport à cette dernière. Compte tenu des ordres de grandeurs des incertitudes que l'on manipule dans ce chapitre, de l'ordre de la μs , on s'attend à ce que le retard entre ces deux voies soit inférieur à $1 \mu s$. L'ajustement réalisé de cette fonction de transfert est donné en figure 2.25.

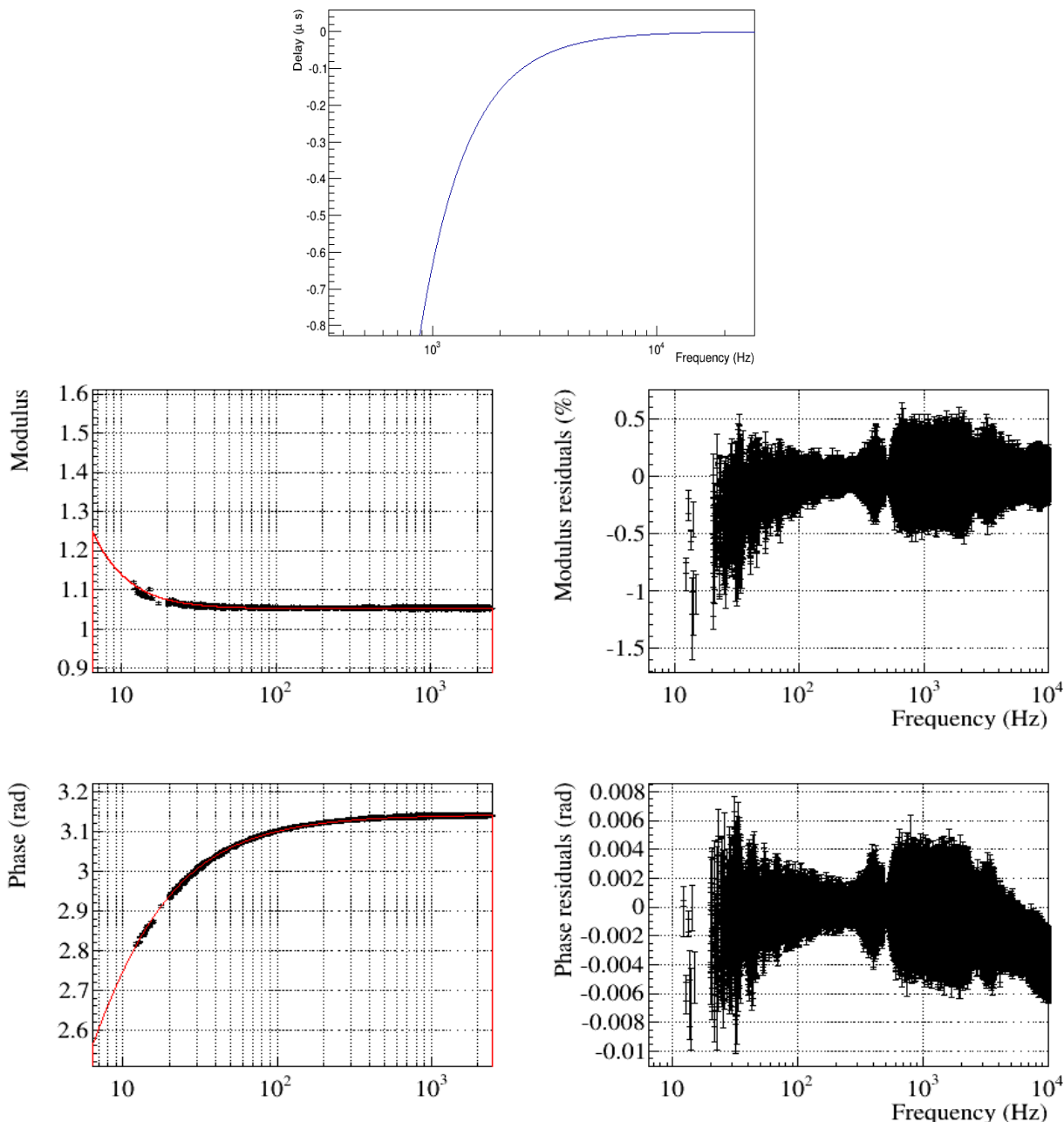


FIGURE 2.25 – En haut, le rapport des filtrages des voies Blended et Audio induisant un retard nominal inférieur à $1 \mu s$. En bas, ajustement de la fonction de transfert entre les voies *Blended* et *Audio* de la photo-diode *SDB2 B1 PD1*. Le délai résultant est estimé à $-0.07 \mu s$

Les résidus permettent de fixer une incertitude de $0.3 \mu s$ par rapport à cette mesure. Ainsi un délai négligeable est induit entre la voie *Audio* de la première photo-diode de détection B1 et sa voie *Blended*, qui représente le canal utilisé pour définir le signal de frange noire contenant l'information des signaux d'ondes gravitationnelles.

2.3.5 Résumé du *timing* associé au signal de frange noire de Virgo

Signal - Canal	Échantillonnage TF	photo-diodes	$\tau_{\text{mesuré}} (\mu\text{s})$	$\tau_{\text{attendu}} (\mu\text{s})$
Analogique <i>DC</i>	-	<i>EDB B1p</i>	-	22.36 ± 0.02
Digital <i>DC</i>	20 kHz / 1 MHz	<i>EDB B1p</i>	160.2 ± 0.6	159.72 ± 0.02
Total <i>DC</i>	20 kHz / IRIG-B	<i>EDB B1p</i>	81.92 ± 0.8	82.72 ± 0.02
<i>Audio / DC</i>	<i>Audio / DC</i>	<i>EDB B1p</i>	-16 ± 2	-17.7 ± 0.02
Total <i>Audio</i>	20 kHz / 20 kHz	<i>SDB2 B1p 2 / EDB B1p</i>	124.3 ± 3	121.7 ± 0.02
Total <i>Audio</i>	20 kHz / 20 kHz	<i>SDB2 B1p 1 / SDB2 B1p 2</i>	-2.5 ± 1	-2.09 ± 0.02
Total <i>Audio</i>	20 kHz / 20 kHz	<i>SDB2 B1 1 / SDB2 B1p 1</i>	-35.8 ± 3	-33.4 ± 0.02
<i>Blended / Audio</i>	20 kHz / 20 kHz	<i>SDB2 B1 1</i>	-0.1 ± 0.3	< 1
<i>Timing</i> de B1	-	<i>SDB2 B1 1</i>	151.82 ± 4.9	151.23 ± 0.04

TABLE 2.1 – Résumé des retards mesurés et attendus pour les différentes étapes de l’inter-calibration des chaînes de lecture des photo-diodes B1 et B1p avec la photo-diode de référence

Le retard total mesuré est cohérent avec le retard attendu correspondant au modèle du *sensing* des chaînes de lecture faisant intervenir les photo-diodes de référence, de B1p et de B1. Il n’y a pas de différence observée compte tenu des $5 \mu\text{s}$ d’incertitude liée à la mesure. Afin d’avoir le retard absolu et d’assurer un bon horodatage pour le signal de frange noire de l’interféromètre, il convient de retirer à ces grandeurs les $16 \mu\text{s}$ jusqu’ici non pris en compte, qui correspondent au délai induit par la fibre de 3 km de long permettant de synchroniser les dispositifs électroniques du laboratoire de détection dans le bâtiment central au centre de l’interféromètre avec ceux en bout de chaque bras. La mesure du *timing* absolu associé au signal de frange noire utilisé pour l’analyse de données nous donne ainsi une correction à prendre en compte lors de l’horodatage qui s’élève à 135.8 soit $136 \mu\text{s}$. L’incertitude associée au *timing* absolu doit prendre en compte l’erreur liée au GPS principal du détecteur Virgo. Ce dernier a été calibré à l’aide d’une horloge atomique fonctionnant au Rubidium, ce qui a permis de montrer que les variations relatives entre les deux horloges étaient inférieure à $13 \mu\text{s}$ [133]. Ainsi l’erreur systématique sur l’horodatage du signal de l’interféromètre qui est analysé par les *pipelines* de détection est estimée à $20 \mu\text{s}$.

La figure 2.26 représente le chronogramme associé à une chaîne de lecture typique que nous avons étudié dans ce chapitre et fait apparaître et résume les différents éléments électroniques induisant un retard ou un avance dans l’horodatage d’un signal.

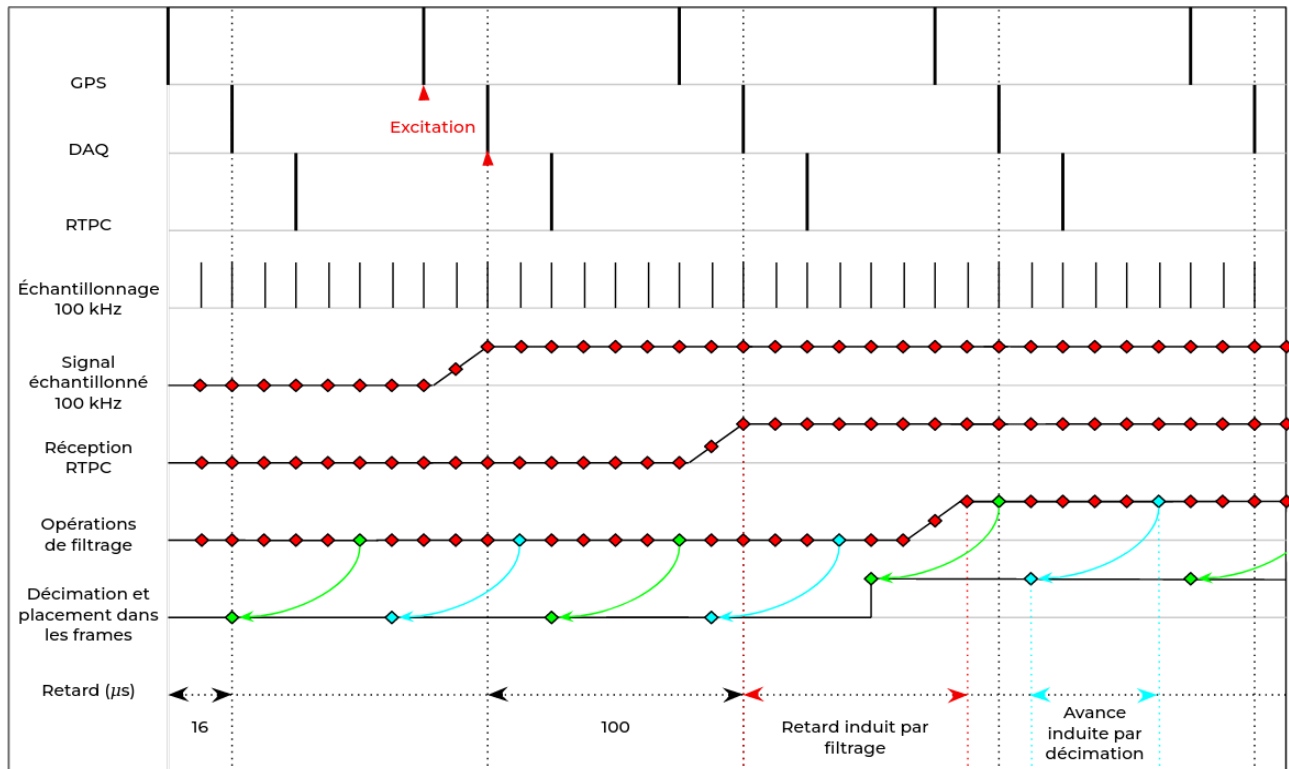


FIGURE 2.26 – Chronogramme du *timing* d’une chaîne de lecture.

2.3.6 Mesure directe du *timing* via une LED

Suite à une intervention sur le banc optique SDB2 en Août 2023, visant à remplacer un dispositif optique séparateur de faisceau ainsi que la photo-diode *SDB2 B1p PD1*, des mesures directes du *timing* ont pu être effectuées, de la même manière que décrite en section 2.3.2 pour la photo-diode de référence, dont les résultats sont présentés ci-après.

Photo-diode de référence *EDB B1p PD1* Une deuxième mesure concernant la photo-diode de référence a été faite, et conduit à un résultat cohérent à la première mesure, indiquant un délai de $81.48 \pm 2 \mu s$ comme le montre la figure 2.27.

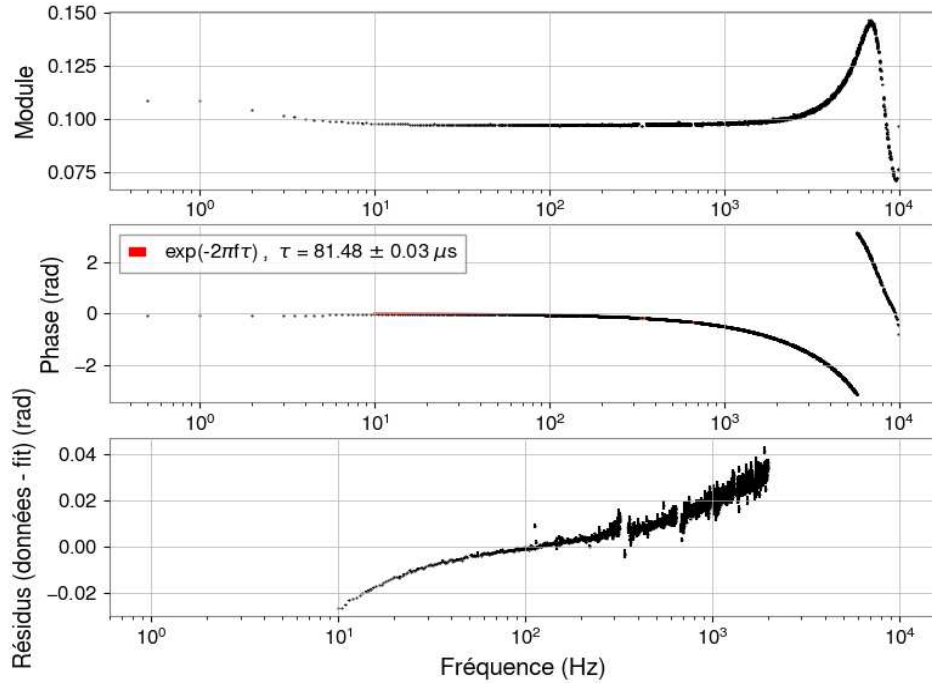


FIGURE 2.27 – Fonction de transfert du signal IRIG-B théorique construit sur l’excitation perçue par la photo-diode de référence EDB B1p PD1. La voie *DC* de la photo-diode est considérée. Seuls les points avec une cohérence supérieure à 99% sont considérés, et utilisés pour l’ajustement de la phase entre 10 Hz et 2 kHz.

Photo-diodes *SDB2 B1p* Selon les modèles du *sensing* des photo-diodes de lecture du faisceau B1p (*PD1* et *PD2*) présentés sur la figure 2.8, le délai de ces photo-diodes pour la voie *DC* en tenant compte des opérations de filtrages est de 154.2 μs , comme le montre la figure 2.28.

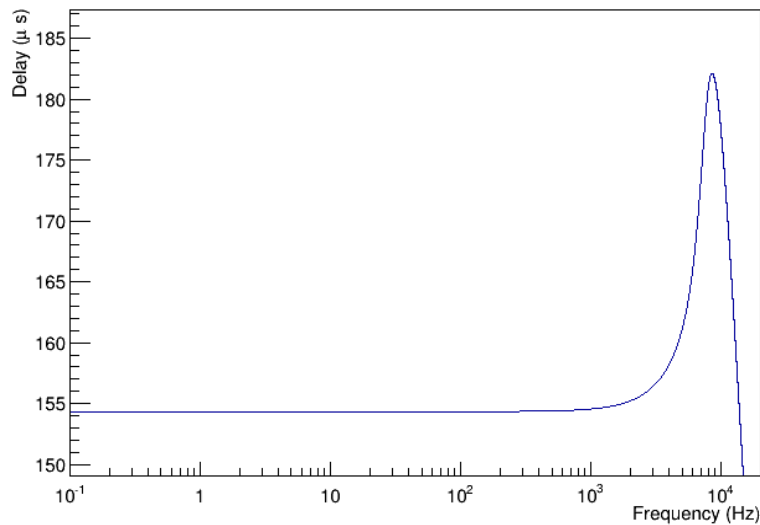


FIGURE 2.28 – Retard induit par le filtrage dans la chaîne de lecture des photo-diodes B1p 1 et 2.

À cette valeur doivent être ajoutés $51 \mu s$ provenant du passage dans le RTPC et des décimations successives permettant de réduire l'échantillonnage du signal. Le retard total de ces photo-diodes est ainsi de $205.2 \mu s$. La mesure effectuée en plaçant la LED fournissant le signal IRIG-B devant les photo-diodes de lecture B1p est donnée sur la figure 2.29. Les retards respectifs de la photo-diode 1 et 2 de $198 \pm 8 \mu s$ et $202 \pm 7 \mu s$ sont en accord avec le modèle.

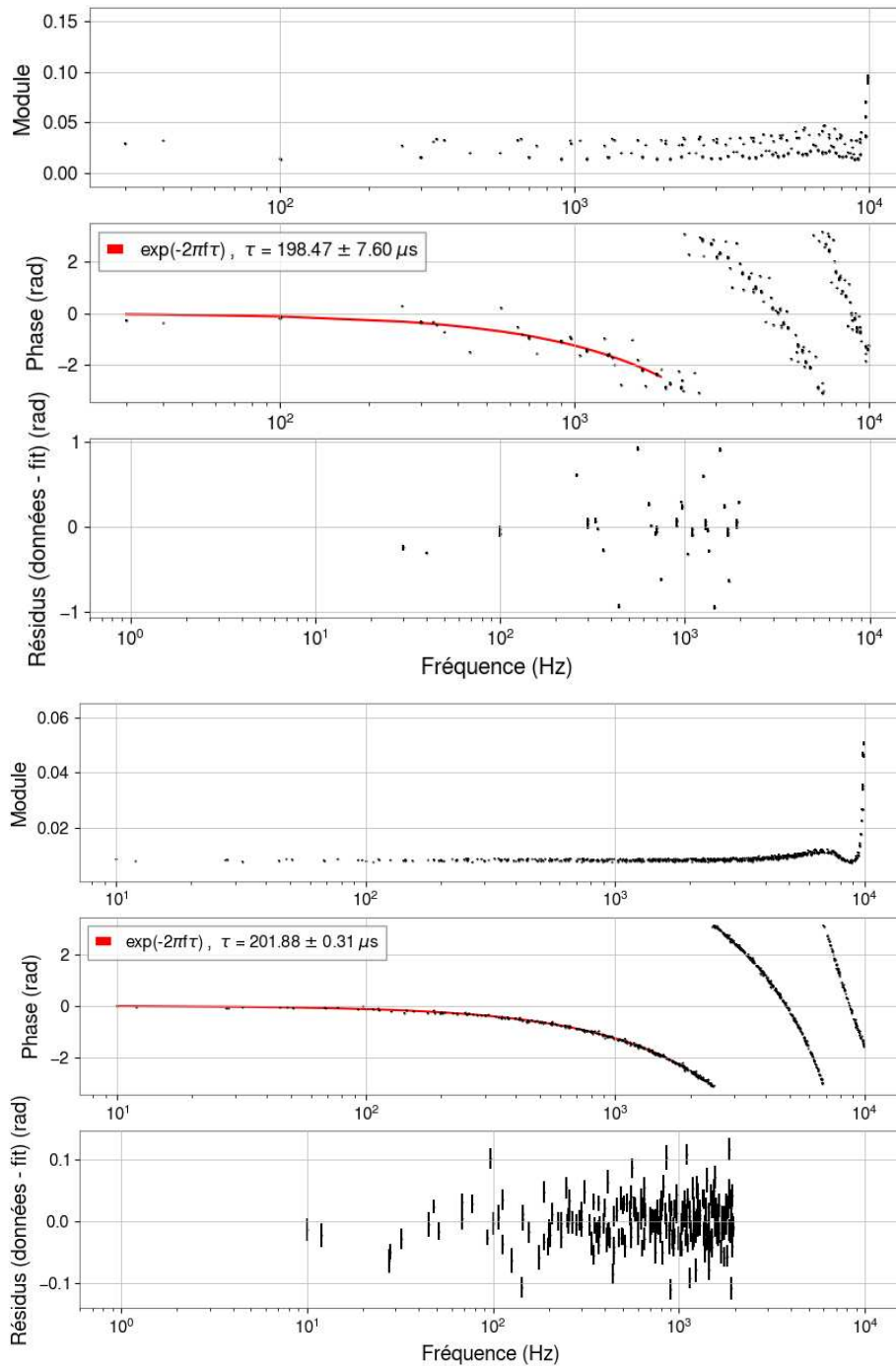


FIGURE 2.29 – En haut, l’ajustement de la phase de la fonction de transfert de la photo-diode *SDB2 B1p PD1*. En bas celui de la photo-diode *SDB2 B1p PD2*. Seuls les points avec une cohérence supérieure à 95% sont considérés, et utilisés pour l’ajustement de la phase entre 10 Hz et 2 kHz.

Photo-diode de lecture du signal de frange noire *SDB2 B1 PD1* Le modèle du *sensing* de la photo-diode de lecture du signal de frange noire donné sur la figure 2.8 induit un retard de $127.2 \mu s$, comme le montre la figure 2.30.

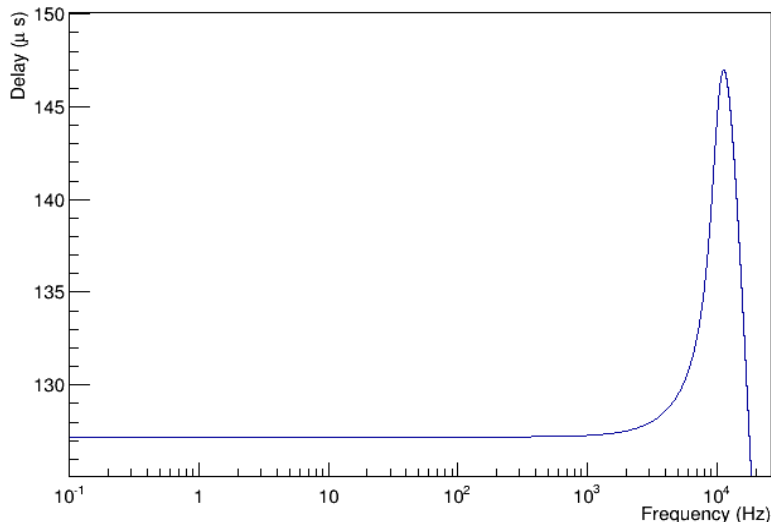


FIGURE 2.30 – Retard induit par le filtrage dans la chaîne de lecture du signal de frange noire.

À cette valeur doivent être ajoutés $51 \mu s$ provenant du passage dans le RTPC et des décimations successives permettant de réduire l'échantillonnage du signal. Le retard total de ces photo-diodes est ainsi de $178.2 \mu s$. La mesure nous donne $178.8 \pm 5 \mu s$, comme le montre la figure 2.31.

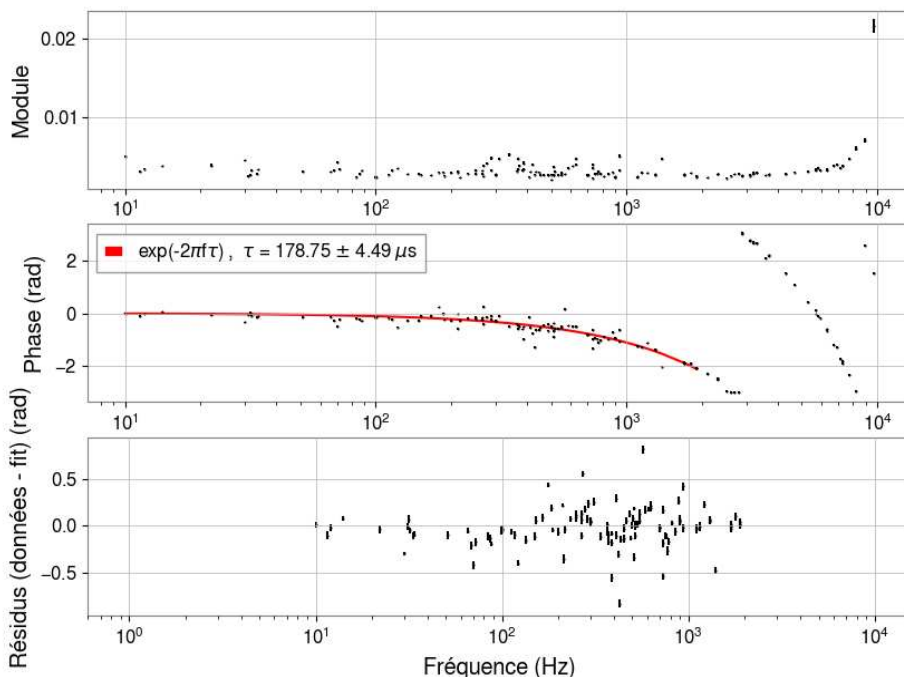


FIGURE 2.31 – Ajustement de la phase de la fonction de transfert de la photo-diode *SDB2 B1 PD1*. Seuls les points avec une cohérence supérieure à 95% sont considérés, et utilisés pour l'ajustement de la phase entre 10 Hz et 2 kHz.

Depuis l'intervention sur site le zéro initialement placé à 16 kHz lors du passage dans l'ACL dans la chaîne de lecture de cette photo-diode a été supprimé. Comme le montre la figure 2.32

la suppression du zéro entraîne une augmentation du retard d'environ $10 \mu s$. Combiné à cela en considérant l'écart de $17.7 \mu s$ entre les voies *DC* et *Audio* (figure 2.16) cette mesure directe est en accord avec la mesure par inter-calibration et permet ainsi de valider la méthode.

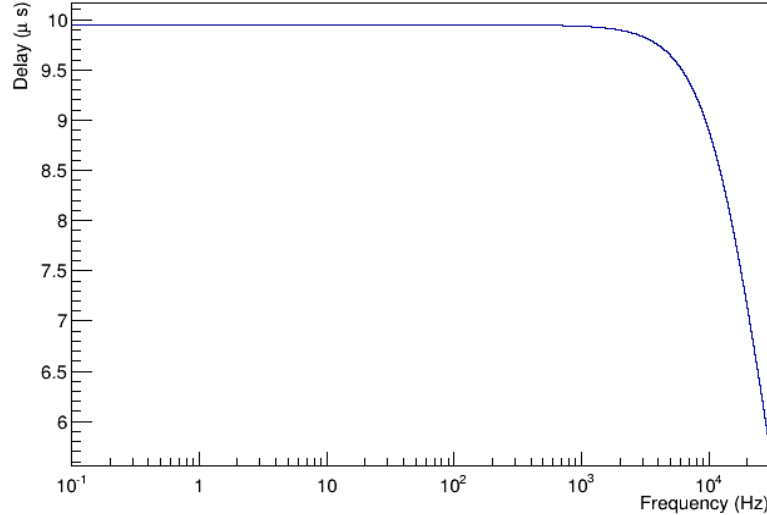


FIGURE 2.32 – Retard induit par la suppression du zéro à 16 kHz dans la voie *Audio* de la photo-diode de lecture du signal de frange noire.

En tenant compte des $16 \mu s$ induites par la fibre de 3 km de long, le retard absolu de la photo-diode de lecture du signal de frange noire est ainsi de $178.7 - 17.7 - 16 = 145 \mu s$.

2.3.7 Conclusion et discussion

Dans ce chapitre nous avons introduit et détaillé les principales caractéristiques de l'interféromètre Virgo. Une liste non exhaustive des bruits fondamentaux et techniques est fournie, dont l'étude a permis d'apporter des améliorations techniques au détecteur pour en faire une version plus performante dans l'objectif d'une sensibilité accrue pour la période d'observation O4. Suite à cela, une description et mesure complète de la chaîne de lecture associée aux photo-capteurs de détection du signal de frange noire de l'interféromètre est donnée. Cette étude permet de définir l'horodatage du signal de sortie du détecteur d'ondes gravitationnelles avant d'être envoyé et analysé par les chaînes d'analyses de la collaboration. Durant ce projet, le banc de détection suspendu sous vide SDB2 contenant les photo-capteurs concernés n'a pas pu être ouvert. La raison principale est une phase de *comissioning* visant à résoudre des problèmes fondamentaux de l'interféromètre empêchant son maintien dans l'état verrouillé quelques mois avant le début de la période d'observation O4 en mai 2023. Le problème majeur lié à une telle intervention est le fait de casser le vide dans lequel est plongé le banc de détection, ainsi que de le re-placer dans cet état. Ces opérations sont chronophages et une telle intervention n'est pas prioritaire si elle n'est pas strictement nécessaire au fonctionnement de l'interféromètre. Au vu de ces contraintes récurrentes, une solution a été développée afin de permettre une inter-calibration des photo-capteurs peu accessibles physiquement avec un photo-capteur de référence ajouté sur le banc de détection externe EDB, plus accessible. L'inter-calibration complète a été menée à travers les différents capteurs permettant ainsi pour le futur un moyen de mesure précis et pouvant être utilisé de façon régulière sans intervention

physique. Nous rappelons finalement que le temps d'arrivée d'une onde gravitationnelle dans le détecteur est connue à 0.1 ms près, ce qui implique que le retard des chaînes de lecture doit être maîtrisé afin d'avoir une incertitude sur le retard absolu de la réponse $S(f)$ de l'ordre de 0.01 ms ou moins. L'horodatage du signal de frange noire doit prendre en compte un retard de $145 \pm 20 \mu\text{s}$.

*"La vie n'a pas de sens, mais vaut la peine d'être vécue,
à condition de reconnaître qu'elle n'a pas de sens."*

Albert Camus

Chapitre 3

Méthode de calibration de photo-détecteurs en réponse fréquentielle

Sommaire

3.1	Carte prototype de pilotage LED	100
3.1.1	Principe de la mesure	101
3.1.2	Influence de la carte de pilotage sur la mesure de la réponse fréquentielle	102
3.1.3	Mesure de la réponse fréquentielle de la photo-diode de lecture	105
3.2	Validation de la méthode de mesure de réponse fréquentielle de photo-détecteurs	106
3.2.1	Principe de la mesure avec le hachoir optique	107
3.2.2	Simulation du hachoir optique	107
3.2.3	Contrôle externe de la mesure avec le <i>chopper</i>	109
3.2.4	Mesure de la réponse fréquentielle de photo-détecteur	113
3.2.5	Combinaison des méthodes de mesure de la réponse fréquentielle	116
3.3	Mesure de la réponse fréquentielle de la <i>Working Sphere</i> Virgo	117
3.3.1	Étalon de référence et inter-calibration du réseau d'interféromètres	118
3.3.2	Intérêt de la calibration en réponse fréquentielle des sphères intégrantes	120
3.3.3	Mesure de la réponse fréquentielle de la <i>Working Standard</i> de Virgo	121
3.4	Conclusion et discussion	124

Le développement d'une méthode permettant de calibrer les photo-détecteurs de l'interféromètre Advanced Virgo + a été motivé par le manque d'informations et de mesures liées aux photo-diodes de lectures des bancs de détections de l'interféromètre. Une unique mesure [24] a été faite dans le but de calibrer les photo-diodes de lectures du signal de frange noire B1, mais n'a pas permis de conclure quant à la forme de la réponse fréquentielle de façon précise. De même que pour l'étalonnage du *timing* présenté dans le chapitre précédant, cette mesure nécessite l'accès au banc suspendu sous vide SDB2 qui est extrêmement peu fréquente. Par conséquent, la réponse fréquentielle des photo-diodes de lecture n'est pas surveillée durant les périodes d'observation. Or toute déviation à l'hypothèse faite que cette réponse est plate en fréquence induit un biais dans la reconstruction du signal d'onde gravitationnelle h_{rec} et augmente ainsi les erreurs systématiques liées au signal de sortie du détecteur. Les photo-diodes de détection du banc SDB2 pourraient ainsi avoir un lien avec un biais dépendant de la fréquence limitant la précision sur la reconstruction du signal de l'interféromètre [24]. De plus, la mesure a montré que les paramètres du modèle (fréquence des pôles et zéros) utilisé pour décrire la chaîne de lecture des photo-diodes variaient avec

la température, qui lors de l'ouverture des bancs optiques initialement sous vide décroît de ~ 54 °C jusqu'à se stabiliser à la température de la salle blanche abritant les bancs de détections. La corrélation n'a cependant pas pu être mesurée précisément. Afin de remédier à ces problèmes, des filtres particuliers blanchissants¹ (ou de débiaisage) ont été appliqués en extrapolant à la température proche de celles des photo-diodes dans l'enceinte sous vide du banc SDB2. Ce type de filtre de pré-conditionnement permet d'éliminer la corrélation statistique entre les échantillons d'un signal. De cette manière l'étalonnage absolu pendant la période d'observation O3 était correct en principe et aucune erreur dépendant de la fréquence n'a été introduite par le biais des photo-diodes de lecture. Ceci représente une limite du *sensing* des photo-diodes de lecture.

Les premiers tests du NCAL [84] ont permis de mettre en avant un problème lié à la réponse en fréquence de l'interféromètre. Un biais dépendant de la fréquence proviendrait de l'algorithme de reconstruction du signal h_{rec} détaillé dans le chapitre précédent. Ces mesures restent en accord et valident la reconstruction du signal compte tenu des incertitudes systématiques faites. L'écart mesuré de 3% pourrait provenir de la somme des biais introduits de chaque photo-capteur utilisé dans la reconstruction de h_{rec} qui n'est pas calibré en réponse fréquentielle, comme les photo-diodes de lecture du signal de frange noire etc ... Ainsi que le PCAL utilisé comme méthode de référence de calibration pour étalonner les actionneurs électromagnétiques. La réponse optique du détecteur pourrait être biaisée par l'intermédiaire de divers éléments. La photo-diode de lecture du signal de frange noire, B1, impliquée dans l'algorithme de reconstruction h_{rec} , concerne une bande de fréquence allant de la dizaine de hertz à quelques kilohertz (la bande de fréquence "utile" contenant les signaux d'ondes gravitationnelles étant utilisée par les programmes d'analyse entre 20 Hz et 2 kHz). Le Calibreur optique PCal lui utilise des photo-diodes étalonnées en puissance, sur cette bande de fréquence, par des sphères intégrantes comme nous le verrons dans ce chapitre. Ces sphères sont étalonnées à plus basse fréquence jusqu'à environ 10 Hz. Il y a donc un réel besoin de mesurer d'une part la réponse fréquentielle des photo-diodes de lecture du signal de frange noire dans la bande de reconstruction du signal de l'interféromètre (de 10 Hz à 2 kHz). D'autre part la réponse fréquentielle des sphères intégrantes et des photo-diodes PCal doivent être mesurées à basse fréquence jusqu'à 10 Hz, pour garantir l'étalonnage des actionneurs électromagnétiques se faisant au moyen du gain de calibration (en W/V mesuré en DC) à 10 Hz. Aussi la réponse fréquentielle de la sphère et des photo-diodes PCal doit être faite dans la bande de fréquence utile pour ne pas déformer la réponse des actionneurs électromagnétiques mesurée entre 10 Hz et quelques kilohertz.

Le travail présenté dans ce chapitre vise à déterminer une méthode de mesure de la réponse fréquentielle des capteurs optiques en vue d'une utilisation pour un étalonnage de ces différents éléments pour la période d'observation O5. La difficulté dans cet objectif étant de développer une méthode directe avec un éclairage du capteur contrôlé sur la bande de fréquence souhaitée en atteignant une précision sur la platitude de la réponse du photo-capteur de l'ordre de 0.1%. Dans ce chapitre deux méthodes envisagées pour une mesure de réponse fréquentielle sur de tels photo-capteurs sont présentées, testées et comparées. Nous aborderons dans un premier temps une méthode permettant un éclairage des photo-capteurs au moyen d'une LED pilotée en courant. Nous étudierons ensuite la seconde méthode qui repose sur une mesure opto-mécanique de la réponse fréquentielle, en découpant mécaniquement le faisceau laser éclairant le photo-capteur. On s'attend à ce que la deuxième méthode, basée sur un découpage mécanique, fournisse un éclairage maîtrisé en contre partie d'une intégration compliquée (dispositif encombrant) et d'une automatisation non

1. De la même manière que la lumière blanche est composée du spectre de la lumière dont on connaît certaines fréquences visibles à l'oeil nu, les couleurs, il existe des signaux colorés dont la couleur indique une particularité dans sa PSD. On peut citer les bruits roses, Browniens (rouge) etc ... Le signal blanc lui possède une PSD plate.

évidente (nécessité d'une intervention humaine et mesures longues). Bien que la première méthode implique un éclairage des photo-capteurs difficile à maîtriser, elle serait plus facile à intégrer et à automatiser sur les bancs de détection de l'interféromètre Virgo. Elle nécessite donc une validation par la méthode opto-mécanique. Nous concluons ensuite sur l'utilisation de ces méthodes pour la période d'observation O4 et les ouvertures envisagées pour O5.

3.1 Carte prototype de pilotage LED

Une technique de mesure de réponse fréquentielle d'un photo-capteur consiste à générer et envoyer un bruit blanc sur ce dernier, afin d'en mesurer la densité spectrale de puissance. Le bruit blanc peut être envoyé sur le photo-capteur par l'intermédiaire d'une LED. Pour ce faire, une carte prototype de pilotage en courant d'une LED a été conçue au sein du LAPP. Ce prototype représenté en figure 3.1 nous permet notamment de connecter la LED à la même DAQBox qui contrôle les photo-capteurs afin de la piloter au moyen de consignes d'entrée. L'avantage d'une telle solution est qu'elle est non encombrante, donc facile à intégrer sur les bancs optiques du détecteur Virgo. La mesure peut aussi être facilement automatisée en fixant par exemple la LED sur le support développé au LAPP représenté sur la figure 2.9 du chapitre précédent. Elle fournit de plus une mesure rapide, pouvant être effectuée en quelques minutes sur toute la bande de fréquence. L'inconvénient de cette solution réside dans la capacité à obtenir un éclairage modulé de la LED dont on maîtrise la modulation en fonction de la fréquence.

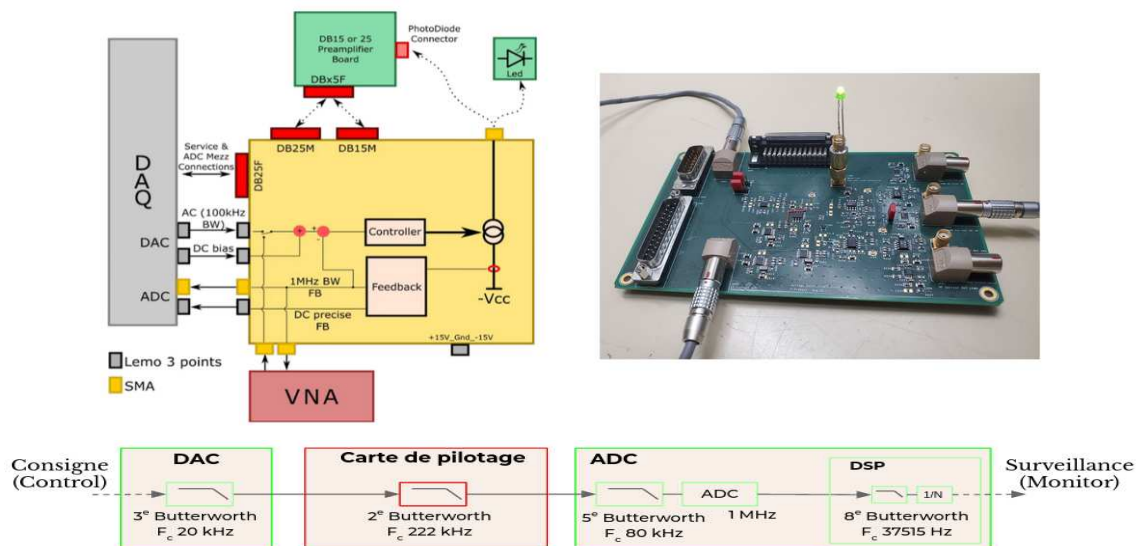


FIGURE 3.1 – Schéma et photo du prototype de pilotage LED développé au LAPP. Grâce à un *feedback* il est possible de contrôler la consigne envoyée dans la carte et qui traverse la LED en temps réel. En dessous, les filtres analogiques et numériques de la chaîne d'acquisition de la carte prototype.

Comme expliqué en section 2.3.2 du chapitre 2, chaque ADC est doté d'un filtre *anti-aliasing* afin d'éviter des images artefacts dans le signal numérisé. De la même manière chaque DAC est doté d'un filtre *anti-imaging* de type *Butterworth* d'ordre 3 avec une fréquence de coupure $f_c = 20$

kHz. L'objectif de ces filtres est identique aux *anti-aliasing*, cette fois ci lors du passage d'un signal numérique vers un signal analogique.

3.1.1 Principe de la mesure

La figure 3.2 présente le principe de la mesure de réponse fréquentielle en utilisant la carte prototype de pilotage d'une LED.

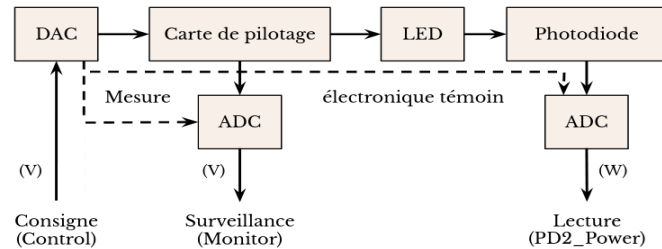


FIGURE 3.2 – Schéma de la mesure de réponse fréquentielle d'une photo-diode. Les voies *monitor*, *control* ainsi que la lecture de la photo-diode sont échantillonnées à 100 kHz.

Une consigne est envoyée vers la carte de pilotage au moyen d'une voie DAC (*Digital to Analog Converter* d'une DAQBox). Il est possible de surveiller l'état de cette consigne après son passage dans la carte en même temps qu'elle est transmise à la LED au moyen d'une voie appelée *Monitor*. La LED éclaire ensuite la photo-diode. La figure 3.3 montre la puissance reçue par la photo-diode ainsi que sa densité spectrale de puissance, en fonction de la consigne envoyée dans la carte de pilotage. L'avantage majeur de cette méthode est qu'elle permet de balayer la plage de fréquence souhaitée en nous donnant le spectre de la réponse d'un photo-capteur lors d'une mesure non encombrante et rapide (quelques dizaines de secondes).

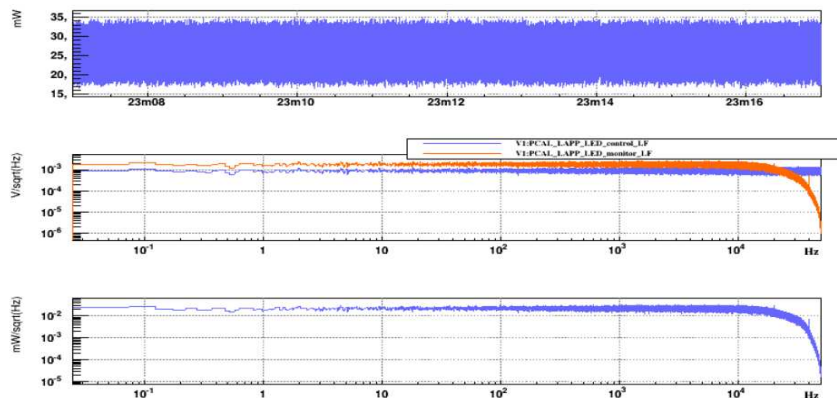


FIGURE 3.3 – En haut la puissance perçue par la photo-diode dans le temps. En bleu au milieu, le bruit blanc consigne envoyé à la carte de pilotage. En orange la réponse de la carte lue en sortie de l'ADC. En bas la réponse de la photo-diode à l'excitation de la LED.

3.1.2 Influence de la carte de pilotage sur la mesure de la réponse fréquentielle

Afin de mesurer la réponse fréquentielle précisément et de s'assurer que la réponse mesurée est bien celle du photo-capteur que l'on cherche à calibrer, il convient d'étudier chaque composante de la chaîne de mesure présentée en figure 3.2. Il est par exemple possible de mesurer l'effet de la chaîne électronique en prenant en compte seulement le DAC vers les ADC, sans prendre en compte la carte de pilotage. Ceci correspond à la mesure témoin indiquée en pointillé (figure 3.2), qui servira de normalisation à la mesure de réponse fréquentielle de la photo-diode.

La carte de pilotage de la LED a été conçue dans le but d'avoir la réponse la plus plate possible sur une bande de fréquence allant de la dizaine de hertz à la centaine de kilo-hertz. Par conséquent le module est plat (à $\sim 0.1\%$) dans la bande de fréquence qui nous intéresse (jusqu'à 10 kHz). Elle se comporte en pratique comme un filtre passe bas du deuxième ordre avec une fréquence de coupure de 222 kHz, qui induit un retard nominal de $1.01 \mu s$.

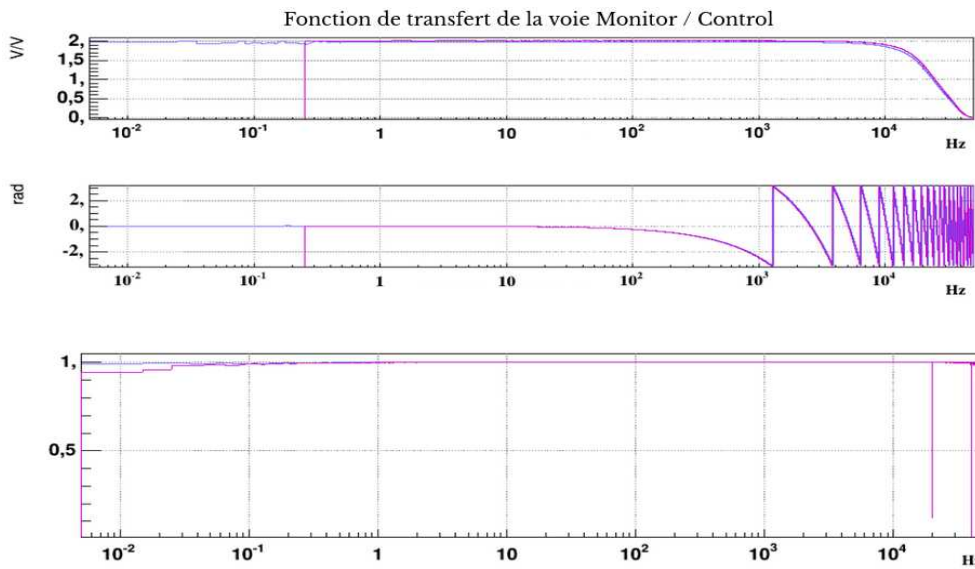


FIGURE 3.4 – Fonction de transfert (module, phase et cohérence) entre le canal de surveillance (monitor) de la carte de pilotage et la consigne d'entrée (control). Les courbes bleues correspondent à la mesure témoin (ou directe), les violettes à la mesure via le prototype. La mesure via le prototype est compatible à la mesure directe à un retard prêt de $1 \mu s$.

La figure 3.4 donne la mesure de la fonction de transfert *monitor / control* avec (violet) et sans (sans) le prototype. Nous retrouvons bien la série de filtres présentée en figure 3.1 par les mesures directe et via prototype (figure 3.5 et 3.6), avec l'effet dominant du filtre DAC qui agit à 20 kHz (ce dernier présente une déviation dans une bande de fréquence comprise entre ~ 1 kHz et ~ 30 kHz. Le filtre réel n'est pas exactement le même que le modèle). Comme attendu, la réponse de la carte est similaire à la réponse de la chaîne de lecture, mesure de référence témoin, en ajoutant à celle ci un *offset* en module et un retard de l'ordre de la microseconde correspondant au modèle du prototype se comportant comme un filtre passe bas d'ordre 2 avec $f_c = 222 kHz$ (voir annexe 5.5), comme le montre la figure 3.4. Il est possible de comparer chacune de ces deux mesures (mesure témoin directe et via prototype) à leurs modèles respectifs correspondant au passage dans le DAC, la carte de pilotage LED le cas échéant et l'ADC. Ces mesures sont données en figure 3.5 et 3.6.

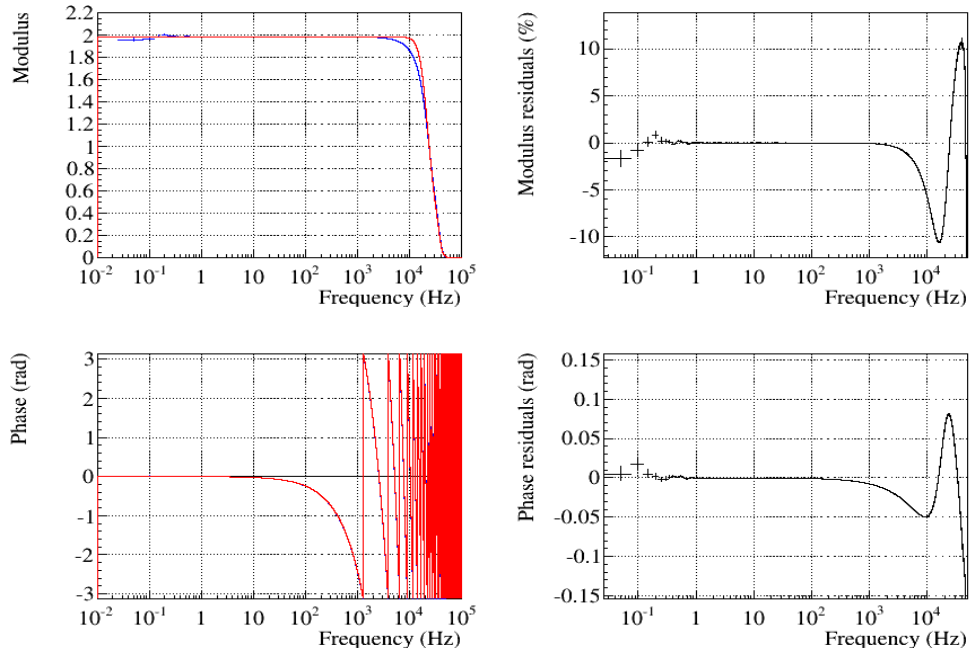


FIGURE 3.5 – En bleu la fonction de transfert entre le canal de surveillance de la carte de pilotage et la consigne d’entrée. Les données correspondent à la mesure témoin, la consigne ne passe pas dans la carte de pilotage. En rouge, le filtrage appliqué dans la chaîne de lecture (*anti-imaging* DAC + *anti-aliasing* ADC).

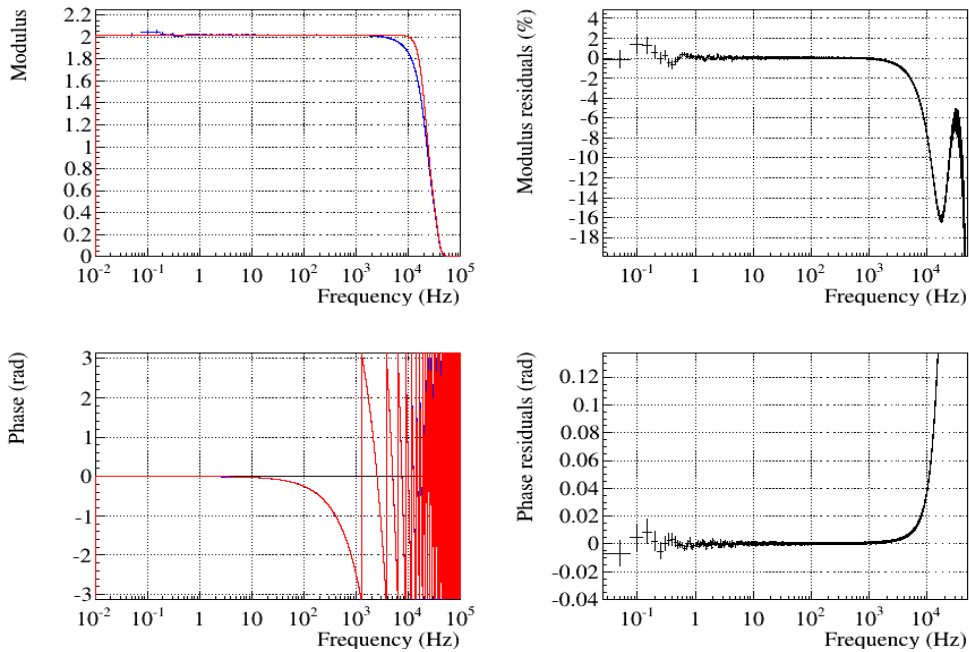


FIGURE 3.6 – En bleu la fonction de transfert entre le canal de surveillance de la carte de pilotage et la consigne d’entrée. Les données passent par la carte de pilotage. En rouge, le filtrage appliqué dans la chaîne de lecture (*anti-imaging* DAC + carte prototype + *anti-aliasing* ADC).

Ces mesures ne représentent pas des ajustements du modèle. On superpose simplement le modèle nominal à la mesure pour en comparer les effets. En effet il convient de prendre en compte les légères différences lors d'une mesure de réponse fréquentielle afin de ne pas sous estimer les écarts au modèle lors de la normalisation par la mesure de référence par exemple. Si l'on considérait seulement les modèles sans les mesures réelles les réponses auraient plus tendance à être plates, sans défauts sur la bande de fréquence utile, ce qui biaiserait les estimations. Ainsi l'écart observé dans les figures 3.5 et 3.6 à 10 kHz n'est pas corrigé. Ce dernier correspond à la réponse réelle de la chaîne de lecture de référence, les sorties des ADC des DAQBox des mezzanines de services utilisées dans le laboratoire d'optique du LAPP ainsi que ceux de Virgo présentent en général un faible écart à leurs modèles à ce niveau là. Les défauts inhérents aux chaînes de lecture doivent se compenser si l'on normalise la mesure à travers la carte de pilotage LED par la mesure de référence électronique, comme représenté en figure 3.7.

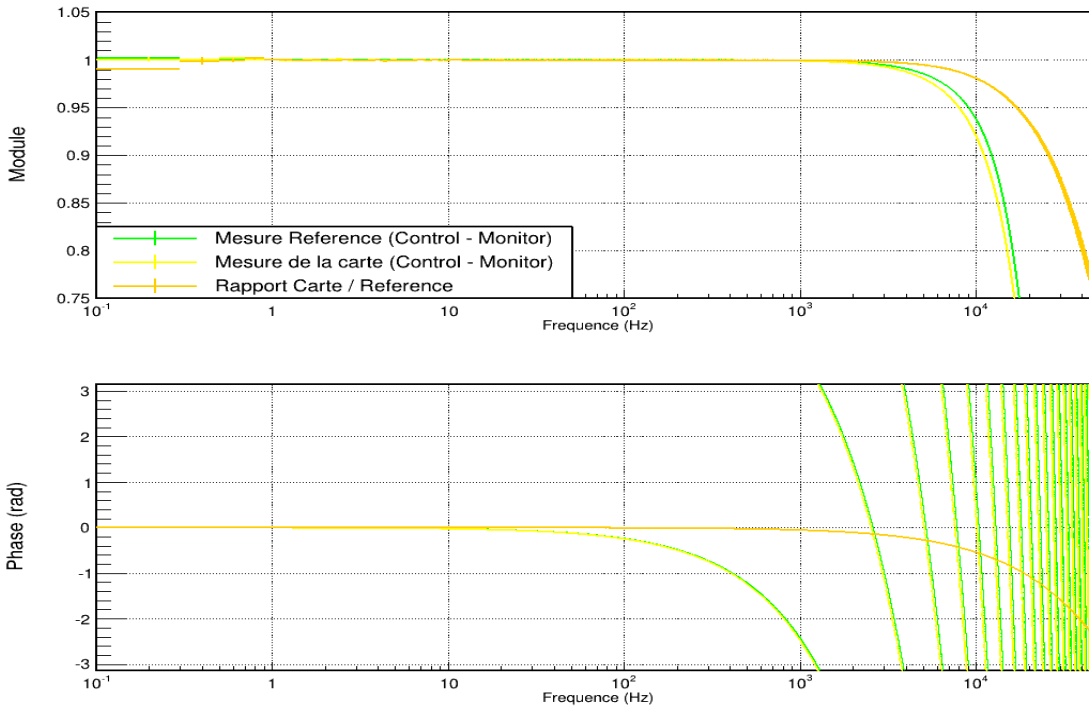


FIGURE 3.7 – En jaune, la réponse de la carte de pilotage de la LED. En vert, la mesure témoin de référence correspondant à la chaîne de lecture de la carte. En orange, la réponse de la carte normalisée par la mesure témoin. Le module est divisé par sa valeur à 200 Hz afin d'être ramené autour de 1.

Cette mesure permet de confirmer le fait que la carte de pilotage LED n'induit à elle seule aucune déformation notable du module en fonction de la fréquence (si ce n'est un simple retard). Sa réponse plate à mieux que 0.1% est vérifiée au moins entre 1 Hz et 2 kHz, ce qui comprend la bande de fréquence utilisée par les chaînes d'analyses de la collaboration pour effectuer des détections telles que des coalescences de binaires compactes. La zone de validité des signaux d'ondes gravitationnelles dépend de la bande de fréquence dans laquelle est défini h_{rec} , de 10 Hz à ~ 2 kHz.

3.1.3 Mesure de la réponse fréquentielle de la photo-diode de lecture

En figure 3.8 est donnée la fonction de transfert entre la lecture de la photo-diode et la consigne envoyée, correspondant au montage en figure 3.2.

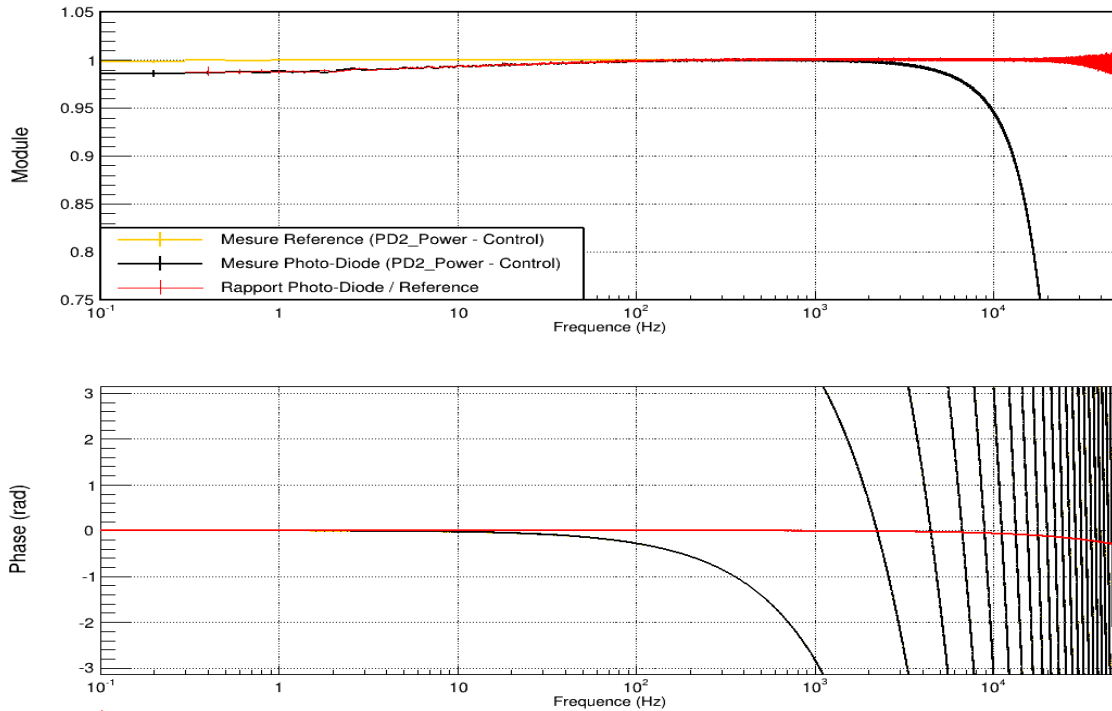


FIGURE 3.8 – En noir, la réponse de la photo-diode. En orange, celle de la mesure témoin de référence correspondant à la chaîne de lecture de la photo-diode. En rouge, la réponse de la photo-diode normalisée par la mesure témoin. Le module est divisé par sa valeur à 200 Hz afin d’être ramené autour de 1. Chaque voie est échantillonnée à 100 kHz.

La mesure de la réponse fréquentielle d’un photo-détecteur peut être ainsi obtenue à l’aide de la carte de pilotage de la LED. On constate que la chaîne de lecture n’introduit pas de déformation dans le module de la fonction de transfert, mis à part les conséquences des opérations de filtrage qui l’atténuent. La normalisation par la réponse témoin de la chaîne de lecture permet d’obtenir la réponse fréquentielle de la photo-diode en faisant abstraction de ces opérations de filtrage. La phase subit un simple retard due à la chaîne de lecture. On constate une réponse non plate dans le module, concernant les mesures via le prototype avec la photo-diode, avec une augmentation d’environ 1% entre 1 Hz et 100 Hz. Il reste cependant une composante qui ne peut pas être étudiée ici, qui est la LED. Il n’est pas possible de savoir si cette dernière impacte la mesure de la réponse fréquentielle, et il n’est pas possible de le mesurer directement. Il convient donc de comparer cette mesure à une technique indépendante n’utilisant pas de LED. Autrement, il n’est pas possible de conclure quant à la platitude de la réponse fréquentielle du capteur étudié. À ce stade il n’est pas possible de déterminer l’origine de la variation observée sur le module.

3.2 Validation de la méthode de mesure de réponse fréquentielle de photo-détecteurs

Un moyen de mesurer la réponse fréquentielle d'un photo-capteur de manière stable et précise est d'utiliser un hachoir optique, plus communément appelé *chopper*. Cet appareil est composé d'un boîtier de commande qui permet de contrôler la fréquence de rotation d'un moteur sur lequel est monté un disque à trous en laiton semi-dur noirci chimiquement.



FIGURE 3.9 – Hachoir optique 300CD par Scitec Instruments.

L'avantage de ce type d'instrument est qu'il permet une mesure opto-mécanique, en faisant varier la puissance reçue par un photo-capteur de façon mécanique, périodiquement stable. Il est alors possible de mesurer le spectre en amplitude du capteur sur une certaine durée pour une fréquence de rotation donnée, et de répéter la mesure sur toute la bande de fréquence voulue. En comparant l'amplitude du pic principal correspondant à la fréquence de rotation du disque sur la plage de fréquence considérée il est possible de mesurer la réponse fréquentielle du photo-capteur, et d'en évaluer la platitude. Le choix du disque à trous doit être fait de sorte à maximiser la précision quant à la fréquence de rotation du disque sur la durée et afin de couvrir la bande de fréquence souhaitée. Ceci permet de résoudre le problème de l'éclairement mal contrôlé dans le cas de l'utilisation d'une LED, le laser utilisé étant stable et la modulation en fréquence provenant d'un système mécanique. Cette méthode est donc utilisée pour valider la méthode décrite précédemment en fournissant une calibration de la modulation en fréquence de l'éclairement de la LED. Cependant cette solution est plus encombrante, donc plus compliquée à intégrer sur l'espace disponible des bancs optiques de détection. Le fonctionnement du *chopper* provoquerait de plus une vibration des éléments qui se trouvent sur les bancs de détection. Les mesures sont longues (plusieurs minutes par fréquence individuelle) et peuvent nécessiter une intervention humaine afin de changer de disque pour parcourir toute la bande de fréquence. En vue d'un étalonnage des éléments optiques du PCal et de la chaîne de lecture du signal de frange noire en réponse fréquentielle pour la période d'observation O5, la méthode de mesure précédente est privilégiée.

3.2.1 Principe de la mesure avec le hachoir optique

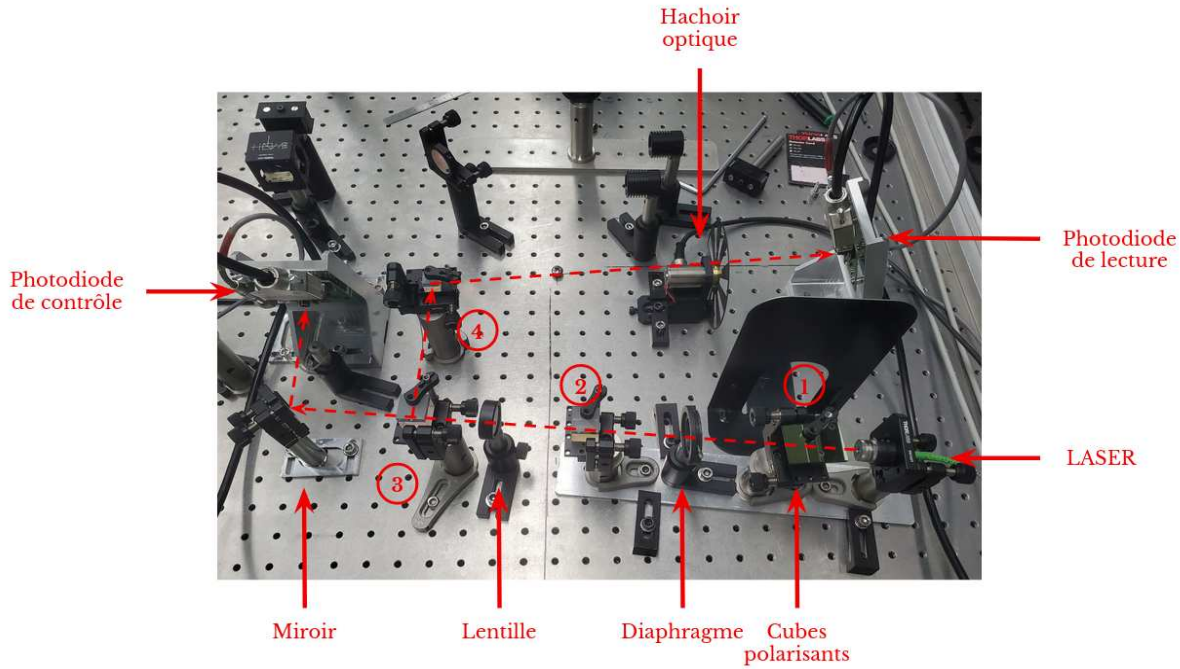


FIGURE 3.10 – Schéma du montage pour la mesure de la réponse fréquentielle de la photo-diode de lecture avec le hachoir optique.

La mesure de réponse fréquentielle à l’aide du hachoir optique est basée sur le montage optique du PCal, montré en figure 3.10, reproduit dans le laboratoire optique du LAPP. Le faisceau laser traverse en premier lieu un cube polarisant (PBS203 de chez *Thorlabs*) permettant d’éliminer la polarisation p et d’en transmettre la polarisation s. Viennent ensuite un diaphragme pour la sécurité lors de manipulations sur le banc et des cubes séparateurs non polarisant permettant de réduire la puissance arrivant sur les photo-diodes de lecture et de contrôle saturant au delà de la centaine de mW. Ces cubes sont constitués de deux prismes assemblés avec un revêtement anti-réfléchissant permettant d’éviter des images fantômes causées par des réflexions parasite. Ils sont conçus de sorte à garantir une séparation nette du faisceau à angle droit avec un rapport d’extinction de polarisation et de réflexion / transmission variable selon les modèles. Le hachoir optique est placé avant la photo-diode de lecture, dont on cherche à mesurer la réponse fréquentielle, tandis que la photo-diode de contrôle permet de définir une consigne de correction utilisée dans l’asservissement de la puissance du laser, comme expliqué en figure 3.14.

3.2.2 Simulation du hachoir optique

En pratique, le hachoir optique induit un signal en créneaux, dont la largeur correspond à la largeur de chacun des NB_t trous du disque et dont la fréquence d’occurrence f_t dépend de la fréquence de rotation du moteur f_{moteur} selon :

$$f_t = f_{moteur} \times NB_t \quad (3.1)$$

Avec la fréquence du moteur du hachoir optique et le nombre de trous du disque utilisé. Le signal que reçoit la photo-diode correspond à la convolution entre ces créneaux et la forme du faisceau laser passant à travers, celle-ci étant gaussienne. La simulation de cette convolution est donnée en figure 3.11 en fonction du rapport R_L entre la largeur d'un trou L_t et celle de la gaussienne L_g tel que :

$$R_L = \frac{L_t}{L_g} \tag{3.2}$$

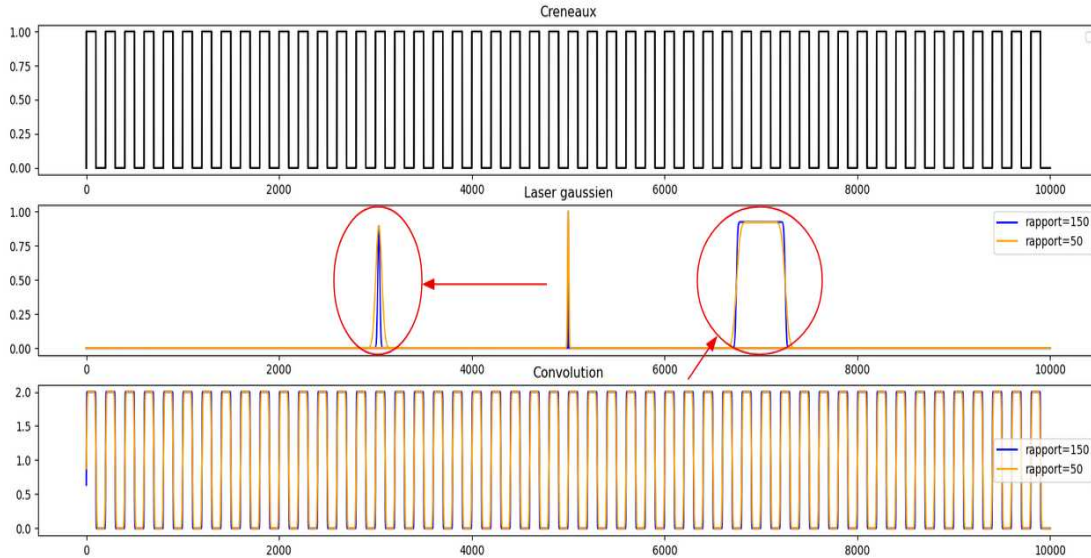


FIGURE 3.11 – Simulation de la convolution entre un signal composé de créneaux et d’une gaussienne pour différents rapports de largeurs R_L . Les flèches rouges représentent un zoom sur un créneau et la gaussienne.

Le signal que perçoit la photo-diode correspond ainsi à des créneaux dont la forme dépend du rapport R_L . Plus le rapport est grand (plus les trous sont grands devant la largeur du faisceau, moins il y a de trous sur un disque) plus le signal s’apparente à un créneau. La simulation fait varier la largeur du faisceau à la place de la taille des trous, de sorte à simplement superposer les deux signaux afin de les comparer à une même fréquence d’occurrence des trous f_t donnée. En calculant la densité spectrale d’amplitude (ASD) de ces signaux dont la comparaison est donnée en figure 3.12, on s’aperçoit d’une légère perte d’amplitude lorsque le rapport R_L diminue. L’arrondissement des créneaux dû à la baisse du rapport R_L se traduit par une légère perte d’amplitude du pic principal du spectre du signal perçu par la photo-diode. Cet effet sera à prendre en compte dans le cas où l’on change de disque à trous pour utiliser le hachoir optique à différentes fréquences.

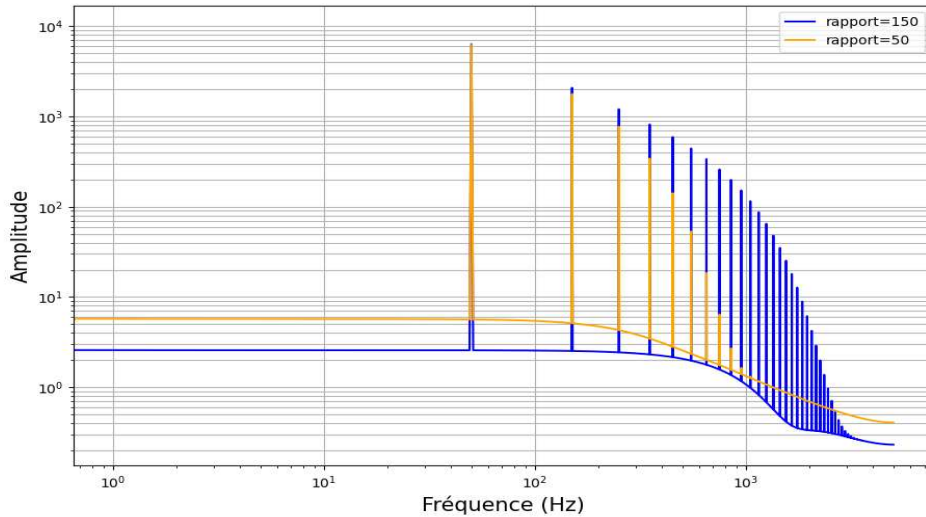


FIGURE 3.12 – Simulation du spectre en amplitude de la convolution entre un signal composé de créneaux et d'une gaussienne pour un rapport 50 (orange) et 150 (bleu) de largeurs R_L .

La perte d'amplitude liée à un rapport R_L trois fois plus faible est estimée à 1.8%. On constate aussi une diminution du niveau de bruit global lorsque R_L augmente. En pratique le spectre en amplitude des photo-capteurs étudiés est différent de la simulation. Conformément à l'équation 3.1, le moteur du hachoir optique tourne à une fréquence plus faible que celle correspondant au passage des trous du disque utilisé. Ainsi, en plus des fréquences du signal optique haché, la fréquence du moteur et ses harmoniques se voient sur se spectre, comme le montre la figure 3.13.

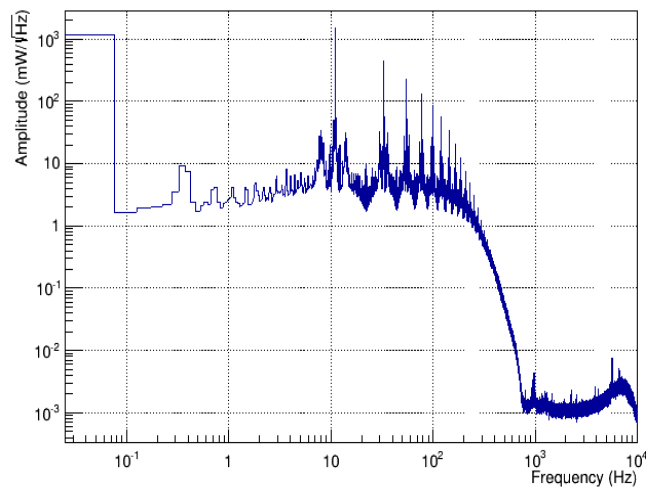


FIGURE 3.13 – Spectre d'amplitude de la photo-diode de lecture.

3.2.3 Contrôle externe de la mesure avec le *chopper*

Afin de s'assurer du bon fonctionnement du *chopper*, ce dernier est piloté par l'intermédiaire d'une des DAQBox de la salle blanche. Plusieurs échanges de données ont ainsi lieu entre les élé-

ments du banc optique, la DAQBox et l'ordinateur de calcul en temps réel RTPC. Nous retrouvons notamment deux boucles de contrôle principales.

Contrôle de la puissance du laser

Nous avons en premier lieu une boucle de contrôle permettant d'asservir la puissance du faisceau laser émis, afin de s'assurer que les éventuelles variations d'amplitudes des mesures ne proviennent pas de fluctuations de puissance du laser.

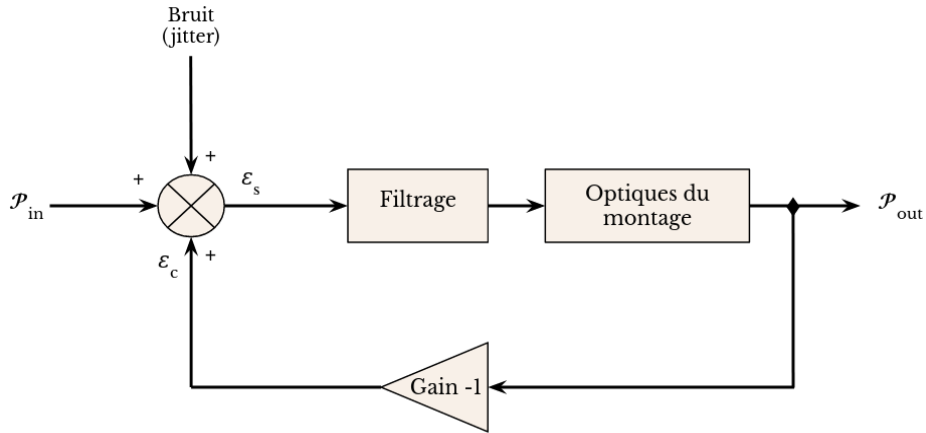


FIGURE 3.14 – Boucle de contrôle permettant l'asservissement en puissance du laser. \mathcal{P}_{in} et \mathcal{P}_{out} représentent respectivement la puissance consigne du laser et la puissance déduite de la lecture du photo-capteur.

Ainsi les données reçues par la photo-diode de contrôle sont réutilisées dans une consigne de correction ϵ_c se couplant au signal d'erreur ϵ_s permettant d'ajuster et donc de stabiliser la puissance du laser. Cette boucle a été développée dans le cadre du contrôle du faisceau laser auxiliaire servant pour le PCal, et est décrite dans [87].

Contrôle de la fréquence de rotation du *chopper*

Ensuite vient la boucle d'asservissement permettant de contrôler et stabiliser la fréquence de rotation du moteur du hachoir optique représentée en figure 3.15.

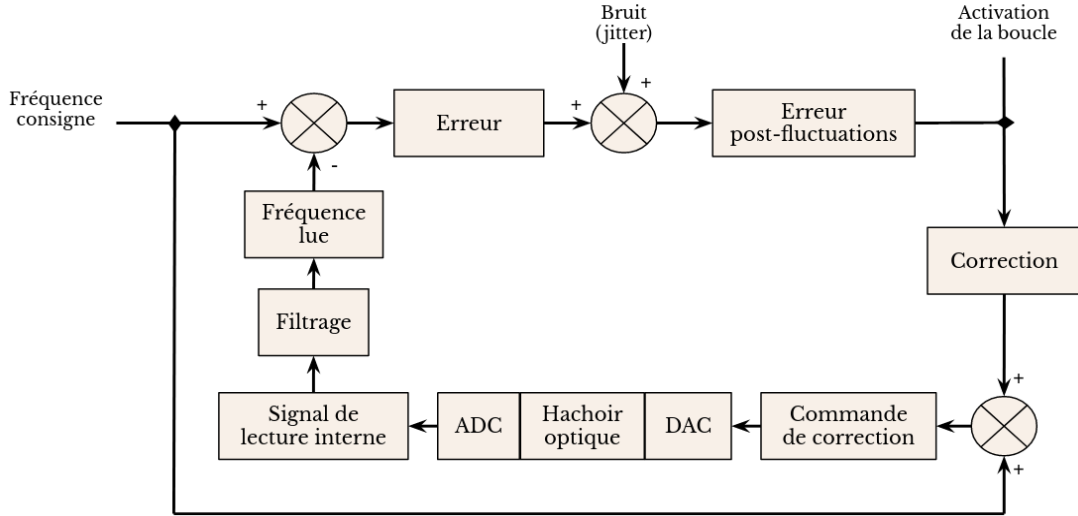


FIGURE 3.15 – Schéma de la boucle de contrôle asservissant la fréquence de rotation du hachoir optique.

Le hachoir optique dispose d'un capteur interne qui, lors du passage des trous à travers le faisceau lumineux d'une LED interne, permet de mesurer la vitesse de rotation du disque. La fréquence consigne est comparée à cette mesure interne. D'une part, une consigne est envoyée afin de stabiliser la fréquence, proche de cette consigne (calibration "grossière"). D'autre part, l'erreur entre la consigne et la fréquence de rotation réelle permet de définir une correction à appliquer. La fréquence consigne se couple à cette correction afin d'envoyer un signal de correction au *chopper*. Ceci permet d'asservir la fréquence de rotation en réduisant les fluctuations autour de la consigne (calibration "fine"). En outre, le filtrage dépend de la fréquence de rotation consigne demandée ainsi que du nombre de trous, et permet de supprimer le pic d'amplitude correspondant à la fréquence de rotation du moteur ainsi que ses harmoniques, conformément à l'équation 3.1, en introduisant à chacune de ces harmoniques un filtre *notch* (entaille). Ces *notchs* sont des filtres coupe-bande étroits, permettant d'atténuer l'amplitude d'un pic en resserrant les fréquences de coupure autour de la fréquence du pic f_n . De manière générale, en posant $s_n = j\frac{f}{f_n}$ les *notchs* prennent la forme suivante :

$$H(s) = \frac{1 + s^2}{1 + \frac{s}{Q} + s^2} \quad (3.3)$$

Les effets de la boucle de contrôle de fréquence se voient en figure 3.16 et 3.17. La première présente son effet sur la stabilisation de la fréquence lors de l'activation, tandis que la deuxième montre son effet sur le pic principal dont on cherche à mesurer l'amplitude. Sur cette dernière les variations de fréquences se voient directement dans la position et la largeur du pic dans le spectre en amplitude du photo-capteur. Nous notons ici que lorsque la fréquence est stabilisée, l'amplitude d'un pic correspond à la somme des trois *bins* le constituant (le *bin* i à la fréquence demandée ainsi que les *bins* $i - 1$ et $i + 1$). Dans le cas d'une fréquence mal stabilisée présentant des fluctuations, il conviendrait d'intégrer sur plus de *bins*.

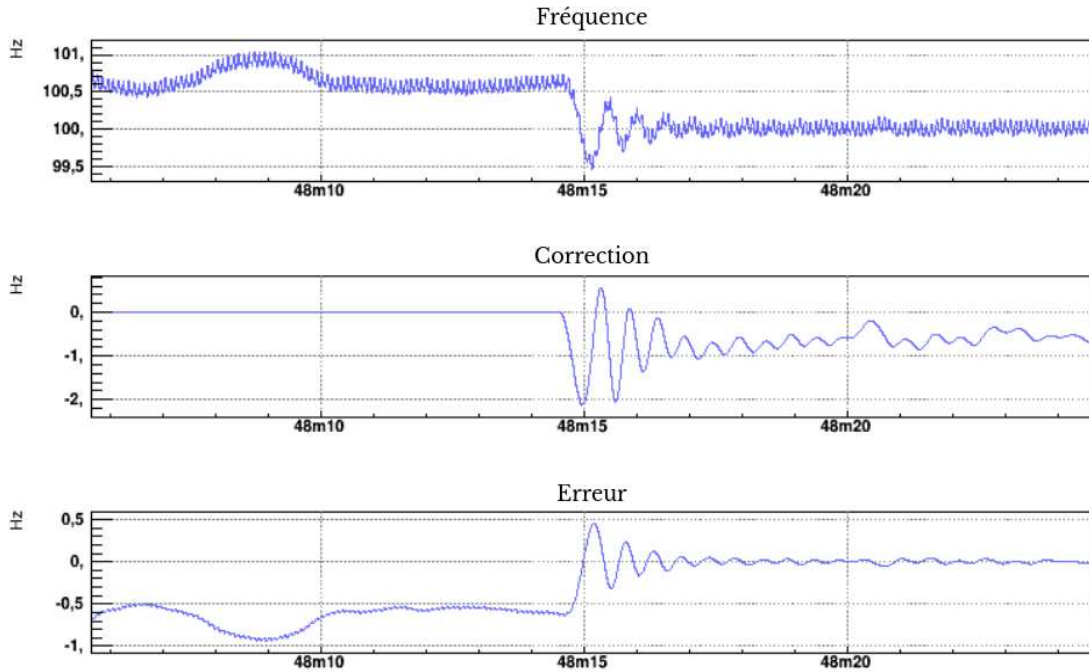


FIGURE 3.16 – Effet de la boucle de contrôle sur la fréquence de rotation du disque à trous. En haut est représentée la fréquence en temps réel, au milieu la correction à apporter pour atteindre la fréquence demandée de 100 Hz, en bas l’erreur sur la fréquence demandée. La boucle est activée juste avant la 15^{ème} seconde.

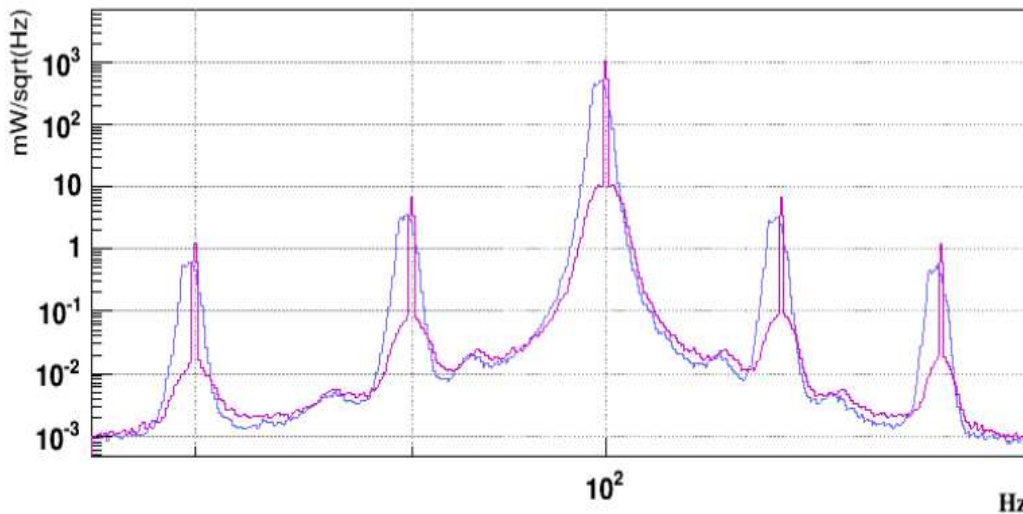


FIGURE 3.17 – Effet de la boucle de contrôle sur le pic d’amplitude principal. En bleu le spectre en boucle ouverte, en violet le spectre en boucle fermée.

3.2.4 Mesure de la réponse fréquentielle de photo-détecteur

Une fois le montage opérationnel et les boucles de contrôles activées les mesures peuvent être prises. Pour chaque fréquence demandée au hachoir optique, dix minutes de données sont prises afin de moyennner un certain nombre d'ASD et ainsi récolter plusieurs fois le pic d'amplitude principal. La stabilité de la fréquence réelle du hachoir optique permet d'explorer de plus ou moins grandes bandes de fréquences selon le disque utilisé. Un disque à 10 trous permet par exemple d'explorer des fréquences allant de 25 Hz à 1 kHz, alors qu'un disque de 30 trous permet un fonctionnement de 75 Hz à 3 kHz. À basse fréquence par exemple, sous ~ 25 Hz, l'utilisation d'un disque de 10 trous n'est plus adéquat. Nous disposons d'un réducteur de fréquence, permettant de diviser la fréquence de rotation du hachoir optique d'un facteur 200 de sorte à explorer des fréquences plus basses avec les disques à disposition. Le principe est que le réducteur se couple au moteur, qui doit tourner plus vite pour contrer son inertie. Le réducteur change ainsi la manière dont répond le moteur du hachoir optique à une consigne demandée. Cette consigne est alors traitée par le système : moteur couplé au réducteur. Il convient alors d'ajuster la consigne ainsi que les filtres de contrôle de la boucle de fréquence. En pratique une régression linéaire entre la consigne d'entrée et la fréquence de rotation observée permet de ré étalonner la réponse de l'ensemble moteur / réducteur. Cependant comme le montre la figure 3.18, l'utilisation de ce réducteur limite la précision quant à la fréquence demandée, faisant passer l'incertitude sur l'amplitude mesurée de 0.03% à 0.5%. L'inertie du réducteur provoque une moins bonne stabilisation de la fréquence de rotation du moteur.

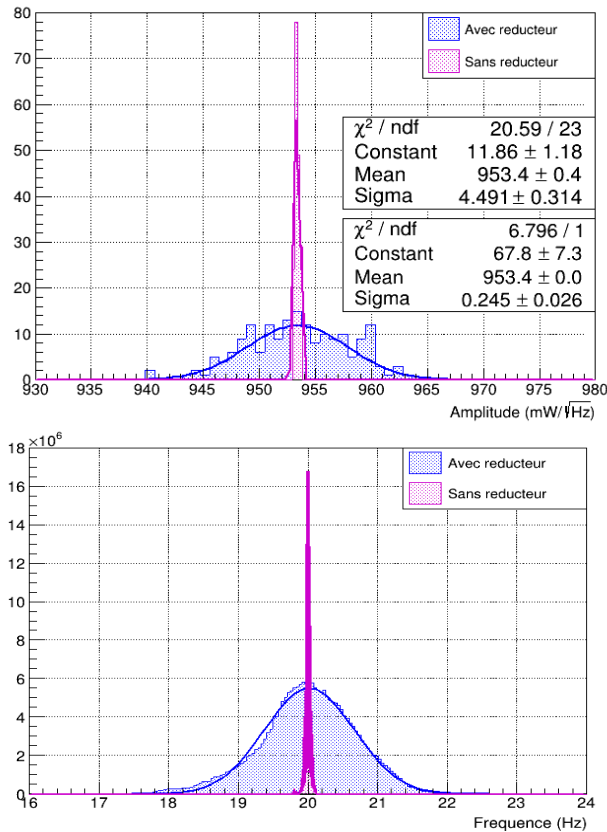


FIGURE 3.18 – Effet de l'utilisation du réducteur de fréquence du hachoir optique sur des périodes d'accumulation de données de trois heures. En haut le pic d'amplitude principal, en bas la distribution des fréquences correspondantes.

Un autre effet à prendre en compte lors du changement de disque est le changement de puissance perçue par la photo-diode, comme expliqué en section 3.2.2. Pour le passage d'un disque de 10 trous à 30 trous, le rapport R_L entre la largeur d'un trou et celle du faisceau laser diminue d'un facteur 3, ce qui équivaut à une perte de puissance qui peut se retrouver expérimentalement comme le montre la figure 3.19. On constate une perte d'amplitude de 1.9%, qui est à comparer avec la valeur estimée par la simulation de 1.8%. Une incertitude sur l'amplitude du pic principal de 0.1% associée au fait de changer de disque doit donc être prise en compte.

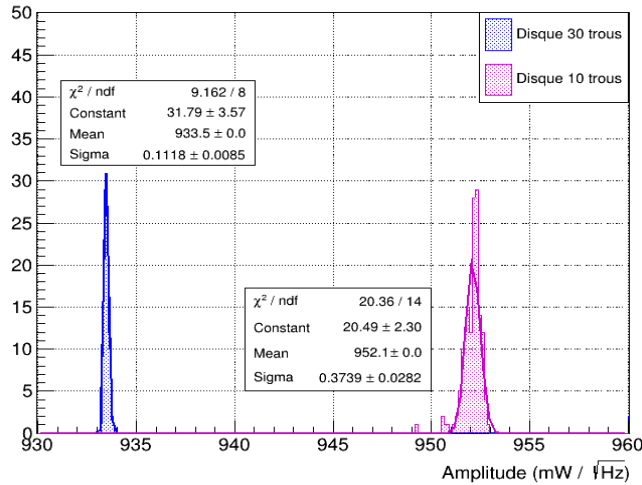


FIGURE 3.19 – Perte d'amplitude de $\sim 1.9\%$ liée au passage d'un disque de 10 trous à un disque de 30 trous. Trois heures d'accumulation de données ont été utilisées.

Compte tenu de ces effets, plusieurs séries de mesures sont prises et présentées en figure 3.21. Sur ce graphe, nous voyons les points pour lesquels le réducteur a été utilisé, provoquant une large augmentation des incertitudes. Une tendance particulière traduisant une réponse plus faible de la photo-diode de $\sim 0.05\%$ entre 8 et 30 Hz semble apparaître lorsque l'on considère les points verts et jaunes. Les incertitudes liées à ces points étant cependant de l'ordre de 1%, cet effet n'est pas significatif. Pour une mesure précise à basse fréquence, il faut peu de trous dans le disque (deux par exemple) et que le moteur tourne dans son régime de fonctionnement (loin des limites de rotation lente et rapide). Le but est d'améliorer la mesure de fréquence de rotation du moteur lorsque le signal que l'on mesure est à basse fréquence. Des disques ont été fournis avec 2 et 5 trous, mais ont aussi 2 et 5 trous pour la mesure de la fréquence d'occurrence des trous f_t , utilisée dans la boucle de contrôle en fréquence, effectuée par le capteur interne du hachoir optique. Ceci ne permet ni une mesure précise ni un ajustement de la consigne. L'idée est alors d'augmenter le nombre de trous pour la lecture du capteur interne tout en diminuant le nombre de trous pour le signal que l'on mesure envoyé vers le photo-capteur. Afin d'atteindre ce but, il a été décidé de faire fabriquer un nouveau disque particulier permettant une mesure à basse fréquence (si possible sans avoir recours au réducteur de fréquence afin de maximiser la stabilité sur la fréquence). Ce disque comporte ainsi deux zones avec un nombre de trous différents. Sur l'extérieur du disque 200 trous ont été faits, de sorte à ce que le régime de fonctionnement du moteur et la mesure faite par le capteur interne reste stable. Plus au centre du disque, notamment là où passe le faisceau laser, seulement 2 trous ont été fait, de sorte à reproduire une réduction de la fréquence d'un facteur 100. Ce disque permet ainsi de balayer une plage de basses fréquences qui englobe la zone entre 8 et 100 Hz et préserve la précision de la mesure. Une image de ce disque est donnée sur la figure 3.20.



FIGURE 3.20 – Disque fabriqué comportant deux trous au centre et 200 à l’extérieur.

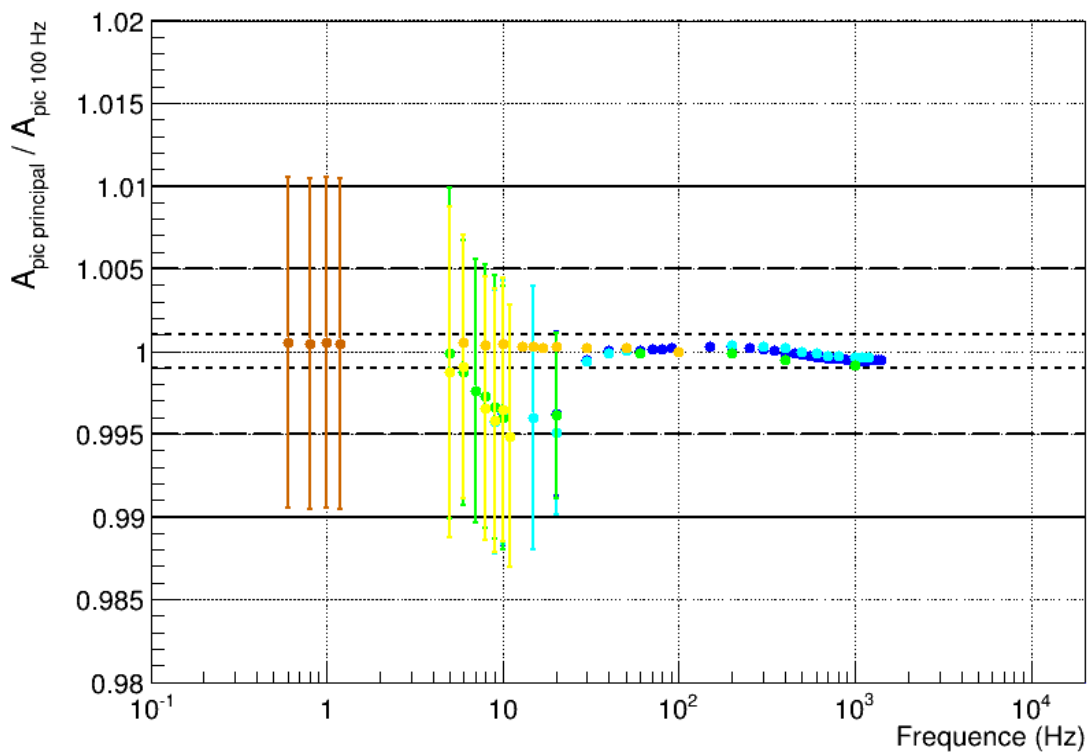


FIGURE 3.21 – Mesure de la réponse fréquentielle de la photo-diode de lecture avec le hachoir optique. Chaque couleur représente une série de mesures différentes. Seules les incertitudes statistiques sont représentées. Les incertitudes d’une amplitude de $\sim 0.5\%$ à 1% correspondent aux mesures effectuées avec le réducteur de fréquence. Des lignes horizontales représentant une platitude de la réponse à 0.1% , 0.5% et 1% sont représentées. Les points de couleur orange (sans réducteur de fréquence) et marron (avec réducteur de fréquence) correspondent à l’utilisation du disque fabriqué.

Grâce au nouveau disque, la perte de précision due à l'utilisation du réducteur peut être évitée sur la bande de fréquence utile des détecteurs. L'incertitude liée à l'amplitude du pic principal sans réducteur reste stable sur cette plage de fréquence, avec une valeur maximale de 0.02%, comme le montre la figure 3.22. Une erreur systématique non représentée ici réside dans la dépendance de ce type de photo-diode avec la température comme $+0.5\%/^{\circ}\text{C}$. Une série de mesures étant prise en continu, cette dépendance n'affecte que peu les résultats, la salle blanche du laboratoire d'optique du LAPP étant stable en température (les variations typiques de température étant de l'ordre de 0.1°C sur quelques heures, la variation d'amplitude lue sur la photo-diode en résultant étant de l'ordre de 0.05%, ce qui explique que certains points sur des séries de mesures différentes puissent ne pas se recouvrir en prenant en compte la simple erreur statistique, mais n'impacte que faiblement la réponse fréquentielle qui reste plate à 0.1% près).

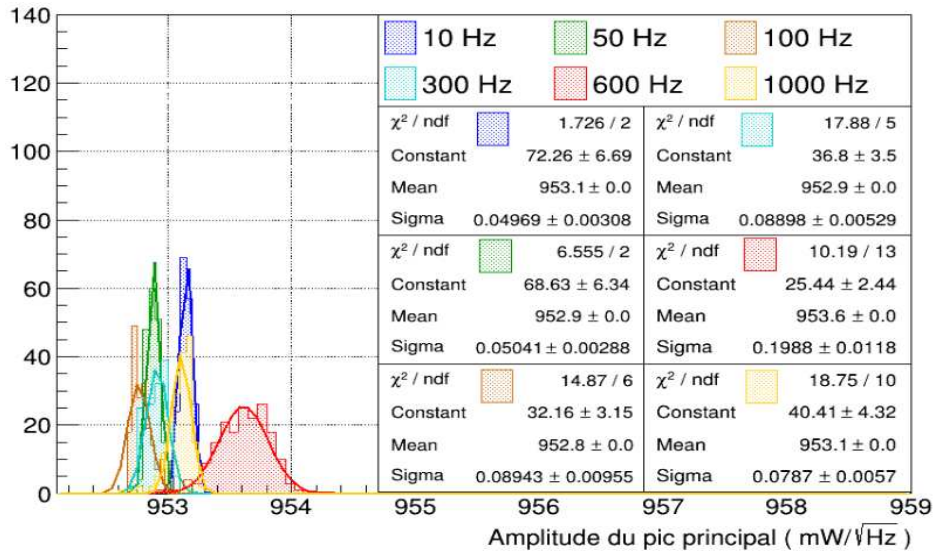


FIGURE 3.22 – Distribution du pic d'amplitude principal à différentes fréquences pour des prises de données de 3 heures.

3.2.5 Combinaison des méthodes de mesure de la réponse fréquentielle

L'objectif de l'utilisation du hachoir optique est de valider une méthode plus pratique en terme de temps de mesure et de place occupée sur le banc optique qui est la mesure par éclairage LED pilotée en courant par la carte prototype. Pour rappel, tous les éléments de la mesure de la réponse fréquentielle par l'utilisation du prototype sont contrôlés, à l'exception de la LED elle-même, dont la maîtrise de la modulation en fréquence est complexe. Cette dernière peut ainsi déformer la consigne imposée et donc biaiser la mesure de la réponse fréquentielle d'un photo-détecteur. La comparaison de la mesure de réponse fréquentielle par deux méthodes distinctes comme représentée en figure 3.23 permet de quantifier cette déviation.

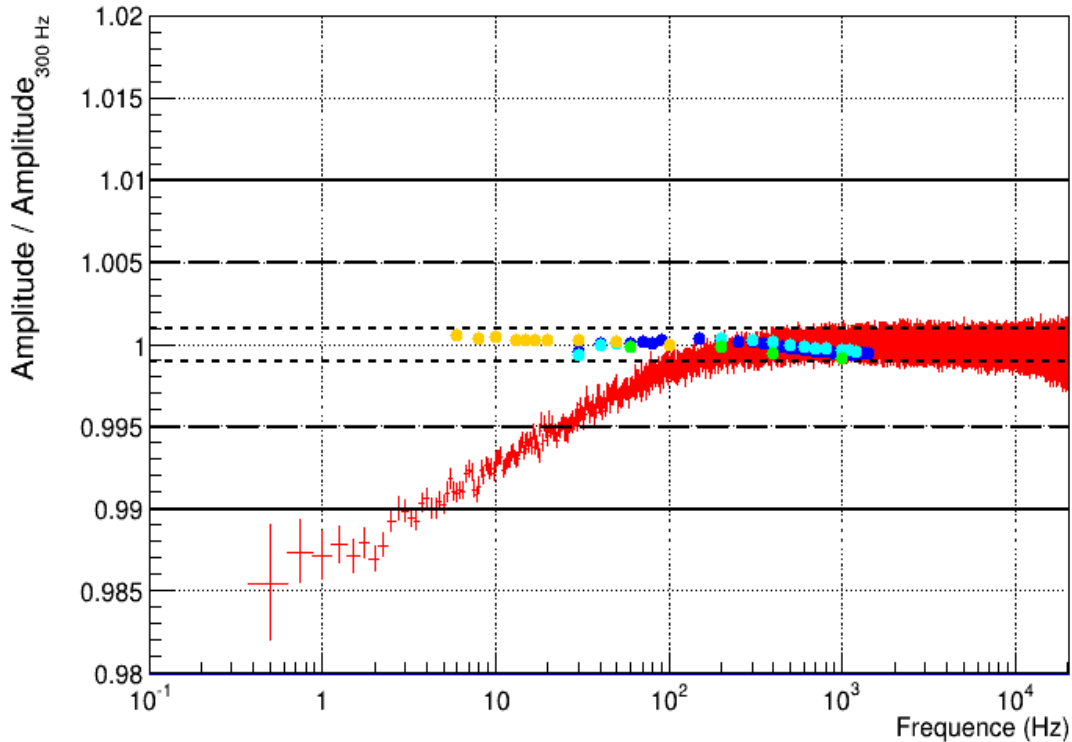


FIGURE 3.23 – Comparaison des deux méthodes de mesure de la réponse fréquentielle sur la photo-diode de lecture de type PCal (en rouge nous retrouvons la courbe présentée en figure 3.8). En ce qui concerne la mesure avec le hachoir optique, seules les séries de mesures ne prenant pas en compte le réducteur de fréquence sont utilisées. Les points de couleur bleu, cyan et vert correspondent à des séries de mesures effectuées avec le disque à 10 trous. Les points oranges correspondent à une série faite avec le nouveau disque présenté en figure 3.20.

Ainsi la déviation expliquée en figure 3.8 semble provenir de la LED, qui a un donc effet sur la mesure. Seule la comparaison des méthodes permet de conclure quant à cette déviation. Les résultats sont cohérents au delà de 200 Hz. En dessous de cette valeur, la LED provoque une déviation de la mesure de la réponse fréquentielle qui décroît de façon linéaire en fonction du logarithme de la fréquence. Cette déviation est estimée à -0.5% à 25 Hz et augmente jusqu'à 1% à 5 Hz par rapport à la mesure de référence prise avec le hachoir optique. Ainsi cette déviation inhérente à la méthode de mesure utilisant le prototype doit être prise en compte pour de futures mesures sur les photo-détecteurs des bancs optiques de détection de l'interféromètre. L'utilisation d'une méthode opto-mécanique permet ainsi de calibrer la modulation en fréquence de l'éclairement de la LED.

3.3 Mesure de la réponse fréquentielle de la *Working Sphere* Virgo

L'outil servant à calibrer la puissance du faisceau laser auxiliaire utilisé pour le PCAL ainsi que ses photo-diodes de contrôle est une sphère intégrante. Ce détecteur sphérique représenté en figure 3.24 permet, comme son nom l'indique, de mesurer précisément la puissance d'une source

en l'intégrant de façon spatiale. Lorsque le faisceau émis par la source et collimaté entre dans la sphère il se réfléchit sur un matériau qui diffuse de façon homogène appelé spectralon. De cette façon la lumière de la source est répartie de façon uniforme dans la sphère ce qui permet de faire abstraction des éventuelles inhomogénéités spatiales en préservant toute la puissance du faisceau. Autrement dit ce détecteur est indépendant de la forme et de l'inclinaison du faisceau entrant.

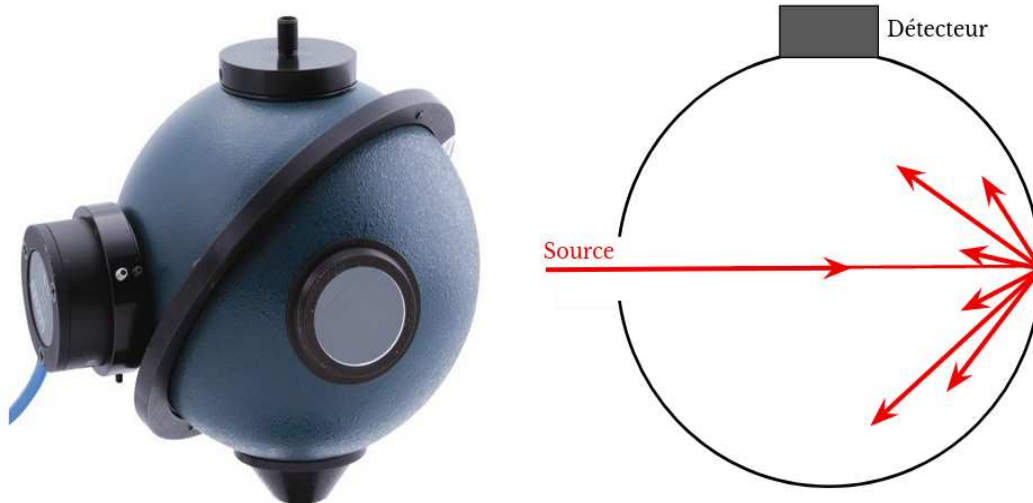


FIGURE 3.24 – Sphère intégrante et son principe de fonctionnement. Elle est fournie avec son puissance-mètre. Crédit : fournisseur *Newport*.

Ce modèle de sphère intégrante permet de mesurer des puissances sur plusieurs ordres de grandeurs, allant d'une dizaine de micro Watt à une dizaine de Watt. Bien qu'il soit volumineux cet outil est idéal pour des calibrations en puissance. Pour rappel nous voulons mesurer la réponse fréquentielle des sphères intégrantes dans la bande de fréquence utile du détecteur pour ne pas déformer la réponse des actionneurs électromagnétiques mesurée entre 10 Hz et 2 kHz. Pour O5 il est prévu d'étendre cette mesure à plus basse fréquence afin de garantir l'étalonnage des actionneurs électromagnétiques qui repose sur la mesure du gain de calibration (mesuré en *DC* sous 10 Hz et utilisé pour un étalonnage au dessus de 10 Hz).

3.3.1 Étalon de référence et inter-calibration du réseau d'interféromètres

Les données de la collaboration sont analysées simultanément par les *pipelines* d'analyses produisant des événements en coïncidence. Or le signal d'onde gravitationnelle h_{rec} de chaque détecteur d dépend de chaque facteur d'étalonnage η^d comme suit :

$$h_{rec}^d(t) = \eta^d \cdot h_{rel}^d(t) \quad (3.4)$$

Ce facteur dépend lui même de l'étalon de référence utilisé pour calibrer l'ensemble d'un interféromètre. Le cas idéal d'un étalonnage parfait pour lequel $\eta^d = 1$ est utopique. Ainsi l'étalonnage relatif en amplitude de chaque détecteur peut être biaisé par l'utilisation d'un étalon différent, ce qui impacte directement le signal d'onde gravitationnelle h_{rec} de chaque détecteur ainsi que les mesures des paramètres liés aux événements produits par les chaînes d'analyses (la distance par exemple, servant à la mesure de la constante de Hubble H_0 , etc ...). Ce fut le cas entre Virgo et

les détecteurs de LIGO jusqu'à la période d'observation O3 pour laquelle les sphères intégrantes sont entrées en jeu. En effet depuis que le PCAL sert de référence pour la calibration des systèmes d'actionneurs électromagnétiques des miroirs, il convient d'étalonner le PCAL de chaque interféromètre de la même façon. Ce dernier utilise un faisceau laser auxiliaire, identique pour les trois détecteurs, qui se doit donc d'être étaloné en puissance, par un étalon de référence unique commun aux trois détecteurs qui est une sphère intégrante appelée la *LIGO Gold Standard* (GS). Pour O3 cet étalon commun a ainsi permis d'obtenir un facteur d'étalonnage commun aux trois détecteurs η . En pratique cette sphère intégrante étalon est calibrée une fois par an aux États Unis par le NIST (*National Institute of Standards and Technology*) puis replacée dans le laboratoire d'optique de l'interféromètre LIGO *Hanford*. Elle est déplacée uniquement pour son ré-étalonnage annuel afin de limiter les interactions pouvant entraîner des variations se répercutant à différentes échelles par la suite. Chaque interféromètre dispose en parallèle de cette référence une sphère intégrante appelée *Working Standard* (WS), qui sert directement à la calibration des photo-détecteurs des PCALs (*PCal Power Sensors*). Dans le cas de Virgo une sphère de référence GSV a été assemblée au LAPP, où elle demeure, et sert à étalonner la WSV qui est transportée sur le site du détecteur à Cascina afin d'étalonner les PCALs.

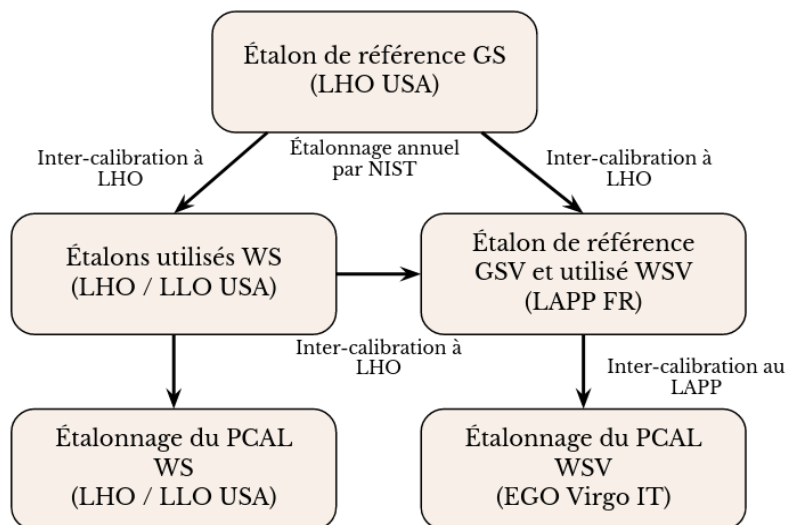


FIGURE 3.25 – Inter-calibration depuis l'étalon de référence GS jusqu'aux PCAL de chaque interféromètre pour O3.

Le problème lié à cette stratégie est que les mesures d'inter-calibration entre sphères doivent être physiquement faites à un seul endroit, où réside la GS, et ce pour les WS de chaque interféromètre du réseau. Ces derniers se voient alors privés de sphère étalon de travail calibrée pour de longues durées. En prévision de la période d'observation O4, une collaboration entre la LVK, le NIST et l'agence nationale de métrologie PTB (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt*) a permis de revoir cette stratégie en introduisant des sphères dites de transfert de calibration (*Transfer Standards A,B*) au sein du réseau. Chaque interféromètre dispose ainsi de son étalon de référence GS local des WS de travail permettant un transfert de calibration complet des TS vers les PCALs. Ces sphères de transfert sont des GS conçues de sorte à minimiser la dépendance en température du photo-détecteur qu'elles contiennent [205].

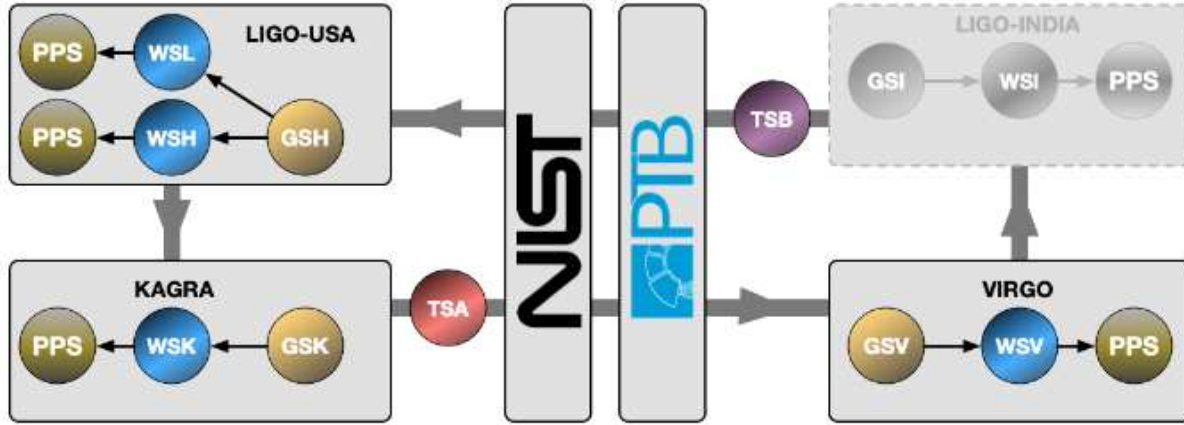


FIGURE 3.26 – Stratégie d’inter-calibration utilisant les sphères de transfert TS, tiré de [193].

Comme le montre la figure 3.26, les TS circulent dans la boucle du réseau d’interféromètre de sorte à ce que chaque GS locale soit inter-calibrée avec une TS tout les six mois. Le NIST et le PTB se chargent de vérifier l’étalonnage des étalons de transfert deux fois par an. Ainsi toute déviation ayant eu lieu pendant le transit d’une TS se répercutant sur l’étalonnage d’une GS devrait être révélé par ce schéma circulaire.

3.3.2 Intérêt de la calibration en réponse fréquentielle des sphères intégrantes

Jusqu’à présent, l’étalonnage des sphères intégrantes par inter-calibration entre les différentes GS de chaque interféromètre repose sur la mesure d’un facteur de transfert de calibration Γ qui est appliqué lors de l’étalonnage de la puissance des photo-détecteurs associés au PCal. Ce facteur est défini comme le ratio des réponses ρ des sphères que l’on cherche à inter-calibrer [87], par exemple les mesures effectuées au LAPP visent à mesurer :

$$\Gamma_{WSV/GSV} = \frac{\rho_{WSV}}{\rho_{GSV}} \quad (3.5)$$

Ainsi seule une calibration en puissance est prise en compte pour l’ensemble des sphères intégrantes, supposées réagir de façon constante sur la plage de fréquence considérée. Or quand bien même la calibration conjointe de la réponse des interféromètres décrite en équation 3.4 fait intervenir un facteur de calibration commun η , il n’est pas impossible que ce dernier varie selon la fréquence. Une mesure de la réponse fréquentielle de l’ensemble des éléments intervenants dans η est ainsi prévue pour O5 afin de révéler d’éventuels biais introduits dans la reconstruction du signal d’ondes gravitationnelles ainsi que leurs origines. Les premiers tests du NCal [84] indiquent un accord entre cette nouvelle méthode et la méthode de référence actuelle utilisant le PCal pour calibrer la réponse optique de l’interféromètre. Cet accord à 3% qui est de l’ordre de la somme des incertitudes systématiques faites avec les deux méthodes ne révèle aucune différence particulière dépendant de la fréquence. Ce résultat implique d’ailleurs que le biais dépendant de la fréquence (visible de par la forme de vague en figure 2.6) estimé à 3%, provient de l’algorithme de reconstruction du signal d’onde gravitationnelles (prenant racine dans la réponse optique de l’interféromètre ainsi que le *sensing* des photo-détecteurs de lecture des signaux de contrôles et de reconstruction du

signal). En raison de problèmes empêchant le verrouillage de l'interféromètre peu avant le début de la période d'observation O4 (Virgo ne rejoint d'ailleurs la période d'observation qu'en retard de quelques mois, le temps d'une phase de *comissioning* supplémentaire visant à le stabiliser dans sa phase améliorée *Advanced +*) la mesure de réponse fréquentielle des photo-détecteurs impliqués dans l'algorithme de reconstruction de h_{rec} n'est pas possible. Il est cependant possible de vérifier la forme de la réponse fréquentielle de la WSV par la mesure, nous nous intéressons ainsi dans cette section à la réponse fréquentielle de la sphère de travail WSV utilisée pour calibrer les PCals de l'interféromètre Virgo.

3.3.3 Mesure de la réponse fréquentielle de la *Working Standard* de Virgo

La méthode du hachoir optique a été utilisée dans le but d'étalonner la réponse fréquentielle de la WSV. La méthode de mesure via le prototype de carte de pilotage en courant d'une LED ne peut être utilisé directement sur la sphère car l'éclairement de la LED est insuffisant. La sphère de travail WSV peut ainsi être étalonnée en réponse fréquentielle au LAPP avant d'être utilisée ultérieurement pour l'étalonnage des PCal. De nouvelles mesures pourront être faites à différents intervalle à la manière de son ré-étalonnage en puissance.

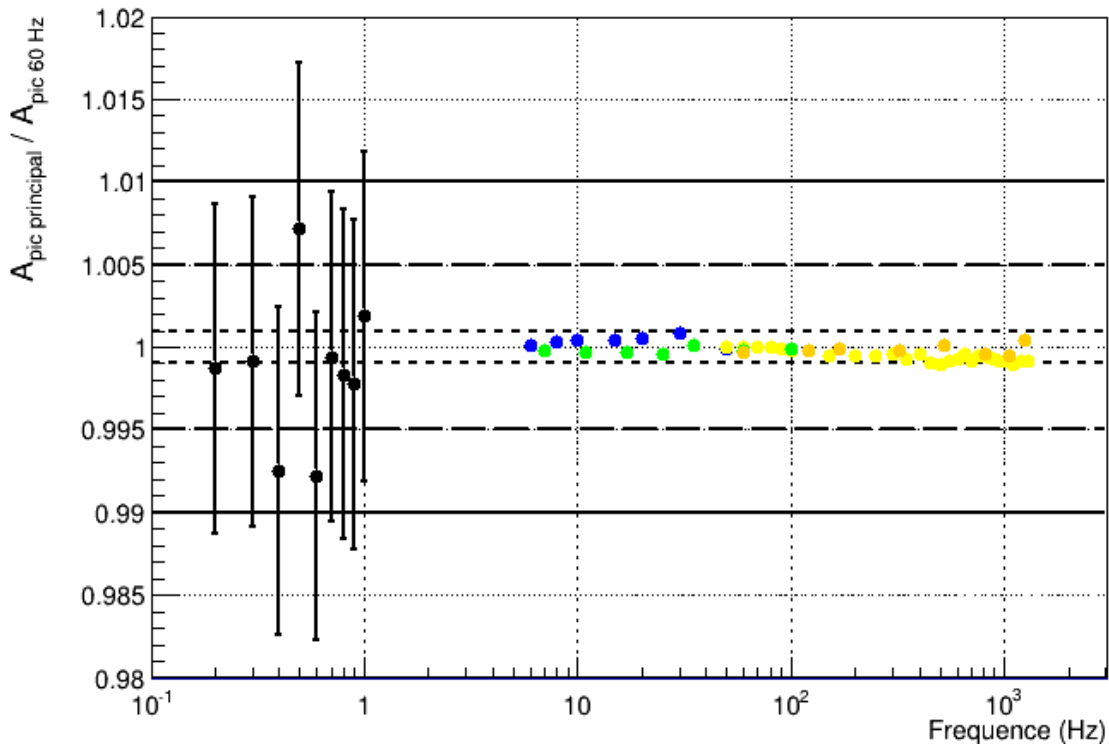


FIGURE 3.27 – Mesure de la réponse fréquentielle de la sphère de travail WSV avec le hachoir optique. Chaque couleur représente une série de mesures différentes (disque à 10 trous en jaune et orange, nouveau disque en bleu et vert). Les points en noirs correspondent à l'utilisation du nouveau disque avec le réducteur de vitesse. Seules les incertitudes statistiques sont représentées.

Des lignes horizontales représentant une platitude de la réponse à 0.1%, 0.5% et 1% sont représentées.

La mesure représentée en figure 3.27 indique une platitude de la réponse fréquentielle de la sphère WSV à 0.1% près entre 6 Hz et 1500 Hz. Entre 0.2 Hz et 1 Hz la réponse est plate à 1.8% près. Une erreur systématique liée à la variation de température de la sphère est estimée à 0.06%/°C pour les *Working Standards* [205]. Cette dépendance proviendrait de la dilatation thermique du revêtement diffusant de spectralon à l'intérieur de la sphère. De la même manière que pour la mesure effectuée sur la photo-diode de lecture du PCal, chaque série de mesures correspondant à une couleur est effectuée sur une courte période de temps durant laquelle les variations d'amplitudes mesurées induites par les variations de températures sont négligeables devant la précision requise d'une platitude à 0.1% près. Cette mesure, combinée à la mesure faite en figure 3.23 sur la photo-diode de type PCal, permet de vérifier qu'aucune déformation n'est introduite dans la réponse en fréquence lors de l'étalonnage des photo-diodes PCal sur la bande de fréquence allant de 10 Hz à 2 kHz.

Dans le cas de la WSV, il conviendrait d'étendre la mesure aux fréquences allant de 0.01 Hz à 10 Hz avec une précision de 0.1%. En effet le PCal est étalonné en puissance en *DC* et est utilisé pour calibrer les actionneurs électromagnétiques sur toute la bande fréquence utile de l'interféromètre. Afin de savoir si le gain mesuré en *DC* est le bon lors de cet étalonnage, et peut être appliqué pour les fréquences au delà de 20 Hz typiquement, il convient de vérifier que la WSV ne présente pas de quelconque variation en réponse fréquentielle à plus basse fréquence.

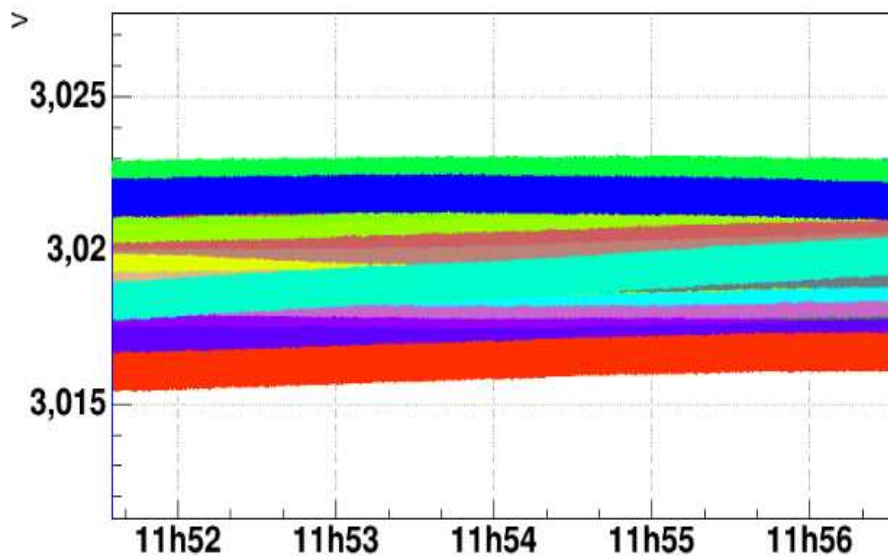


FIGURE 3.28 – Capteur interne de température de la sphère de travail WSV. Chaque couleur représente un point de mesure de la figure 3.27.

Le canal utilisé pour mesurer la température de la sphère n'ayant jamais été calibré, les valeurs indiquées sur la figure 3.28 sont en Volt. L'étalonnage de cette voie en température revient à appliquer un facteur de conversion qui ajoute simplement un *offset* à ces valeurs, sans modifier leurs variations relatives. Ainsi les variations de tension observées de 0.3% n'impliquent pas des variations de températures plus grandes que 0.5%. Compte tenu de la dépendance en température de la sphère de 0.06%/°C, il est légitime de négliger cette erreur systématique pour une précision requise de 0.1% de platitude de la réponse en fréquence.

Il est possible de mesurer la fonction de transfert entre la photo-diode de lecture et la sphère de

travail WSV. Elle permet de révéler si des déformations sont introduites entre les deux photo-captteurs. Autrement dit il est possible de quantifier à quel point leurs réponses sont similaires, sans pour autant nous donner la réponse fréquentielle spécifique d'un photo-captteur, pour laquelle il convient d'effectuer la mesure avec une des méthodes précédemment détaillées. La fonction de transfert est donnée en figure 3.29. Comme nous le voyons sur le module, la réponse en fréquence semble plate de 0.1 Hz à 10 kHz. la cohérence est proche de l'unité sur cette bande de fréquence, avec deux zones entre 0.1 Hz et 3 Hz ainsi que 700 Hz et 20 kHz dans lesquelles une baisse est observée (la cohérence reste cependant au dessus de 90% dans l'ensemble). On observe aussi l'effet du circuit électrique usuel induisant des pics d'amplitudes aux fréquences 50, 150, 250 et 350 Hz. En considérant le zoom du module en fonction de la fréquence, les deux zones où la cohérence décroît se traduisent pas une augmentation de la dynamique (les fluctuations sont plus intenses). Entre 10 Hz et 300 Hz la calibration d'un photo-captteur vers l'autre peut se transférer avec une précision de 4% sur le module. Cette précision se dégrade à plus de 10% à 1 kHz, compte tenu de cette fonction de transfert.

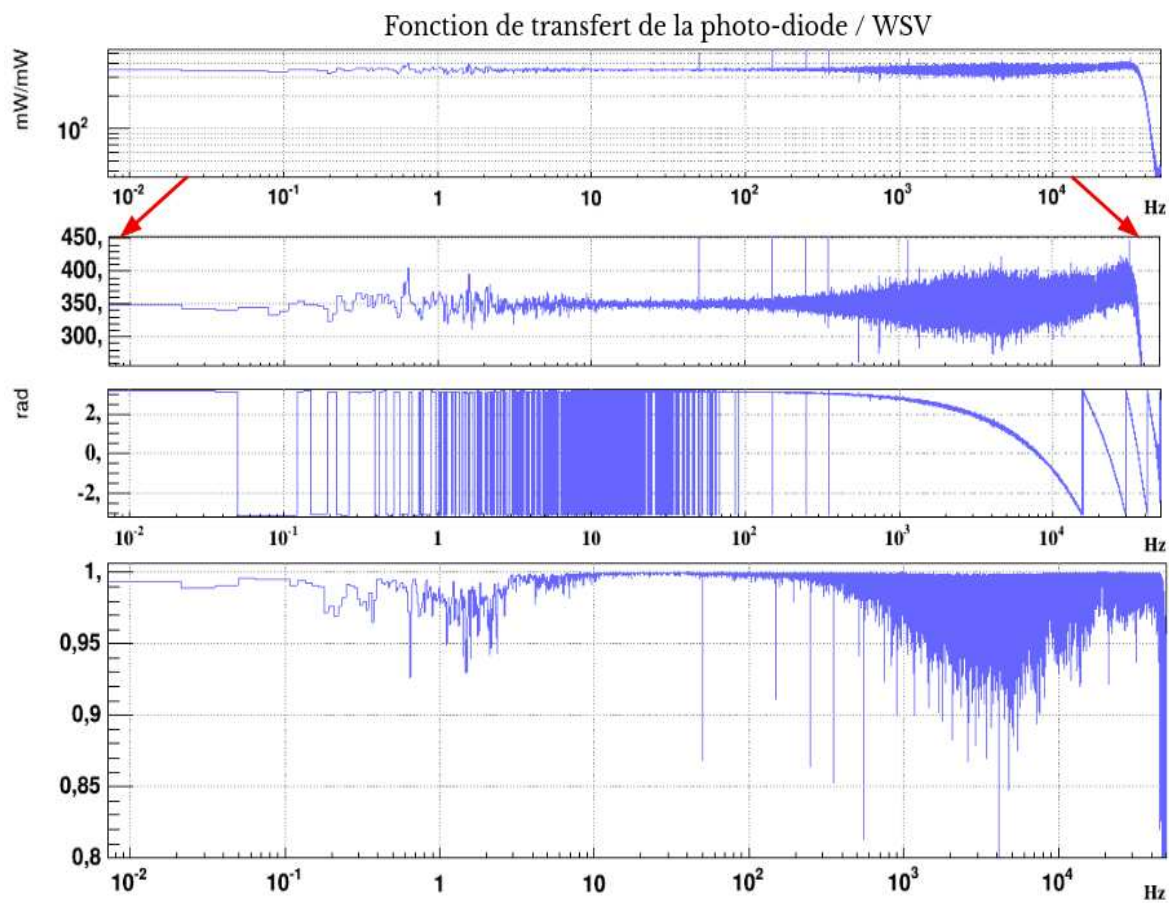


FIGURE 3.29 – Fonction de transfert entre le photo-diode de lecture et la sphère de travail WSV. De haut en bas sont représentés le module, un zoom sur ce dernier, la phase ainsi que la cohérence.

3.4 Conclusion et discussion

Deux méthodes ont été présentées dans ce chapitre, dans le but d'apporter une technique efficace de mesure de la réponse fréquentielle d'un photo-détecteur avec une précision de 0.1%. Une solution développée au LAPP permet de contrôler une LED en courant et d'effectuer cette mesure de manière non encombrante en quelques minutes. Cependant l'étape concernant le passage de la consigne dans la LED afin d'éclairer le photo-capteur dont on cherche à étalonner la réponse en fréquence n'est pas bien maîtrisée. La deuxième méthode utilisée permet de valider la première en quantifiant les éventuelles déformations apportées par la LED, composant dont on ne connaît à priori pas l'impact sur la mesure de la réponse fréquentielle d'un photo-capteur. Cette solution mécanique repose sur l'utilisation d'un hachoir optique. Le contrôle de cet instrument ainsi que la stabilisation en fréquence de rotation du moteur a été caractérisé afin d'obtenir une précision suffisante à 0.1% sur la bande de fréquence allant de 10 Hz à 2 kHz correspondant à la reconstruction du signal d'onde gravitationnelle. Bien que plus encombrante et nécessitant des mesures plus longues, cette solution est utilisée comme référence de mesure et permet de quantifier une déviation de la méthode de mesure via la carte de pilotage d'une LED. Les mesures sont en accord à 0.1% entre 300 Hz et 1500 Hz. En dessous de cet intervalle, la déviation augmente jusqu'à 0.5% à 20 Hz, et jusqu'à 1% à 4 Hz. Toute mesure effectuée avec la carte de pilotage LED doit ainsi tenir compte de cette déviation. L'objectif pour la période d'observation O4 est atteint : aucune déformation en réponse fréquentielle n'est induite lors de l'étalonnage des photo-capteurs PCal par la sphère de travail WSV. Une mesure à plus basse fréquence a pu être effectuée de 0.1 Hz à 1 Hz, et ne révèle pas de déformation notable à 1.8% de précision. Il conviendrait d'élargir cette mesure de 0.01 Hz à 10 Hz avec une précision de 0.1%.

Afin de couvrir une plus large bande de fréquence avec le hachoir optique, le réducteur de fréquence pourrait être ré-utilisé. Le facteur limitant est que la boucle de contrôle en fréquence ne permet pas de stabiliser cette dernière proche de la valeur consigne lorsque le moteur du hachoir optique est couplé au réducteur. Il est possible d'envisager une utilisation du hachoir optique en boucle ouverte, sans stabilisation fine sur la fréquence pour remédier à ce problème. Il conviendrait alors d'adapter l'analyse des données afin de vérifier que l'amplitude du pic principal lorsque la boucle est active est identique lorsque la boucle est inactive, mais en se répartissant sur un pic plus large défini avec plus de *bins* autour de la fréquence demandée. Bien que la précision sur la fréquence de rotation réelle se dégrade lors d'une utilisation en boucle ouverte, la précision sur l'amplitude du pic principal résultant pourrait se voir améliorée de quelques dixièmes de pour-cents. L'utilisation du réducteur permettrait alors, en utilisant des disques similaires, d'explorer des fréquences plus basses jusqu'au hertz avec une précision du même ordre que pour la bande de fréquence de reconstruction du signal de l'interféromètre. Cette zone basse fréquence est notamment utile pour la calibration des sphères et photo-diodes du PCAL. De nouveaux disques pourraient aussi être conçus afin d'explorer une plus large bande de fréquence.

Une caractérisation de la réponse en fréquence des photo-détecteurs impliqués dans le processus de reconstruction du signal de sortie du détecteur est prévue avant la période d'observation O5. Pour ce faire des cartes de pilotages tel que le prototype utilisé dans ce chapitre devront être développées et calibrées au LAPP à l'aide du hachoir optique. Une fois opérationnelles, elles pourront être installées sur les bancs optiques de l'interféromètre pour l'étalonnage des éléments du PCal et de la chaîne de lecture du signal de frange noire en réponse fréquentielle. Cette mesure devrait permettre d'apporter des informations plus précises concernant la dépendance en fréquence du signal reconstruit, ainsi que des incertitudes qui lui sont associées. Une incertitude correspondant à une enveloppe de h_{rec} dépendant de la fréquence mieux maîtrisée aurait des conséquences bénéfiques

sur l'analyse des données qui est basée sur ces signaux reconstruit pour chaque interféromètre. L'incertitude sur les paramètres de la source telle que la mesure de la distance se verrait améliorée. Une incertitude dépendant de la fréquence mieux maîtrisée permettra aussi sans doute de comprendre l'origine du biais de 3% induit dans la reconstruction du signal. Ce biais intervenant dans la bande de fréquence dans laquelle de nombreux éléments entrent en jeux et sont combinés pour reconstruire le signal h_{rec} (photo-diodes de lecture, signaux d'erreurs de contrôle de l'interféromètre, actionneurs électromagnétiques des miroirs et des marionnettes etc), l'étalonnage de l'interféromètre en réponse fréquentielle permettra aussi d'améliorer la précision de la réponse de chacun de ces composants.

Enfin, à la manière de l'inter-calibration effectuée pour la mesure du *sensing* des photo-diodes de lecture du signal de frange noire détaillée dans le chapitre précédemment, il serait judicieux de se servir de l'inter-calibration entre la photo-diode de référence ajoutée sur le banc optique EDB et celles sur le banc SDB2 pour avoir plus d'informations sur la réponse fréquentielle de ces composants en temps réel lors des phases d'observation du détecteur.

"Ce qui est maintenant prouvé ne fut jadis qu'imaginé."

William Blake

Chapitre 4

La recherche de coalescences de binaires compactes par le *pipeline* d'analyse à faible latence MBTA

Sommaire

4.1	Fonctionnement général de la chaîne d'analyse	128
4.1.1	La technique du filtrage adapté	128
4.1.2	Une chaîne d'analyse multi-bande	131
4.1.3	Espace des paramètres de la recherche	132
4.1.4	Mise en coïncidence des déclenchements	134
4.1.5	La production d'alertes en temps réel	138
4.2	Les <i>pipelines</i> dédiés à la détection de signaux transitoires	142
4.2.1	La recherche de Coalescences de Binaires Compactes	142
4.2.2	La recherche des <i>bursts</i> astrophysiques	143
4.2.3	Les chaînes dédiés à la gestion de l'astronomie multi-messenger	144
4.3	Les outils généraux existant durant O3	144
4.3.1	Jeux de données simulées : les injections	145
4.3.2	Les outils de gestion de la chaîne d'analyse	145
4.3.3	Le pré-traitement des données	146
4.3.4	Composants d'analyse de réjection de bruits dans un détecteur	147
4.3.5	Outils de réjection de bruits coïncidents	151
4.4	La chaîne d'analyse MBTA pour la période d'observation O4	153
4.4.1	Banque de calques	153
4.4.2	Statistique de classement et taux de fausses alarmes	156
4.4.3	L'envoi de pré-alertes	157
4.5	Conclusion	158

Un *pipeline* d'analyse est une architecture informatique de programmes fonctionnant en série et en parallèle. Une fois entrées dans une telle chaîne d'analyse, les données vont suivre divers processus de façon à en extraire le maximum d'informations avec la meilleure qualité possible. La collaboration LVK dispose à l'heure actuelle de plusieurs *pipelines* d'analyse dédiés à différents types de recherche de signaux d'ondes gravitationnelles. Dans ce chapitre nous détaillerons le fonctionnement du *pipeline* d'analyse à faible latence MBTA spécifique à la recherche de coalescences de binaires compactes sur lequel repose la majeure partie des travaux de ce manuscrit.

4.1 Fonctionnement général de la chaîne d'analyse

Le *pipeline* d'analyse MBTA (Multi-Band Template Analysis) [38] a été développé au Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules à partir de 2001 pour la recherche de signaux d'ondes gravitationnelles en temps réel de types transitoires issues de coalescences de binaires compactes. Son analyse a faible latence d'environ 1 minute depuis la réception des données des différents interféromètres jusqu'au transfert dans les bases de données et l'envoi d'alertes publiques profitant aux télescopes partenaires de la collaboration permet d'ouvrir la porte à l'astronomie multi-messager. Il existe deux types d'analyses, l'une dite en ligne permettant une analyse rapide en temps réel afin d'augmenter la probabilité d'observation de contreparties pour certains types d'événement. L'envoi d'alertes et la latence du *pipeline* sont donc primordiaux pour effectuer de l'astronomie multi-messager. L'autre analyse dite hors ligne permet quant à elle de mener des recherches plus approfondies sur l'ensemble des données d'une période d'observation afin d'en tirer le plus d'informations possible ainsi que de tester les améliorations apportées aux chaînes d'analyses.

Le fonctionnement général du *pipeline* est schématisé sur la figure 4.1. Les données provenant des trois différents interféromètres sont analysées de façon indépendante et simultanée, pour trois régions de l'espace des paramètres considéré correspondant aux sources de type BBH, BNS et NS-BH. Durant cette étape le flux de données de chaque détecteur est séparé en deux bandes de fréquence sur lesquelles est appliquée la technique du filtrage adapté qui sera détaillée ci après. À l'issue de cette étape des coïncidences temporelles seront recherchées parmi les déclenchements produits dans les trois flux de données. Des observables statistiques sont calculées lors de ces étapes d'identification comme une statistique de classement combinée et un taux de fausses alarmes, permettant de fixer un seuil de significativité pour les événements candidats finalement produits. Dès lors que ces événements passent les seuils de détection, ils sont enregistrés dans la base de données GraceDB de la collaboration afin de pouvoir envoyer des alertes rapides et commencer une étape d'estimation des paramètres de la source de façon plus détaillée.

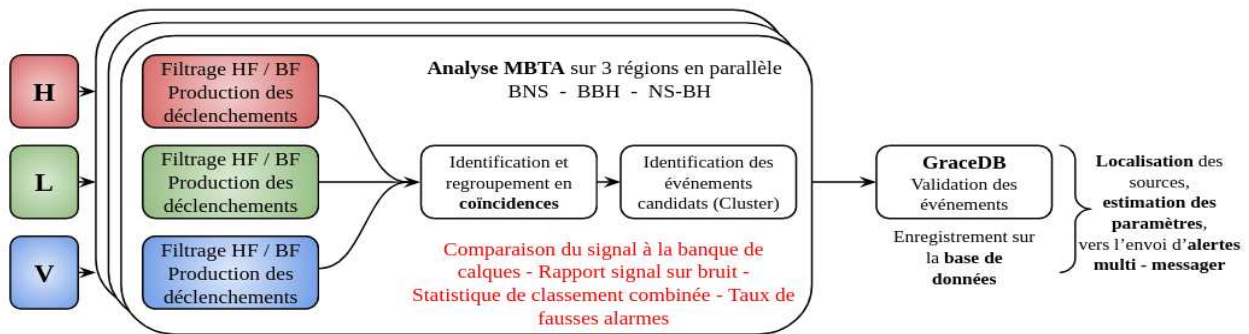


FIGURE 4.1 – Schéma du fonctionnement de la chaîne d'analyse MBTA.

4.1.1 La technique du filtrage adapté

La technique du filtrage adapté a été mise en évidence dans la littérature par Carl W. Helstrom comme étant la technique optimale de traitement linéaire de signal [106]. La forme d'onde provenant de sources astrophysiques comme les coalescences de binaires compactes étant bien connue et modélisée théoriquement, il convient alors de filtrer les données des interféromètres en les comparant à un ensemble de calques théoriques. Cette comparaison, qui est une inter-corrélation entre

le signal et le calque théorique, pondérée par l'inverse de la densité spectrale de bruit d'un interféromètre, définit le principe de base du filtrage adapté.

Pour définir les observables calculées lors de l'analyse par filtrage adapté on décompose le flux de données d'un interféromètre $s(t)$ en la somme d'un bruit général $n(t)$ produit par le détecteur ainsi que son environnement et $h(t)$ le signal d'onde gravitationnelle d'origine astrophysique. En pratique les équations s'écrivent dans le domaine fréquentiel :

$$s(t) = h(t) + n(t) \quad (4.1)$$

$$\tilde{s}(f) = \tilde{h}(f) + \tilde{n}(f) \quad (4.2)$$

On définit l'inter-corrélation z entre le filtre Q et le flux de données comme :

$$z = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{s}(f) \tilde{Q}^*(f) df \quad (4.3)$$

En pratique on regarde la valeur moyenne $\langle z \rangle$ de l'inter-corrélation. Le bruit étant supposé gaussien et stationnaire sa valeur moyenne est nulle, ce qui nous donne :

$$\mu \equiv \langle z \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \tilde{s}(f) \tilde{Q}^*(f) \rangle df = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(f) \tilde{Q}^*(f) df \quad (4.4)$$

Pour estimer l'erreur liée à la mesure de cette inter-corrélation nous définissons :

$$\delta z = z - \langle z \rangle \quad (4.5)$$

L'incertitude de l'inter-corrélation liée au bruit dans le détecteur, la variation de bruit, est donnée par :

$$\sigma \equiv \sqrt{\langle (\delta z)^2 \rangle} = \sqrt{\langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle} = \sqrt{\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2} \quad (4.6)$$

En considérant la densité spectrale de puissance des bruits de l'interféromètre $S_n(f) \equiv \langle \tilde{n} \tilde{n}^* \rangle$ et en définissant le produit scalaire (A, B) tel que :

$$(A, B) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(f) \tilde{B}^*(f) df \quad (4.7)$$

On définit le rapport signal sur bruit ou SNR (*Signal to Noise Ratio*) ρ comme le rapport entre la valeur moyenne de la corrélation croisée des détecteurs et la variation de bruit :

$$\rho^2 \equiv \frac{\mu^2}{\sigma^2} = \frac{\langle z \rangle^2}{\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2} = \frac{(\tilde{h}, \tilde{Q})^2}{S_n(\tilde{Q}, \tilde{Q})} \quad (4.8)$$

Écrivons également l'inégalité de Cauchy - Schwarz :

$$|(A, B)|^2 \leq (A, A)(B, B) \quad (4.9)$$

L'égalité ayant lieu si A et B sont colinéaires. Le meilleur calque pouvant être utilisé est celui qui maximise le SNR. Le filtre optimal est donc choisi proportionnel à \tilde{h} et prend la forme :

$$\tilde{Q}(f) = 2\alpha \frac{\tilde{T}(f)}{S_n(f)} e^{2i\pi t f} \quad (4.10)$$

Avec $\tilde{T}(f)$ le calque et α un facteur de normalisation tel que :

$$\tilde{T}(f) = \frac{\tilde{h}(f)}{\alpha} e^{-2i\pi t_0 f} \quad (4.11)$$

De cette manière l'équation 4.3 se met sous la forme :

$$z \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}^*(f)}{S_n(f)} e^{2i\pi t f} df \quad (4.12)$$

En pratique nous pouvons définir le résultat du filtrage adapté entre le signal d'un détecteur et le calque T , sous la forme d'une série temporelle de SNR (en anglais MFO pour *Matched Filtering Output*) comme :

$$(s, T)(t) = 4\alpha \Re \left(\int_0^{+\infty} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}^*(f)}{S_n(f)} e^{2i\pi t f} df \right) \quad (4.13)$$

Le rapport signal sur bruit optimal correspond ainsi à la valeur maximale du MFO lorsque le signal coïncide au mieux avec le calque optimal déclenché. Le temps d'arrivée et l'évolution de l'amplitude liée à un signal astrophysique potentiel dans les données sont ainsi suivis en temps réel. La phase de l'onde au moment de la coalescence quant à elle n'est pas connue. Afin de remédier à cela une marginalisation est faite sur la phase Φ . En outre nous définissons la série temporelle de rapport signal sur bruit complexe telle que :

$$(s, T)(t) = (s, T)_P(t) + i \cdot (s, T)_Q(t) \quad (4.14)$$

Avec une partie $(s, T)_P(t)$ dite en phase (correspondante à $\Phi = 0$) et une autre $(s, T)_Q(t)$ dite en quadrature (correspondante à $\Phi = \pi/2$). Cela permet de marginaliser sur la phase afin de l'éliminer en sommant la sortie du filtrage adapté pour les formes d'ondes à phase orthogonales. Le rapport signal sur bruit en découlant s'écrit sous la forme du module :

$$\rho^2 = \rho_P^2 + \rho_Q^2 \quad (4.15)$$

Approche bayésienne

Une approche bayésienne reposant sur le calcul d'une vraisemblance peut être utilisée pour la définition du rapport signal sur bruit lors d'une analyse par filtrage adapté. Les signaux d'ondes gravitationnelles étant cachés dans le bruit des détecteurs, leur extraction devient un problème statistique. La définition de cette vraisemblance repose sur le fait que les signaux astrophysiques vont modifier les caractéristiques statistiques du flux de données. Cette vraisemblance s'écrit comme le rapport de probabilité d'observer des données s (défini dans l'équation 4.2) sachant deux hypothèse considérées [117] :

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{P}(s|Signal)}{\mathcal{P}(s|Bruit)} \quad (4.16)$$

Dans le cas d'un bruit stationnaire et gaussien le logarithme de la vraisemblance s'écrit sous la forme [117] :

$$\ln \mathcal{L} = (s, h) - \frac{1}{2} (h, h) \quad (4.17)$$

Sous cette forme, la vraisemblance permet de définir le rapport signal sur bruit optimal :

$$\ln \mathcal{L}_{max} = \frac{1}{2} \rho_{opt}^2 = 2 \Re \left(\int_0^{+\infty} \frac{|\tilde{h}(f)|^2}{S_n(f)} df \right) \quad (4.18)$$

L'intérêt de cette approche consiste à utiliser le lemme de Neyman-Pearson [153], qui permet de prendre une décision quant à une hypothèse grâce à l'observation de données. Il peut être appliqué dans le cas de deux hypothèses mutuellement exclusives et exhaustives (cas binaire où une seule des hypothèses est vraie), et si l'on dispose d'un critère de performance pour évaluer le test d'hypothèses (le rapport signal sur bruit) sous la forme de rejet de l'hypothèse nulle (observer les données sachant qu'il n'y a que du bruit) alors qu'elle est vraie, ou bien l'acceptation de l'hypothèse nulle alors qu'elle fausse. Ces deux possibilités sont souvent appelées erreur de type I et II. Le lemme postule alors que la méthode de détection optimale est de comparer ce rapport signal sur bruit à un seuil donné, maximisant de ce fait la probabilité de détection. Il donne le test optimal qui minimise la probabilité d'erreur de type II parmi tous les tests ayant la même probabilité d'erreur de type I. L'enjeu est donc de trouver un bon compromis pour fixer ce seuil afin de maximiser le taux de détection tout en minimisant le taux de fausses alarmes.

4.1.2 Une chaîne d'analyse multi-bande

Le filtrage adapté s'effectue dans le domaine fréquentiel, afin de pouvoir utiliser les densités spectrales de puissances (PSD) du bruit dans les détecteurs. On utilise donc des transformées de Fourier rapides (FFT) du signal. Ces dernières sont ensuite convoluées à chaque calque appartenant à une "banque" pour produire la série temporelle de SNR. Si le signal à partir duquel le filtre adapté a été construit est présent dans les données, il contribue de manière cohérente à l'inter-corrélation définie dans l'équation 4.13, tandis que le bruit contribue de manière incohérente. Les calques se doivent d'être assez longs afin de suivre l'évolution des signaux sur toute la bande de fréquence sensible aux détections. L'échantillonnage doit être suffisamment élevé pour décrire les signaux jusqu'à l'instant de la coalescence. Or plus un calque est long plus il couvrira une portion petite de l'espace des paramètres, un plus grand nombre sera nécessaire pour couvrir l'espace des paramètres recherché. La durée des FFT dépend de tous ces points et varie typiquement de quelques secondes à quelques centaines de secondes selon la région de recherche explorée. Le calcul des FFT est l'un des points de plus coûteux en terme de puissance de calcul. Afin de réduire ce coût ainsi que de ne pas impacter la latence de la chaîne d'analyse, le filtrage adapté décrit plus haut est réalisé en parallèle sur deux bandes de fréquences séparées par une fréquence de coupure f_c choisie de sorte à ce que le rapport signal sur bruit soit équitablement réparti entre elles. L'inter-corrélation se fait ainsi dans chaque bande, la banque de calques se voit donc aussi divisée en deux bandes. Les calques VT dit virtuels car n'étant pas directement comparés aux données sont divisés en calques RT dit réels, plus court dans chaque bande de fréquence. Tout ceci limite le nombre de calques ainsi que la durée des FFT. Les calques étant plus courts le signal effectue moins de cycles dans chaque bande, la fréquence d'échantillonnage peut être réduite notamment dans la bande basse fréquence qui est sous échantillonnée. Ainsi $(s, T)_P(t)$ et $(s, T)_Q(t)$ sont calculés individuellement

dans chaque bande puis recombinaés de sorte à récupérer en moyenne le même SNR que sur une seule bande de fréquence. L'équation 4.13 devient :

$$(s, T)(t) = 4\alpha \Re \left(\int_{f_{min}}^{f_c} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}^*(f)}{S_n(f)} e^{2i\pi t f} df + \int_{f_c}^{f_{max}} \frac{\tilde{s}(f)\tilde{T}^*(f)}{S_n(f)} e^{2i\pi t f} df \right) \quad (4.19)$$

La bande de fréquence globale allant de $f_{min} > 10Hz$ à $f_{max} = 2048Hz$. La plus grande partie du signal résidant dans la bande basse fréquence nous avons $f_c = 80Hz$ pour la région 1 de l'espace des paramètres (BNS) et $f_c = 85Hz$ pour les régions 2 et 3 (NS-BH et BBH).

Lors de l'initialisation de l'analyse une étape importante permet de calculer la répartition de SNR attendue dans chaque bande de fréquence. Celle ci est définie en fonction des différents calques pour chaque bande de fréquence i comme :

$$\alpha_i = \frac{(RT_i, RT_i)}{(VT, VT)} \quad (4.20)$$

À partir de cette grandeur est défini un seuil local de SNR dans chaque bande de fréquence i dépendant du seuil global de l'analyse ainsi que de la répartition de SNR tel que $SNR_{seuil}^i = SNR_{seuil} \cdot \sqrt{\alpha_i}$. Un calque réel ayant un maximum de série temporelle MFO local supérieur à ce seuil va déclencher tout ses calques virtuels associés. Afin de recombinaer de façon cohérente les résultats du filtrage des calques réels des deux bandes de fréquence il convient de les aligner par translation temporelle de la série MFO et par une rotation de phase. La bande LF se voit sur échantillonnée pour permettre cette somme cohérente :

$$(s, VT)(t) = (s, RT_{LF})(t) + e^{i\Delta\Phi} \cdot (s, RT_{HF})(t + \Delta t) \quad (4.21)$$

Le résultat de ce filtrage adapté recombinaé est ensuite comparé à l'auto-corrélation du calque virtuel déclenché pour définir le rapport signal sur bruit du déclenchement ainsi produit. Si ce dernier passe le seuil de SNR global de l'analyse, fixé à 4.8 pour la période d'observation O3A, le déclenchement est sauvegardé dans les données.

4.1.3 Espace des paramètres de la recherche

La technique du filtrage adapté utilisé par la chaîne d'analyse MBTA repose sur une inter-corrélation entre d'une part le flux de données provenant de chaque détecteur et d'autre part un ensemble de calques couvrant l'espace des paramètres des coalescences de binaires compactes recherché. Cette banque de calques est construite selon un processus stochastique consistant à placer des points de façon aléatoire dans l'espace des paramètres de sorte à ce que la perte de SNR due à la nature discrète du pavage de l'espace des paramètres soit limité à 3% [40]. Autrement dit, il existe une correspondance minimale entre le flux de donnée et un calque appelée "*minimal match*", fixée à 97% lors du filtrage adapté. Augmenter cette valeur permettrait d'avoir des correspondances plus précises entre les données et les calques lors d'un déclenchement, mais augmenterait aussi grandement le nombre de calques pour couvrir l'espace des paramètres ainsi que la mémoire et la puissance de calcul utilisée lors d'une l'analyse.

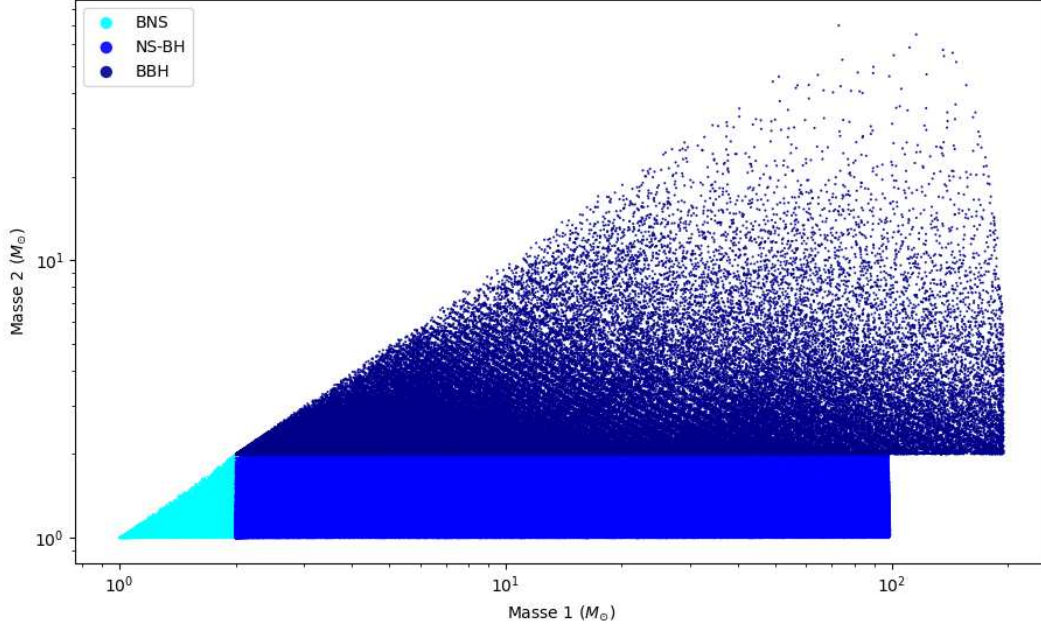


FIGURE 4.2 – Banque de calques utilisée couvrant l’espace des paramètres recherché pour les 3 types de CBC pendant la période d’observation O3. Du plus clair au plus sombre nous avons la région 1,2 et 3.

Les calques utilisés pour l’analyse MBTA correspondent à des signaux de forme d’onde définis par 4 paramètres : les masses M_1 et M_2 des 2 corps avec comme convention $M_1 \geq M_2$ ainsi que les spins sans dimension supposés parallèles aux moments angulaires orbitaux χ_1 et χ_2 . Les formes d’onde des calques de la banque sont calculés jusqu’à un certain ordre post-Newtonien [31, 28]. La banque est générée grâce à la librairie LALSimulation [1] de la collaboration qui utilise des approximations de type *TaylorF2* pour les BNS et *SEOBNR* (*Spinning Effective-One-Body Numerical Relativity*) pour les 2 autres régions [30, 46, 27, 162]. Lors d’une analyse, les formes d’ondes correspondantes aux calques sont initialisées par des techniques similaires dans le domaine temporel. Chaque calque virtuel VT est ainsi associé à un calque réel RT basse fréquence ainsi qu’un calque réel à haute fréquence. Le tableau suivant résume la banque de calques utilisée par MBTA pour la période d’observation O3.

Région	M_1 (M_\odot)	M_2 (M_\odot)	$ \chi_{1,z} _{max}$	$ \chi_{2,z} _{max}$	f_0	f_c	VT .10 ³	RT LF .10 ³	RT HF .10 ³	Forme d’onde
1	[1 ; 2]	[1 ; 2]	0.05	0.05	25	80	27	7	2	TaylorF2
2	[1 ; 2]	[2 ; 100]	0.997	0.05	23	85	524	133	12	SEOBNRv4
3	[2 ; 195]	[2 ; 195]	0.997	0.997	23	85	176	50	6	SEOBNRv4

TABLE 4.1 – Résumé de la banque de calques utilisée par le *pipeline* MBTA lors de la période d’observation O3 pour les régions 1 (BNS), 2 (NS-BH) et 3 (BBH).

Une partie de la région 3 correspondant aux calques à faible durée (de l’ordre de 3 secondes à partir d’une fréquence minimale de $f_{min} = 21$ Hz) est dupliquée afin de constituer une région 4.

Cette portion de l'espace des paramètres nécessite une deuxième analyse, sans *gating* mais avec un seuil de déclenchement près de quatre fois plus élevé, suite à la mise en évidence de problèmes causés par cet outil qui sera discuté en section 4.3.3.

4.1.4 Mise en coïncidence des déclenchements

Pour chaque détecteur et ce de façon indépendante, la première étape de l'analyse consiste en un filtrage du flux de données par la banque de calques, à la suite de quoi des déclenchements sont produits. Afin de rejeter la plus grande partie des déclenchements, constituée de bruits transitoires environnants, les résultats du filtrage adapté du réseau de détecteurs sont croisés. En prenant en compte l'incertitude sur le temps d'arrivée d'une onde gravitationnelle dans un détecteur ainsi que la vitesse de l'onde, des fenêtres temporelles sont définies (de $\pm 15ms$ entre les détecteurs H1 et L1 et $\pm 35ms$ entre les 2 détecteurs de LIGO H1 L1 avec le détecteur de Virgo V1) pour ne sélectionner que des signaux vus par plusieurs détecteurs augmentant ainsi la probabilité d'avoir un signal astrophysique. Des coïncidences temporelles sont produites. Sont sauvegardées comme déclenchement en coïncidence par la chaîne d'analyse celles dont le calque virtuel déclenché est identique dans la première étape de l'analyse des différents détecteurs ayant vu ce signal au même moment. Ainsi une détection en coïncidence garantit la similitude des caractéristiques d'un signal ayant été vu au même moment par plusieurs détecteurs. Pour un réseau de N détecteurs, il en existe :

$$NB_{coincidence} = \sum_{i > 1}^N \binom{n}{i} \quad (4.22)$$

La collaboration LIGO - Virgo permet donc de fournir 4 types de détections en coïncidences, les doubles comme HL, HV et LV, ainsi que la triple coïncidence HLV qui en pratique est construite lorsque le calque déclenché d'une coïncidence HL et HV est identique dans le déclenchement du détecteur H1. Le *pipeline* MBTA produit quand à lui 3 types de coïncidences en plus, dites pseudo triples, qui correspondent au cas d'une double coïncidence lors de laquelle le même calque est déclenché dans le troisième détecteur mais avec un rapport signal sur bruit sous le seuil de détection. Elles sont notées HL-Von, HV-Lon et LV-Hon. En plus d'éliminer un bon nombre de faux signaux, la détection en coïncidence permet d'estimer la position de la source potentielle de l'onde dans le ciel. En effet comme l'illustre la figure 4.1.4, une triangulation est effectuée en prenant en compte le temps d'arrivée de l'onde dans les interféromètres l'ayant détectée. Selon cette différence de temps et l'angle dont provient l'onde par rapport à la droite liant deux détecteurs, un cercle est défini. Il correspond à toutes les directions équivalentes dont peut provenir l'onde, comme représentés dans la figure 4.1.4. Ces cercles se coupent à l'endroit d'où provient le signal.

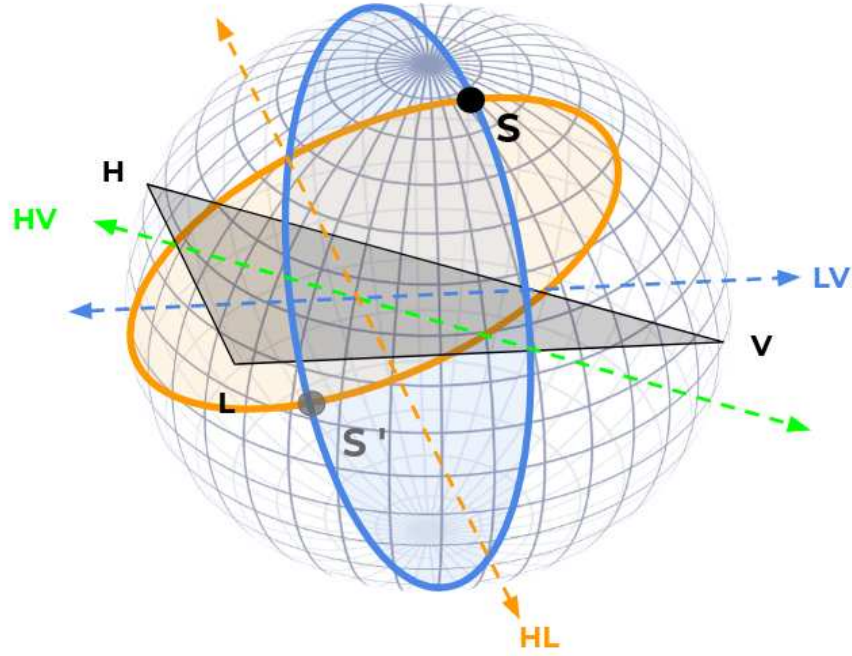


FIGURE 4.3 – Schéma de la localisation d'une source émettrice par triangulation pour le réseau de détecteurs LIGO-Virgo. La différence de temps d'arrivée d'un signal entre deux détecteurs permet de définir un cercle centré sur la ligne entre deux interféromètres. Le croisement de ces plans permet de localiser la source, provenant du point S, et de définir son image par rapport au plan que forme les détecteurs, le point S'. Le cercle correspondant à une coïncidence HV n'est pas représenté ici pour plus de clarté. Figure inspirée de [187]

Rapport signal sur bruit d'une coïncidence

Comme pour les déclenchements issus du filtrage adapté dans chaque flux de données, il convient de quantifier la significativité des coïncidences produites. Le rapport signal sur bruit de chaque déclenchement individuel de la coïncidence se voit combiné aux autres pour former le SNR combiné (cSNR). En outre, sous l'hypothèse que les bruits des différents détecteurs sont indépendants la vraisemblance d'observer un signal en coïncidence dans N détecteurs est le produit des vraisemblances individuelles définies dans l'équation 4.16 :

$$\mathcal{L}_{\text{combin}} = \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i \quad (4.23)$$

Par un raisonnement analogue à celui menant à l'équation 4.18 la combinaison de ces vraisemblances se maximise comme :

$$\ln \mathcal{L}_{c,\text{max}} = \frac{1}{2} \sum_i^N \rho_{i,\text{opt}}^2 \quad (4.24)$$

En somme, le rapport signal sur bruit combiné de la coïncidence s'exprime comme la somme quadratique des SNR des déclenchements produits lors de la première étape de l'analyse dans

chaque détecteur :

$$cSNR^2 = \rho_c^2 = \sum_i^N \rho_i^2 \quad (4.25)$$

Calcul d'un taux de fausse alarme

La détection d'événements en coïncidence ne suffit pas à assurer l'origine astrophysique des signaux traversant les détecteurs. Afin de quantifier au mieux la significativité des coïncidences un taux de fausses alarmes (FAR pour *False Alarm Rate*) est estimé à partir des déclenchements issus du bruit de fond. Le FAR représente le taux d'événements coïncidents fortuits attendu dans les détecteurs au moins aussi significatif que l'événement étudié, ayant donc une statistique de classement identique ou supérieure. Son calcul repose sur deux étapes, la première est d'utiliser les déclenchements de bruit de fond de chaque détecteur supposés indépendants sans bruit corrélé afin d'estimer un FAR relatif à un seul type de coïncidence et pour une seule région de l'espace des paramètres recherché. En pratique les déclenchements de bruit de fond sont combinés quel que soit leur temps d'arrivée dans le détecteur afin de former des fausses coïncidences. La seconde consiste à rassembler les différents types de coïncidences ainsi que l'ensemble de l'espace des paramètres en tenant compte des *trial factors* (facteurs d'essais) pour normaliser le FAR par rapport au temps dit de coïncidence, correspondant au temps où au moins deux détecteurs sont actifs, et au type de coïncidence.

Le nombre de déclenchements dans les détecteurs ainsi que les coïncidences produites étant largement dominé par des bruits, nous pouvons utiliser ces déclenchements afin de construire un modèle de bruit de fond. Un temps d'accumulation T_i de 24 heures dans le détecteur i est défini lors de l'analyse en ligne. Cette durée est d'environ 6 jours pour l'analyse hors ligne. Durant cette accumulation de déclenchements, seuls ceux n'étant sûrement pas de vrais signaux sont retenus, c'est à dire ceux ayant une statistique de classement inférieure à 10. Ces échantillons sont ensuite regroupés pour deux détecteurs i et j afin de produire un nombre $N_{ij}(\rho_{ij})$ de coïncidences entre déclenchements ayant le même calque virtuel avec une statistique de classement supérieure ou égale à ρ_{ij} , indépendamment de leurs temps d'arrivée dans les interféromètres. Les périodes d'accumulations sont généralement les mêmes pour les différents détecteurs, et sont assez longues pour palier aux éventuelles corrélations entre détecteurs ou dépendances temporelles des sensibilités des interféromètres lors de ce processus. Il convient ensuite de normaliser par les fenêtres temporelles définies entre deux détecteurs w_{ij} pour obtenir le taux de fausse alarme initial à une statistique de classement donné pour une double coïncidence :

$$FAR_{ij}(\rho_{ij}) = N_{ij}(\rho_{ij}) \cdot \frac{w_{ij}}{T_i T_j} \quad (4.26)$$

À partir de cette expression peuvent être définis les FAR minimums pour chaque type de coïncidence. Pour une période d'accumulation de bruit de fond de 24 heures et lorsque N_{ij} vaut 1, nous obtenons $2 \cdot 10^{-12}$ Hz, $5 \cdot 10^{-12}$ Hz et 10^{-18} Hz soit une coïncidence fortuite au moins aussi significative que l'événement considéré tout les 16000 ans, 6300 ans et une toute les 31 milliards d'années environ pour les coïncidences respectives HL, HV, LV et HLV. Comme pour la construction des coïncidences, le FAR des triples est calculé à partir du FAR de deux coïncidences HL et HV ayant le déclenchement identique dans l'interféromètre H1. Il convient alors de re-normaliser l'expression du FAR par le temps d'accumulation correspondant à une triple coïncidence ainsi que

par la distribution des déclenchements dans l'interféromètre H1 à une statistique de classement donnée dérivée de l'équation 4.25 :

$$FAR_{HLV}(\rho_{HLV}) = \int \int \frac{FAR_{HL}(\rho_{HL}) \cdot FAR_{HV}(\rho_{HV})}{N_H(\rho_{HL} + \rho_{HV} - \rho_{HLV}) / T_{HLV}} d\rho_{HL} d\rho_{HV} \quad (4.27)$$

Lors d'une analyse, le *pipeline* MBTA effectue cette estimation pour 3 régions distinctes de l'espace des paramètres et pour 4 types de coïncidences différentes. Or les détecteurs ne sont pas identiques et ne fonctionnent pas toujours tous ensemble, chaque type de coïncidence n'a pas la même faculté à détecter des événements. Pour calculer un FAR cohérent sur l'ensemble de la recherche il convient alors de prendre en compte ces différences en pouvoir de détection, sous la forme de *trial factor* κ_{coinc} , prenant en compte le volume de détection relatif à chaque type de coïncidence. Pour une période durant laquelle les trois détecteurs fonctionnent, ces paramètres sont estimés à partir de simulation Monte-Carlo donnant des valeurs de 0.909, 0.002, 0.007 et 0.082 respectivement pour des coïncidences HL, HV, LV et HLV. Si seulement deux détecteurs fonctionnent, ce facteur était fixé à 1 au départ, puis a été optimisé en prenant en compte une fraction du volume exploré durant la recherche par deux détecteurs. Par exemple pour une coïncidence LV il prendra la valeur de $0.007 + 0.082$.

Un autre *trial factor* est appliqué lors du calcul du FAR sur l'ensemble de la recherche traduisant la séparation de l'espace des paramètres en 3 régions. Il convient de re-normaliser par $\kappa_{region} = 1/3$, la région 4 est ignorée lors de cette étape car elle ne produit que des événements très significatifs avec de hautes statistiques de classement du fait de son analyse sans *gating*.

Il arrive qu'un signal puissant produise de nombreux déclenchements et qui, après mise en coïncidence des données des différents détecteurs, produise plusieurs coïncidences. Une étape de regroupement dite de *clustering* permet d'identifier ce genre de phénomène en regroupant les événements proches en temps (de l'ordre de 20 ms) et en attribuant au *cluster* les paramètres de l'événement le plus significatif (la "tête"). Pour attribuer un FAR à la "tête" du *cluster*, il convient de prendre en compte la réduction du nombre d'événements induit par cette tape. En effet si ce nombre diminue, la significativité des autres va augmenter. On applique donc un dernier *trial factor* $\kappa_{cluster}$ représentant le rapport entre le nombre moyen d'événements ainsi regroupé et le nombre d'événements total avant cette étape. Sa valeur a été estimée à 0.59 pour les BNS et 0.44 pour les NS-BH et BBH lors de l'analyse en ligne.

En pratique ces facteurs nous permettent de calculer l'inverse du taux de fausse alarme, l'IFAR, qui sera attribué à chaque coïncidence à l'issue de l'analyse. Construit comme ceci l'IFAR doit prendre les valeurs suivantes pour du bruit non stationnaire : chaque jour un événement du bruit de fond est détecté avec un IFAR de 1 jour, puis deux événements avec des IFAR de 0.5 jour chacun, ainsi de suite. Bien sûr la présence de bruits non stationnaires ainsi que de signaux astrophysique dans les données modifie un peu ce comportement en faisant varier le nombre de coïncidences attendues dont on cherche à estimer le FAR. La construction de l'IFAR reste cependant cohérente à ce que l'on attend comme nous le verrons dans le chapitre chapitre 5, les hypothèses de bruits stationnaires et non corrélés entre les détecteurs sont légitimes. Nous avons finalement :

$$IFAR = \frac{\kappa_{region} \cdot \kappa_{coinc}}{\kappa_{cluster} \cdot FAR(\rho)} \quad (4.28)$$

La valeur seuil d'IFAR à partir de laquelle un événement est considéré comme assez significatif pour produire une alerte automatique est de 0.5 an pour la période d'observation O3. Celle ci équivaut à un FAR de 2 par an, ce qui veut dire que 2 événements provenant du bruit de fond

avec des caractéristiques et un niveau de significativité similaire à l'événement que l'on considère devraient être produits.

4.1.5 La production d'alertes en temps réel

Dès lors qu'un événement candidat produit pendant l'analyse en ligne d'un *pipeline* de détection passe les seuils de significativité, il est enregistré sur une base de donnée publique de la collaboration nommée GraceDB [66] (*Gravitational wave candidate event Data Base*). Le but étant d'être le plus réactif possible afin de permettre le suivi de l'événement pour d'éventuelles détections multi-messagers comme se fut le cas pour l'événement GW170817 [60]. Une équipe de permanence de réponse rapide appelée RRT (*Rapid Response Team*) doit alors se réunir afin de décider si oui ou non l'alerte produite par le signal en question doit être conservée [68]. Seules les informations nécessaires au suivi multi-messager du signal détecté sont rendues publiques sur cette base données afin de préserver la propriété intellectuelle de la collaboration LVK dans le cas où elle est la première à détecter cet événement. En outre, les paramètres intrinsèques de la source ainsi que les informations permettant de reconstruire la forme du signal ne sont pas dévoilés publiquement avant qu'elle n'ait fait l'objet d'une publication officielle. À l'inverse, tout événement ne passant pas les seuils de significativité dans les *pipelines* de détections de la collaboration peut se voir promu à n'importe quel moment si l'événement fait l'objet d'une alerte confirmée par détection multi-messager par d'autres instruments partenaires.

Localisation et estimation approfondie des paramètres de la source

Dans l'instant suivant un déclenchement passant les seuils de significativité par l'un des *pipelines* de détection une alerte préliminaire est créée. Que ce soit un événement de type CBC ou de type *burst* donc non modélisé, une analyse rapide fournit en quelques secondes une première estimation de la position de la source dans le ciel. Au même moment des analyses plus poussées commencent et explorent un espace de paramètre vaste et complet. Elles peuvent durer plusieurs heures dans le cas où l'alerte est confirmée. Ces analyses reposent sur des techniques d'inférences Bayésiennes, en utilisant les paramètres du signal de l'onde gravitationnelle tels que l'estimation de la position de la source, de sa distance ainsi que de ses paramètres intrinsèques, elles permettent de calculer précisément une distribution de probabilité de ces paramètres à posteriori. Dans le cas des signaux bien modélisés issus de sources du type CBC il existe trois programmes d'analyses automatisés :

- **BAYESTAR** [159] qui est l'algorithme de localisation de sources CBC rapide, se concentrant sur la latence de l'ensemble de la chaîne pour fournir les informations nécessaires à l'astronomie multi-messager dans les meilleurs délais. Ce logiciel utilise comme informations de départ les résultats de la première étape de chaîne d'analyse d'un *pipeline* : la sortie du filtrage adapté représentant la série temporelle de SNR (MFO). La localisation de la source est donnée sous forme de carte du ciel en quelques secondes dans le contenu de l'alerte comme illustré en figure 4.1.5.
- **LALInference** [111] le *pipeline* d'estimation complète des paramètres des CBC. Ce dernier utilise des techniques de Monte-Carlo à chaînes de Markov (MC-MC) [102] sur un espace de paramètres plus large que celui exploré par les chaînes d'analyse de détection afin de fournir toutes les informations liées au signal de manière précise. Les analyses pouvant durer jusqu'à quelques jours fournissent en outre la localisation de la source ainsi que la forme du signal

de l'onde complète avec le détail de tous les paramètres intrinsèques.

- **Bilby** [37] est un programme de nouvelle génération développé en python utilisant le même type de techniques que LALInference. Il a la particularité d'être plus ergonomique en proposant des interfaces faciles à utiliser. Il peut ainsi être utilisé pour l'estimation des paramètres de la source ainsi que sa localisation en étant moins coûteux en terme de puissance de calcul. Pour chaque événement une analyse initiale Bilby automatisée utilisant des formes d'onde plus simples est lancée. Elle fournit des informations complémentaires du signal détecté en quelques heures qui peuvent être inclus dans une alerte ultérieurement. Des analyses plus longues avec des modèles de forme d'onde plus sophistiqués sont lancées et peuvent durer plusieurs jours.

En ce qui concerne les événements de type *burst*, le *pipeline* de détection associé cWB se charge de fournir une estimation rapide de la localisation de la source directement dans le contenu de l'alerte préliminaire. Des techniques similaires de type MC-MC sont ensuite utilisées par les *pipelines* LALInference Burst [176] et BayesWave [71] afin de modéliser le signal respectivement comme une sinusoïde et comme une superposition de plusieurs signaux d'ondes élémentaires.

En général la forme que prend la carte de localisation d'une source stockée dans le contenu d'une alerte peut avoir des formes très irrégulières. En effet, les événements ayant été vus par plusieurs détecteurs avec des paramètres tels que l'inclinaison de la source émettrice et une distance de luminosité favorisant leur détection peuvent maximiser la réponse des détecteurs. Il est possible que la surface du ciel contenant la position estimée de la source soit précise, de l'ordre de quelques dizaines de degrés carrés comme le montre la première carte de la figure 3.4. En revanche il est plus probable que cette surface soit plus étendue compte tenu des paramètres de la source ainsi que de la sensibilité actuelle des détecteurs. Les zones de haute probabilité de présence sont représentées par des zones aux couleurs plus sombres.

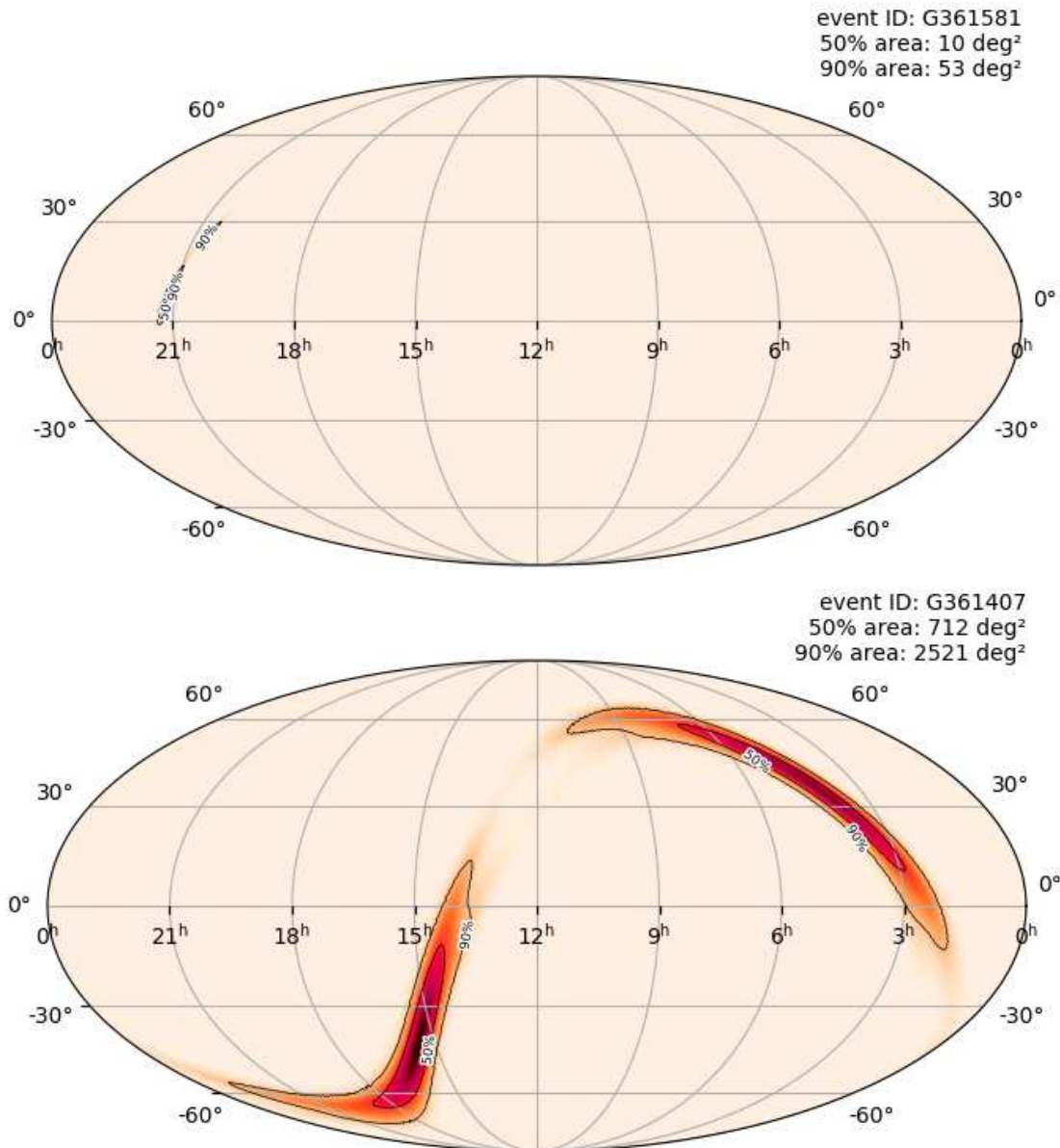


FIGURE 4.4 – Représentation des cartes donnant la probabilité de présence de la source dans le ciel fournies par BAYESTAR. Les événements sont des détections de type BBH faite durant la période d'observation O3, le *superevent* S200129m en haut et S200128d vu un jour plus tôt en bas.

Classification selon le type de source

Lors d'une alerte préliminaire les *pipelines* de détection de CBC fournissent une estimation de la probabilité d'origine de la source, astrophysique ou terrestre dans le cas d'un bruit transitoire. Dans le cas d'un signal astrophysique une classification est faite selon les différents types de sources possibles. Cette nouvelle capacité développée dans les *pipelines* de détection fera l'objet de plus de détails dans le chapitre 5. Cela a été motivé par le fait de répondre à la contrainte de latence et d'améliorer les chances d'observer des contreparties électromagnétiques. Les détecteurs ainsi que les méthodes d'analyse s'améliorant d'année en année, le taux de détection augmente et les

instruments d'observation partenaires doivent se focaliser sur les événements les plus intéressants. Les alertes publiques ne contenant qu'un nombre limité d'informations dont les paramètres intrinsèques du système comme les masses sont exclus, il est primordial de fournir une première idée quant à la nature de l'événement si l'on veut optimiser la détection multi-messager.

Ainsi la probabilité d'origine d'un événement se traduit par une probabilité d'appartenance de cet événement à un type de source compris dans l'ensemble $[P_{Terrestre}, P_{BBH}, P_{NS-BH}, P_{MassGap}, P_{BNS}]$, avec la probabilité qu'il ne soit pas d'origine astrophysique compris dans le terme $P_{Terrestre}$. La présence d'un hypothétique intervalle de masse vide séparant les types d'événements appelé *Mass Gap* [92] entre 3 et 5 M_{\odot} est illustré en figure 3.5. Il dépend des modèles de populations astrophysiques et sera détaillé en chapitre 5. L'estimation de ces grandeurs repose sur une analyse Bayésienne comparant le nombre d'événement attendus pour chaque type de source dans les détecteurs en supposant que l'arrivée des signaux significatifs dans l'interféromètre suit un processus Poissonien [120].

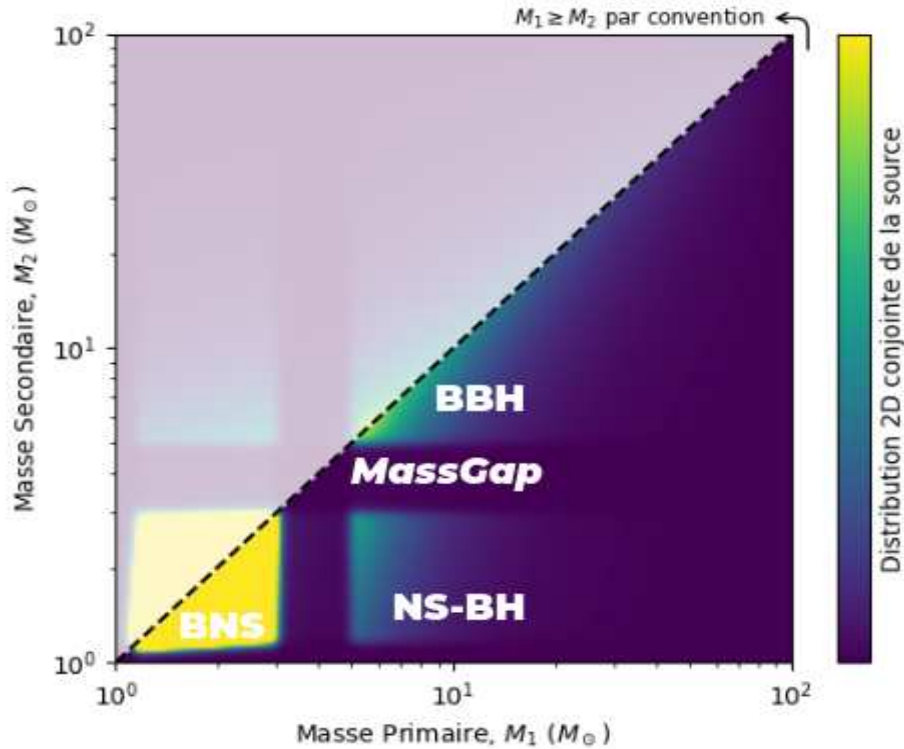


FIGURE 4.5 – Représentation de l'espace des paramètres sur lequel sont calculées les probabilités d'origine des signaux candidats. En prenant en compte la possibilité d'un signal d'origine terrestre, la somme de toutes les types de sources vaut l'unité. L'intensité de couleur représente les distributions de masses en fonction des paramètres d'un modèle de population des CBC.

Inspiré de [49].

Le contenu des alertes est de plus renforcé par la présence de deux autres grandeurs spécifiques à la détections de contreparties pour l'astronomie multi-messager. Elles permettent d'aider à l'identification de l'événement intéressant pour une observation rapide et un suivi à plus long terme mettant en avant la probabilité de présence de matière baryonique dans le système émetteur. En outre ces probabilités sont centrées sur la présence ou non d'une étoile à neutron dans la source

afin d'augmenter les chances d'observation de lumière ou de neutrinos suivant la détection d'onde gravitationnelle. Nous retrouvons :

- P_{HasNS} la probabilité que la masse secondaire du système soit inférieure à une certaine limite traduisant le fait qu'un des deux objets compacts soit une étoile à neutron. Cette masse limite représente la masse maximale permise par les équations d'état régissant les étoiles à neutrons [185].
- $P_{HasRemnant}$ la probabilité que le système émetteur de l'onde produise un reliquat sous forme de disque de masse autour de l'objet résultant de la fusion des deux corps [96], dans le cas d'un système dont l'étoile à neutrons est disloquée.

Ces probabilités sont calculées par les programmes vus plus haut lors de l'envoi d'alerte préliminaire et sont régulièrement mis à jour, ils ne participent que marginalement à la latence.

4.2 Les *pipelines* dédiés à la détection de signaux transitoires

Un certain nombre de programmes existent au sein de la collaboration permettant une analyse des données à faible latence en ligne de sorte à corroborer les résultats afin de maximiser les chances de détection et ainsi contribuer à l'astronomie multi-messager. Certains d'entre eux, comme la chaîne d'analyse MBTA, se focalisent sur la détection de signaux provenant de coalescences de binaires compactes en utilisant des techniques d'analyse faisant intervenir des formes de signal bien modélisées, d'autres recherchent des signaux de type *burst* faisant intervenir un plus large éventail de sources moins bien modélisées en général. Les différents types recherchés pour des *bursts* vont ainsi des CBC aux supernovæ, en passant par des sources issues de phénomènes plus exotiques voire hypothétiques comme les cordes cosmiques ou d'autres sources cosmologiques encore inconnues à ce jour. Bien que chaque *pipeline* de détection ait son espace des paramètres de recherche ainsi que sa façon de traiter et d'analyser les données avec des outils qui lui sont propres, certains paramètres comme la statistique de classement, le taux de fausses alarmes ainsi que les probabilités d'origine et classifications de la source doivent être fournis afin comparer les différentes détections ainsi que d'assurer une cohérence dans le contenu des alertes produites.

4.2.1 La recherche de Coalescences de Binaires Compactes

GstLAL

GstLAL [57, 181] est une chaîne d'analyse à faible latence basée sur les bibliothèques de la collaboration LIGO LALsuite et GStreamer [67]. Comme tous les *pipelines* de détection de signaux issus de CBC il utilise la technique du filtrage adapté, dans le domaine temporel. À la différence de MBTA, ce *pipeline* explore un espace des paramètres allant jusqu'à $400 M_{\odot}$, depuis la période d'observation O3. Le calcul des observables pertinentes évaluant la significativité des événements de GstLAL repose sur une vraisemblance qui croît avec la probabilité de présence de signal défini dans la sortie du filtrage adapté. Lors de la période O3 il est le seul à produire des événements issus de déclenchements d'un seul détecteur. Ceci est possible grâce à sa faculté de placer ses seuils de détections plus bas que les autres *pipelines*, ce qui augmente de plus le volume de la recherche.

Comme MBTA il dispose d'une analyse hors ligne permettant une recherche plus approfondie dans les données.

PyCBC

Cette chaîne d'analyse développée en Python [105, 197] effectue un filtrage adapté dans le domaine fréquentiel et estime la répartition du rapport signal sur bruit sur 16 bandes de fréquences. La recherche en ligne et hors ligne est basée sur un large espace de paramètres allant jusqu'à $500 M_{\odot}$ avec des rapports de masses très asymétriques. Lors de la période O3 c'est la seule chaîne d'analyse qui propose deux recherches séparées : l'une classique sur un vaste espace de paramètres couvrant les trois types de CBC appelée *PyCBC-Broad*, l'autre, *PyCBC-BBH*, se focalise sur la recherche des BBH qui représente la plus grande quantité de détections, en ciblant une partie de l'espace des paramètres. La détection de l'événement particulier GW190521 dont le corps résultant de la fusion est identifié comme un trou noir de masse intermédiaire (IM-BH) [164] a motivé le développement d'un troisième type de recherche. Ainsi *PyCBC-IMBH* [124] explore un espace des paramètres dédié à ce type d'événements.

SPIIR

SPIIR (*Summed Parallel Infinite Impulse Response*) [186] est la dernière chaîne d'analyse de signaux CBC ne fonctionnant qu'en ligne ayant rejoint le groupe de recherche de CBC. Une banque de filtres à réponse impulsionnelle infinie est construite à partir de l'approximation du signal d'onde gravitationnelle comme une somme de sinusoïdes croissant de façon exponentielle. Chaque filtre agit sur les données comme un filtre passe-bande étroit, la somme cohérente du résultat de l'application des bons filtres sur le signal équivaut à la sortie du filtrage adapté et permet de reconstruire le signal de l'onde. Les analyses faites par ce *pipeline* de détection utilisent des cartes graphiques GPU contrairement aux autres utilisant des processeurs CPU conventionnels¹.

4.2.2 La recherche des *bursts* astrophysiques

cWB

cWB [180, 179] est une chaîne d'analyse recherchant des excès cohérents d'énergies communs à un réseau de détecteur sans avoir d'a priori sur la forme de l'onde gravitationnelle. Il se démarque par son efficacité de détection en tout genre depuis la première période d'observation O1 en ayant détecté des BBH en tant que *bursts*. Il a d'ailleurs été le premier *pipeline* à produire une alerte concernant l'événement GW150914, la première détection directe d'une onde gravitationnelle. L'analyse repose sur une sélection de formes d'ondes courtes (de quelques secondes) dont l'amplitude est comparable aux fluctuations du bruit dans un détecteur, puis les regroupe en événement avant d'effectuer une corrélation croisée des détecteurs pour identifier des événements cohérents dans les différents flux de données.

oLIB

oLIB (*omicron - LALInference - Bursts*) [175] utilise un algorithme de détection particulier lui permettant d'identifier des signaux transitoires courts ($\leq 1s$). Il recherche dans un premier temps un excès de puissance en découplant le flux de données d'un détecteur en des plans temps-fréquence

1. La différence principale étant l'optimisation d'un GPU pour effectuer des tâche en parallèles.

puis cherche des coïncidences de ces éventuels excès entre les différents détecteurs afin de quantifier leur significativité. Les coïncidences temporelles sont analysées avec un modèle de signal cohérent entre les différents détecteurs (corrélation croisée) dans le but d'identifier des événements.

4.2.3 Les chaînes dédiés à la gestion de l'astronomie multi-messenger

RAVEN

RAVEN (*Rapid On-Source VOEvent Coincidence Monitor*) [126] a pour but de gérer l'ensemble des alertes produites par les différentes collaborations afin d'identifier des événements similaires et de favoriser l'astronomie multi-messenger. En effet RAVEN cherche des coïncidences entre des événements contenant une onde gravitationnelle (provenant de la base de donnée GraceDB) et d'autres types d'événements comme des *bursts* de rayon Gamma recherchés par des collaborations telles que Fermi LAT ou encore des alertes de supernovæ produites par la collaboration SNEWS [35]. Des fenêtres temporelles définies en fonction de la combinaison et de la nature des événements permettent de définir des coïncidences. Ce *pipeline* devrait produire ses premières alertes durant la période d'observation O4.

LLAMA

L'algorithme à faible latence LLAMA (*Low Latency Algorithm for Multi-messenger Astrophysics*) [108, 72] est une chaîne d'analyse en ligne permettant de combiner les résultats de la collaboration LVK avec des événements associés à une émission de neutrinos de haute énergie issus notamment du détecteur IceCube [7] dans le but d'identifier des événements communs.

4.3 Les outils généraux existant durant O3

Suite aux deux premières périodes d'observation O1 et O2 la période O3 débute en Avril 2019 pour une durée d'environ 1 an. Elle est divisée en deux parties O3A et O3B séparées d'une pause en octobre 2019 afin d'apporter des améliorations aux détecteurs. La période O3B s'est vue réduite en raison de la pandémie liée au COVID-19. Suite à des événements non détectés par la chaîne d'analyse MBTA, un certain nombre d'outils ont été développés afin de palier au mieux aux problèmes rencontrés lors des premières périodes d'observations. De plus, les hypothèses faites sur le caractère gaussien et stationnaire du bruit de fond ne sont pas totalement exactes. Il est en fait sensible à l'environnement en général comme l'activité humaine ainsi que les bruits sismiques, et peut parfois présenter certains artefacts instrumentaux. Tout ces facteurs peuvent facilement produire des déclenchements ayant de hauts SNR. Le problème majeur survient lors d'une analyse en ligne, en effet la qualité des données peut être altérée par des périodes trop bruitées, cette information est sauvegardée dans des canaux de la chaîne d'analyse sous forme d'entiers. Selon la valeur, ceci peut indiquer des segments entiers de données non analysables. Même si un certain nombre de bruits sont connus et retirés avant l'analyse [23, 24] il n'est pas rare de trouver de faux événements provoqués par des bruits persistant dans les données. Lors d'une analyse en ligne ces derniers peuvent aussi polluer les densités spectrales de puissance des détecteurs, biaiser l'estimation du bruit de fond pour le calcul du taux de fausses alarmes augmentant ainsi le rapport signal sur bruit requis pour avoir un niveau de significativité suffisant à la production d'alertes et même produire des alertes. La période O3 a fait l'objet de 24 rétractations d'alertes après décision du comité d'experts. Dans cette section nous ferons l'inventaire des outils généraux développés et

appliqués à la période O3 afin de gérer ces différentes difficultés, en commençant par les jeux de données simulés servant à développer et tester ces outils ainsi que les outils annexes dédiés à la gestion du *pipeline*.

4.3.1 Jeux de données simulées : les injections

Des ensembles de signaux d'ondes gravitationnelles simulés ont été générés par la collaboration afin de tester la performance des différents algorithmes. Dans le cadre d'une analyse de signaux CBC par un *pipeline* tel que MBTA, ces jeux de données MDC (*Mock Data Challenge*) correspondent à des ensembles de signaux astrophysiques injectés dans les données des détecteurs, on parle d'injections. Un jeu particulier d'injections appelé "injections communes" a notamment été produit afin d'être utilisé par tout les *pipelines* de détections de signaux CBC pour la période d'observation O3. Ces injections ont plusieurs utilités lors d'analyses en ligne comme hors ligne. Elles permettent tout d'abord de tester l'efficacité d'un *pipeline* dans son ensemble et de le comparer ainsi aux autres, voire de le valider pour pouvoir effectuer une période d'observation en ligne. Elles servent aussi à reproduire des cas particuliers afin de tester des techniques dans le détail pour étudier et quantifier des effets précis. Les analyses en développement sont en général testées continuellement et améliorées au moyen des injections.

Concrètement, ces injections sont générées en utilisant des algorithmes similaires à ceux servant à produire les banques de calques, basés sur la librairie LALSimulation de la collaboration [1], et ce pour les trois régions de l'espace des paramètres correspondant aux trois catégories de CBC recherchées. Le détail des paramètres choisis pour la génération de ces trois populations sera discuté en chapitre 5. Tester l'efficacité des analyses revient à utiliser pour ces analyses des jeux de données comportant de telles injections, avec et sans la modification apportée afin d'en quantifier l'effet. Selon la modification en question, le résultat souhaité peut être de diminuer le bruit de fond permettant une meilleure discrimination entre ce dernier et les événements astrophysiques, augmenter la significativité des événements ou encore cibler certains bruits particuliers. Il est donc nécessaire de caractériser la détection d'une injection. Ces dernières sont considérées comme retrouvées si une coïncidence est produite dans une fenêtre de temps de $[-80; +40]$ ms autour du temps de l'injection sans qu'aucune coïncidence ne soit produite dans cet intervalle dans le cas d'une analyse sans injection. Cet intervalle de temps est déterminé à partir du fait que le temps d'une injection correspond au maximum de l'amplitude de l'onde, alors que le temps de détection d'une coïncidence est défini comme le temps de fin du calque déclencheur, en prenant donc en compte la phase de relaxation du système durant laquelle l'amplitude de l'onde diminue progressivement. Ce temps n'est pas pris en compte dans le cas du temps défini pour l'injection. Aussi, afin d'éviter toute association aléatoire entre les coïncidences produites par des injections retrouvées et des événements de bruit, une statistique de classement minimale est requise. Les coïncidences produites proche du seuil de détection sont rejetées. Nous discuterons ces seuils dans le chapitre 5.

4.3.2 Les outils de gestion de la chaîne d'analyse

Le VPM (*Virgo Process Monitoring*) est une interface développée au sein de la collaboration Virgo permettant la gestion du fonctionnement d'éléments logiciels (programme, chaîne etc ...). Dans le cas du *pipeline* MBTA cet outil permet de visualiser et de contrôler l'état ainsi que le bon fonctionnement des différents processus de la chaîne d'analyse. En outre le VPM facilite l'utilisation de l'ensemble des programmes, il est possible de lancer ou de stopper certaines étapes de l'analyse, d'accéder aux fichiers contenant le détail de tout ce qu'il se passe dans un processus (fichiers "log")

ou encore de modifier les fichiers de configuration.

Les détails des caractéristiques de la chaîne quant à elles, sont visibles et accessibles grâce à l’outil VIM (*Virgo Interferometer Monitoring*). Cette interface permet la diffusion des graphiques de contrôles journaliers. En ce qui concerne l’analyse des données par MBTA cet outil fournit notamment les performances du *pipeline* dans son ensemble avec des informations en temps réel sur la qualité des données, la latence de la chaîne d’analyse, la portée des détecteurs, le taux de fausses alarmes des coïncidences produites sur une période de temps donnée ou encore le cycle utile des détecteurs.

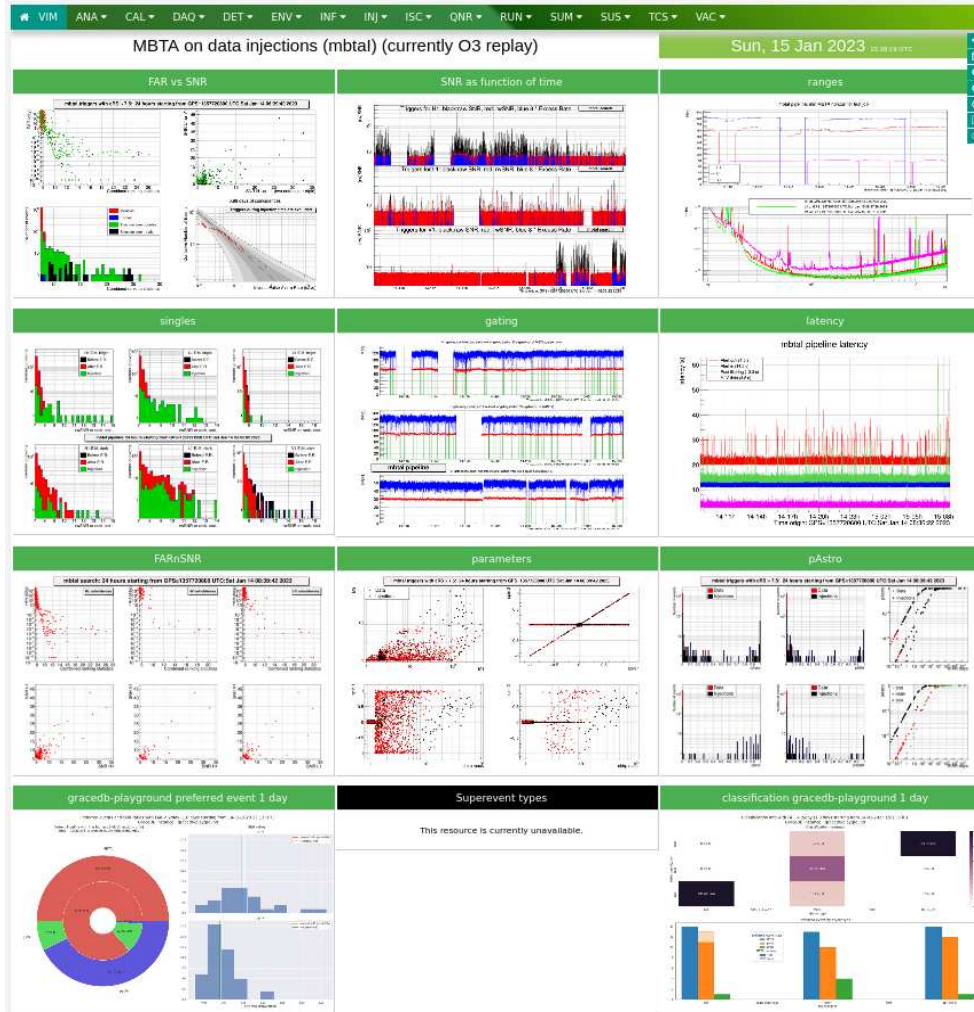


FIGURE 4.6 – Interface de l’outil de suivi automatique VIM.

4.3.3 Le pré-traitement des données

Les données provenant des différents détecteurs sont préalablement nettoyées de tout bruit connu et sont fournies avec une information quant à leur qualité [8]. Dans le cas de segments temporels trop bruités pouvant nuire à l’analyse en ligne, des véto peuvent être appliqués afin d’exempter l’analyse de ces segments. Dans le cas de l’analyse hors ligne, la latence n’étant plus une priorité et les alertes n’étant plus produites de façon automatique, certains de ces segments peuvent être réintégrés dans les données. Cependant il est usuel que des bruits transitoires parfois

intenses se cachent dans le flux de données et arrivent dans les chaînes d'analyse. Il convient alors d'effectuer un pré-traitement avant l'étape de filtrage adapté.

Le *gating*

Lors de la période d'observation O3A le candidat le plus significatif G200168, ayant produit l'alerte avec le meilleur taux de fausses alarmes, s'est avéré être un bruit. Afin de remédier à ce problème, l'outil de *gating* a été pensé pour supprimer les bruits brefs les plus intenses arrivant dans les *pipelines* de détection en amont de leurs analyses en lignes. Il repose sur la variation du volume de recherche accessible par les détecteurs. En effet un bruit intense va polluer la PSD d'un interféromètre et donc amoindrir sa sensibilité. Il en résulte une baisse de son horizon, paramètre défini dans le paragraphe 2.1.4. L'idée est alors de rechercher des fluctuations brèves et intenses des PSD en surveillant les variations des horizons. PyCBC fut le premier *pipeline* à utiliser un seuil sur ce paramètre [197] afin de couper les données lorsque l'état de l'interféromètre est en dessous de ce seuil, c'est l'effet du *gating*. La chaîne d'analyse MBTA utilise des fonctions "porte" afin de mettre à zéro les données du détecteur dans lequel se trouve le bruit déclenchant le *gating* [38]. Le seuil de déclenchement de ce dernier est adaptatif, il est mis à jour chaque seconde et correspond à 60% de la médiane des horizons calculés sur une période de 10 secondes. Les portes sont ainsi de faible durée, ce qui permet de cibler les données à éliminer sans pour autant affecter un potentiel signal proche d'un bruit intense, comme se fut le cas pour l'événement GW170817 manqué par les *pipelines* de détection en ligne.

Le *gating* utilisé pour O3 est ainsi très agressif et précis quant aux portions de données à retirer, or il est possible que certains signaux courts et puissants pouvant provenir de certains systèmes BBH de hautes masses le provoquent. L'équipe MBTA a donc décidé de dupliquer la partie susceptible de déclencher le *gating* dans la région 3 afin de constituer la région 4, qui est analysée sans cet outil mais en augmentant les seuils de détection. Durant O3, cette région a permis d'extraire un événement. Dans les autres régions de l'espace des paramètres, des bruits qui ont fait l'objet d'alertes rétractées dans les autres *pipelines* ont pu être évités dans MBTA par l'utilisation du *gating*.

4.3.4 Composants d'analyse de réjection de bruits dans un détecteur

Si le *gating* permet un pré-traitement efficace des données en enlevant de celles ci les bruits très intenses et brefs, de nombreux bruits plus faibles y résident produisant la majorité des déclenchements lors d'une analyse. Afin d'identifier ces déclenchements pouvant avoir de hauts SNR mais de faibles probabilités d'origine astrophysique, des composants sont appliqués dès la première étape de filtrage adapté de l'analyse.

Test du χ^2 sur la répartition du SNR dans chaque bande de fréquence

Pour chaque calque de la banque utilisée par l'analyse et en fonction de la densité spectrale de bruit du détecteur considéré, il est possible d'estimer la quantité d'énergie ainsi que la proportion de rapport signal sur bruit attendue dans chaque bande de fréquence. Il est alors possible de comparer cette estimation avec la valeur réellement mesurée lors d'un déclenchement avec un calque réel. Le test statistique du χ^2 [97] appliqué au cas de la recherche des ondes gravitationnelles par bande de fréquence [52] permet de rejeter les événements n'ayant pas la répartition de SNR attendue, ceux dont l'accumulation de SNR n'est pas équitablement répartie le long des bandes de fréquences comme ce devrait être le cas pour un signal astrophysique.

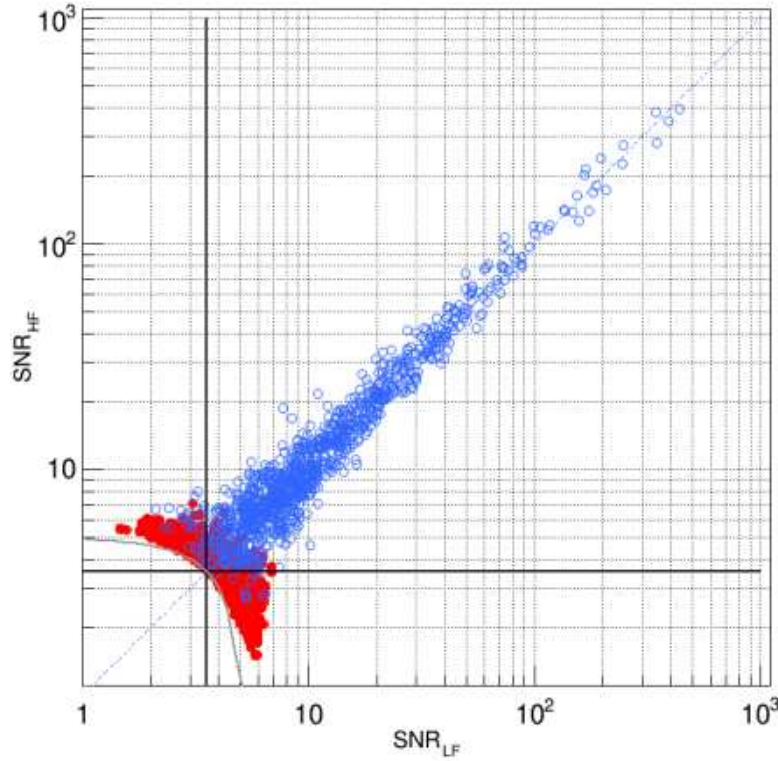


FIGURE 4.7 – Répartition du SNR sur les deux bandes de fréquences lors d'une analyse MBTA sur un détecteur. Les points rouges correspondent à des déclenchements issus du bruit de fond, les bleus à des injections. La courbe grise continue représente le seuil global de SNR fixé à 5, les lignes noires les seuils locaux propres à chaque bande de fréquence. La ligne pointillée bleue illustre l'équipartition.

En outre ce test permet de comparer l'hypothèse d'un signal astrophysique avec celle d'un bruit en évaluant si leur différence est due au hasard. Selon l'équation 4.21 où (h, VT) est le SNR attendue et (h, RT_i) le SNR mesuré en phase P et en quadrature Q dans chaque bande de fréquence i , le χ^2 construit pour comparer ces hypothèses prend la forme :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{N-1} [(h, RT_i)_P - (h, VT)_P \cdot \alpha_i \cdot \cos(\Phi_0 + \Delta\Phi_{i-1,i})]^2 + \sum_{i=0}^{N-1} [(h, RT_i)_Q - (h, VT)_Q \cdot \alpha_i \cdot \sin(\Phi_0 + \Delta\Phi_{i-1,i})]^2 \quad (4.29)$$

On rappelle ici la nécessité d'effectuer une rotation de phase afin d'aligner les séries temporelles correspondantes au calques réels pour sommer les résultats des deux bandes de fréquence de façon cohérente. En pratique, la fréquence de coupure entre les deux bandes de fréquences est choisie de telle sorte à ce que la répartition du SNR soit équitable, soit $\alpha_{LF} \simeq \alpha_{RF} \simeq 1/2$ dans le cas de MBTA qui comporte deux bandes ($\alpha_i \simeq 1/N$ autrement). Le décalage entre les phases des deux bandes $\Delta\Phi_{i-1,i}$ est nul dans le cas $i = 0$ de la bande basse fréquence considérée seule. Une simple coupure est appliquée sur cette grandeur, seuls les déclenchements ayant des χ^2 faibles sont conservés pour la suite de l'analyse :

$$\chi^2 < A.(2 + B . SNR^2) \quad (4.30)$$

Les facteurs A et B ont été fixé empiriquement à respectivement 3 et 0.025 [199].

Test de l'auto - χ^2

Avant la période O3 on réalisait une coupure nette sur la sortie du filtrage adapté en fonction du temps (coupure MFO). La présence d'un signal astrophysique provoque un pic étroit dans cette série temporelle alors que des bruits environnants ont tendance à produire un ensemble de pics. Le déclenchement était alors supprimé en fonction du comportement de cette série temporelle autour d'un pic de SNR, grâce à une coupure basée sur l'évolution de son intégrale sur une fenêtre de temps donnée. La coupure MFO a été remplacée pour la période O3 afin d'avoir des effets moins drastiques. Cette fois la série temporelle de SNR est comparée à l'auto-corrélation du calque déclenché au moyen d'un test du χ^2 . Cette composante nommée ainsi auto - χ^2 ou ξ^2 s'inspire d'une technique développée dans la chaîne d'analyse gstLAL [181]. La chaîne d'analyse MBTA utilisant le filtrage adapté dans l'espace complexe puis une combinaison des résultats dans l'espace réel, il est possible de définir un auto - χ^2 dans chacun de ces espaces, avant et après la combinaison. L'auto - χ^2 complexe [38] a été retenu pour définir ce test car séparé en phase et en quadrature, il présente plus d'informations et dépend ainsi moins de l'interféromètre considéré ou de la région de recherche en utilisant les calques réels. En pratique il est défini comme la discrétisation de la formule suivante [38] :

$$\xi_{PQ}^2 = \frac{1}{2\Delta t} \int_{t_0 - \frac{\Delta t}{2}}^{t_0 + \frac{\Delta t}{2}} \left\| \begin{pmatrix} \rho_P \\ \rho_Q \end{pmatrix} (t) - \rho \mathcal{R} \begin{pmatrix} A_P \\ A_Q \end{pmatrix} (t - t_0) \right\|^2 dt \quad (4.31)$$

Avec ρ_P , ρ_Q et A_P , A_Q respectivement les résultats du filtrage adapté et de l'auto-corrélation du calque réel déclenché en phase et en quadrature. La durée de la série temporelle de MFO considérée est donnée par ΔT . ρ représente le module du SNR complexe. Comme pour la construction de l'équation 4.21 il convient ici d'effectuer une translation temporelle des séries et d'utiliser la matrice de rotation adéquate \mathcal{R} associée à la phase Φ du SNR complexe :

$$\mathcal{R} = \begin{pmatrix} \cos(\Phi) & -\sin(\Phi) \\ \sin(\Phi) & \cos(\Phi) \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

En pratique cet outil sera utilisé comme une observable discriminante afin de modifier la statistique de classement initialement définie comme le SNR en évitant ainsi toute coupure nette sur les données. Il permet une mesure de non-gaussianité des données en dehors du pic.

La pondération du SNR

Pour une meilleure gestion des régimes dans lesquels des signaux se superposent à des bruits, ou entre eux, ainsi que pour éviter toute coupure trop agressive, le SNR est pondéré par l'auto - χ^2 . Cette nouvelle statistique de classement ρ_{rw} est construite de sorte à pénaliser les événements ayant un mauvais auto - χ^2 . En effet il ne faut pas que cet outil impacte le bruit gaussien ni les signaux astrophysiques, auquel cas la statistique de classement doit se comporter comme le SNR. En revanche les événements probablement non astrophysiques doivent être pénalisés le plus possible. La nouvelle statistique de classement prend donc la forme :

$$\rho_{rw} = \begin{cases} SNR & \text{si } \xi_{PQ}^2 \leq 1 \\ SNR \cdot \left(\frac{A + (\xi_{PQ}^2)^\alpha}{A+1} \right)^{-1/\beta} & \text{si } \xi_{PQ}^2 > 1 \end{cases} \quad (4.33)$$

Le jeu de paramètres A , α et β a été fixé empiriquement de sorte à discriminer au mieux des injections du bruit, les valeurs respectives 10, 5 et 8 ont été retenues. De cette manière la statistique de classement différencie le bruit des injections afin d’être capable de mieux affecter et discriminer le bruit de fond des événements astrophysiques.

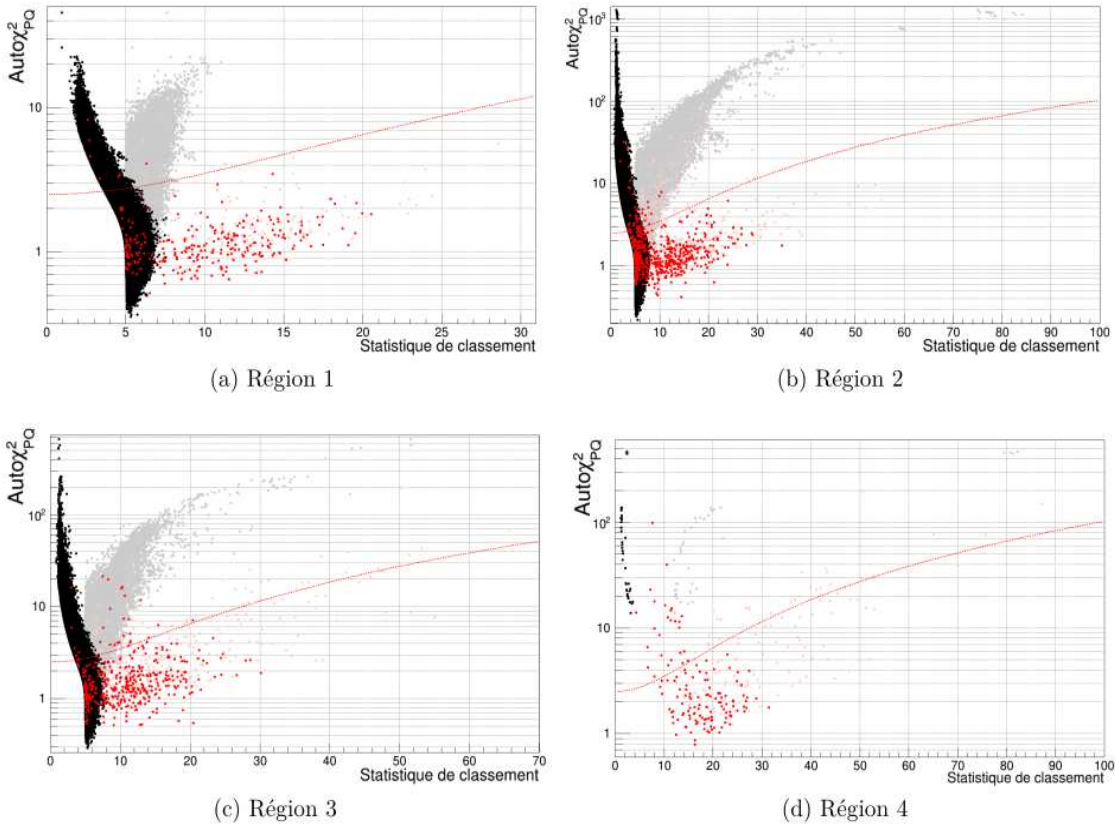


FIGURE 4.8 – Auto - χ^2 en fonction de la statistique de classement sur un jeu de données simulées en rouge et du bruit en noir. La différenciation entre les points clairs et foncés correspond respectivement au rapport signal sur bruit (gris) et au rapport signal sur bruit pondéré (noir) par ce test statistique. La coupure définie pour la période d’observation O2 est représentée en pointillée. Crédit : [95].

Traiter les périodes bruitées avec l’ExcessRate

En raisons d’activités humaines proches ou d’états non stationnaires des détecteurs, il est possible que des bruits s’étalant sur de longues périodes de données (plusieurs dizaines de secondes) apparaissent et survivent aux coupures existantes en créant des déclenchements de faible intensité. Comme lors des premiers mois de la période O3, certains événements candidats ont pu produire des alertes, alors qu’après vérification ils provenaient simplement de bruit correspondant à des période

bruitées des détecteurs. L'objectif de l'ExcessRate [38] est d'être capable d'identifier ces périodes, pouvant aller de quelques secondes à des heures entières, et de les traiter de sorte à traquer et pénaliser la multitude de déclenchements appartenant à ces instants. L'idée est de comparer les données, notamment le nombre de déclenchements dans un détecteur, avant et après l'application des différents outils de réjection. Bien que des déclenchements survivent aux tests et composantes d'analyses décrits précédemment de par leur nature statistique, ils permettent néanmoins de repérer ces périodes. En effet ils ont été construits pour ne pas impacter les signaux astrophysiques mais pour enlever les bruits intenses et brefs, ainsi que pour appliquer une pénalité à des signaux moyennement intenses qui ont une faible probabilité d'origine astrophysique. La comparaison des résultats avant et après l'application de ces outils doit fortement changer le taux, ou *rate* de déclenchements produits. La différence de ce taux d_{rate} en fonction du temps et normalisée est :

$$d_{taux}(t) = \frac{taux_{(\rho \geq \rho_{min})}(t) - taux_{(\rho_{rw} \geq \rho_{min})}(t)}{taux_{(\rho \geq \rho_{min})}(t)} \quad (4.34)$$

Afin de prendre en compte le fait qu'un événement astrophysique intense peut produire de nombreux déclenchements satellites avec des calques voisins dans l'espace des paramètres pouvant être affectés par les tests statistiques, on trie par valeur croissante les résultats d_{taux} dans un intervalle de temps Δt avant l'instant en question, en gardant 5 secondes de sécurité. Afin de limiter la latence mais pour que cette fenêtre de temps soit représentative du niveau de bruit étudié Δt est fixé à 10 secondes de données et on ne garde que la section avant le temps t_0 considéré. L'excessrate est pris comme étant la valeur médiane de la distribution de d_{rate} dans la fenêtre de temps $[t_0 - \frac{\Delta t}{2} - 5 \text{ sec}; t_0]$. Il est mis à jour chaque seconde pour chaque détecteur et chaque région de l'espace des paramètres., et est utilisé de la même manière que l'auto - χ^2 , en repondérant la statistique de classement. Lors d'une analyse hors ligne la fenêtre est étendue à 7 secondes suivant le temps considéré.

Re-pondérer la statistique de classement

Afin de maximiser le cycle utile en coupant le moins possible dans les données, l'excessrate est utilisé pour pondérer la statistique de classement. Le but pour cette statistique est de trouver la fonction qui discrimine le mieux le bruit de fond des signaux astrophysiques. Ainsi la nouvelle statistique de classement prend la forme :

$$\rho_{rw, ExR} = \begin{cases} \rho_{rw} & \text{si } \text{ExcessRate} \leq 0.3 \\ \rho_{rw} \cdot (1 - A \cdot (\text{ExcessRate} - 0.3)^\alpha) & \text{si } \text{ExcessRate} > 0.3 \end{cases} \quad (4.35)$$

Les paramètres A et α ont été fixé empiriquement à 1 et 2. Pour une période très bruitée durant laquelle les outils précédents ont beaucoup d'impact sur le nombre de déclenchements et que l'ExcessRate s'approche de sa valeur maximale de 1, la statistique de classement peut être réduite de moitié. Cette nouvelle statistique de classement permet ainsi de pénaliser les déclenchements produits lors de périodes anormalement bruitées.

4.3.5 Outils de réjection de bruits coïncidents

À l'issue de l'analyse par filtrage adapté de façon indépendante dans les différents détecteurs, MBTA regroupe les trois canaux de données afin de produire des coïncidences entre les déclenchements. Cette étape clef de l'analyse permet de réduire les éventuels bruits en maximisant la

probabilité d’avoir un signal commun à plusieurs détecteurs ainsi que de localiser la source de ce signal. Les caractéristiques des déclenchements sont alors combinées entre elles.

Statistique de classement combinée

Les coïncidences sont définies dans des fenêtres temporelles de ± 15 ms entre les deux détecteurs sur le sol américain et de ± 35 ms pour un de ces détecteurs avec Virgo. Les déclenchements coïncidents sauvegardés comme candidats lors du croisement des données sont ceux qui déclenchent le même calque virtuel à travers les interféromètres. Ainsi le signal vu par les différents interféromètres à plus de chances d’avoir une origine astrophysique. Lors du regroupement des informations des déclenchements uniques, la statistique de classement issue de l’application des outils précédemment décrits est combinée pour évaluer le classement de la coïncidence produite. De la même manière que dans l’équation 4.25, la statistique de classement combinée ou cRS (*Combined Ranking Statistic*) est la somme quadratique des statistiques de classements individuellement calculées dans chaque interféromètre :

$$cRS^2 \equiv \rho_c^2 = \sum_i^N \rho_{i,rw,ExR}^2 \quad (4.36)$$

Lors de la période d’observation O3 une dernière modification est apportée à cette statistique de classement dans le même but de discriminer les événements astrophysiques du bruit de fond et ainsi augmenter les probabilités de détection.

Test de cohérence des signaux coïncidents

Un cas non traité pouvant nuire à l’analyse en produisant de faux événements coïncidents peut survenir lors du regroupement des données. En effet la recherche d’événements communs à plusieurs détecteurs par mise en coïncidence temporelle des déclenchements peut associer de manière légitime un bruit fort dans un détecteur avec un bruit dépassant à peine le seuil de détection dans un autre, vus au même moment et ayant des caractéristiques similaires. Si de tels événements survivent aux outils de réjection utilisés par la chaîne d’analyse, la fausse coïncidence ainsi produite peut être significative. En utilisant des valeurs de seuils de détection basses on augmente le volume de la recherche ainsi que la sensibilité aux événements peu intenses, mais on laisse l’opportunité à de nombreux bruits de déclencher un bon nombre de calques chaque seconde. D’un point de vue statistique il n’est donc pas rare que des déclenchements soient ainsi faussement associés de manière aléatoire à d’autres. Or si un signal est astrophysique, il doit présenter d’autres similitudes dans les caractéristiques de l’onde détectée. Dans le cas contraire, les paramètres ne devraient pas présenter de corrélation entre eux. Les corrélations attendues, en plus des paramètres intrinsèques qui constituent le calque virtuel déclenché pour produire la coïncidence, sont par exemple les paramètres extrinsèques comme la phase de l’onde, le temps d’arrivée dans l’interféromètre, son amplitude ainsi que la distance effective estimée par l’analyse pour un interféromètre. La prise en compte de ces informations repose sur un test de rapport de vraisemblance en considérant les probabilités de détecter un signal ayant un certain jeu de paramètres sous l’hypothèse d’un signal astrophysique comparé à l’hypothèse de détecter un signal aux paramètres identiques sous l’hypothèse qu’il n’y a que du bruit. Par un raisonnement analogue menant à l’équation 4.24 il est possible d’introduire cette information directement dans la statistique de classement combinée des déclenchements en coïncidences candidats [155, 38]. Elle prend alors la forme suivante :

$$cRS^2 \equiv \rho_c^2 = \sum_i^N \rho_{i,rw,ExR}^2 + 2\ln(P_{\Delta t}P_{\Delta\Phi}P_{\Delta D}) \quad (4.37)$$

Les probabilités $P_{\Delta t}$, $P_{\Delta\Phi}$ et $P_{\Delta D}$ sont déduites de la localisation, l'orientation et la sensibilité des détecteurs en utilisant une population de sources uniformément réparties en volume ainsi qu'en négligeant toute corrélation entre ces paramètres. Cette nouvelle statistique de classement permet ainsi de quantifier la probabilité que les paramètres extrinsèques de l'événement produit soient cohérents avec l'hypothèse d'un signal astrophysique. Dans le cas contraire, les événements se voient directement pénalisés en fonction de l'écart avec cette hypothèse.

4.4 La chaîne d'analyse MBTA pour la période d'observation O4

Dans cette section, nous présenterons quelques changements majeurs de la chaîne d'analyse MBTA lors de sa configuration pour la période d'observation O4.

4.4.1 Banque de calques

Comme pour l'ensemble des chaînes d'analyse de la collaboration, l'espace des paramètres de la recherche de signaux issus de coalescences de binaires d'objets compacts s'agrandit pour la période d'observation O4. L'analyse fonctionne sur trois banques distinctes correspondant aux trois régions principales de l'espace des paramètres pour les événements de type BNS, NS-BH et BBH. Une banque de calques globale est générée en trois étapes.

- Dans un premier temps l'ensemble des calques virtuels correspondant à des masses comprises dans l'intervalle définissant les masses des BNS est généré, en utilisant un algorithme de pavage géométrique de l'espace des paramètres, identique au processus utilisé pour la banque de calques des BNS durant la période d'observation O3 [3]. Le perte de rapport signal sur bruit lors de ce pavage est diminuée à hauteur de 2%, la correspondance minimale entre un signal et un calque permet ainsi de récupérer 98% du rapport signal sur bruit sur cette espace.
- Puis, la banque principale des calques virtuels BBH avec des masses individuelles allant de 5 à 500 M_\odot est créée, en utilisant cette fois un algorithme de pavage de l'espace des paramètres géométrique et stochastique. Ce processus hybride proposé par l'équipe PyCBC de la collaboration permet de paver la majeure partie de l'espace des paramètres de façon uniforme en générant une grille, puis on applique localement un processus de placement stochastique des calques pour couvrir l'ensemble de l'espace des paramètres [191, 192]. Cette méthode permet de réduire le nombre de calques d'environ 10% comparé à une méthode de placement purement stochastique comme dans le cas de la banque de calques des BBH pour la période d'observation O3. Le paramètre de correspondance minimal est aussi augmenté à 98% pour cet ensemble.
- Les deux graines génératrices précédentes sont utilisées afin d'initialiser la génération de la banque complète utilisée pour O4. Cette dernière complète les deux ensembles précédents en utilisant le processus de pavage de l'espace des paramètres hybride décrit précédemment. Le paramètre de correspondance minimale est de 96.5% dans cet espace, correspondant aux

zones complémentaires des deux ensembles précédemment décrits (dans lequel se trouve par exemple le *MassGap* défini en section 4.1.5 et la zone NS-BH).

La région 4 de l'espace des paramètres, correspondant à une analyse particulière sans *gating* afin de s'assurer que de potentiels événements produisant des signaux intenses et courts (de l'ordre de la seconde) ne soient éliminés, est maintenue pour la période d'observation O4. Elle correspond aux calques dont la durée du signal est inférieure à 6 secondes, et possède un seuil de déclenchement plus haut traduisant un rapport signal sur bruit de 10. Les calques des deux bandes de fréquence utilisés par la chaîne d'analyse MBTA sont générés selon un processus identique aux calques virtuels. La fréquence de coupure entre ces bandes est de 80 Hz. Les paramètres de la banque sont résumés dans le tableau 4.2

	Graine BNS	Graine BBH	Banque complète
Masses individuelles ($m_{1,2}$) (M_{\odot})	[1, 3]	[5, 500]	[1, 500]
Masse totale ($m_1 + m_2$) (M_{\odot})	[2, 4]	[10, 500]	[1, 500]
Ratio de masse ($m_1/m_2 \geq 1$)	[1, 3]	[1, 3]	[1, 50]
Spin alignés individuels ($s_{1,2}^z$)	[-0.05, 0.05] si $m_{1,2} \leq 3 M_{\odot}$ [-0.997, 0.997] sinon		
SNR retrouvé (%)	0.98		0.965
Forme d'onde (domaine fréquentiel)	TaylorF2	SEOBNRv4_ROM	
Forme d'onde (domaine temporel)	SpinTaylorT4	SEOBNRv4_opt	
Fréquence minimale (f_0) (Hz) (génération de la banque)	25	18	
Fréquence minimale (f_0) (Hz) (analyse)	24	20	
Fréquence maximale (f_{max}) (Hz) (génération de la banque)	2048	1024	
Fréquence maximale (f_{max}) (Hz) (analyse)	2048		
Séparation des bandes BF et HF (f_{cut}) (Hz)	80		

TABLE 4.2 – Paramètres de la banque de calques de MBTA pour la période d'observation O4. Les formes d'ondes dans le domaine fréquentiel (respectivement temporel) sont utilisées pour la génération de la banque de calques (respectivement l'analyse).

Nous notons que certains calques virtuels VT peuvent inclure une fréquence de fusion du système binaire sous la fréquence de coupure séparant les deux bandes de fréquences de l'analyse. Ils correspondent typiquement aux systèmes BBH de masse élevée. Afin d'éviter une association aléatoire avec un calque réel haute fréquence dans le cas où un tel événement se produit, une partie des calques virtuels est analysée sur une seule bande de fréquence, ignorant ainsi le processus d'association avec un calque réel lors de la re-combinaison des deux bandes de fréquences à l'issue de l'étape de filtrage adapté de l'analyse. Cette portion correspond aux calques VT dont le pic de fréquence est sous 80 Hz, ou les calques RT BF ayant un pic de fréquence sous 80 Hz associés avec des calques RT HF d'une durée inférieure à 20 ms. L'ensemble de la banque de calques est illustrée

en fonction de l'espace des paramètres recherché en figure 3.9.

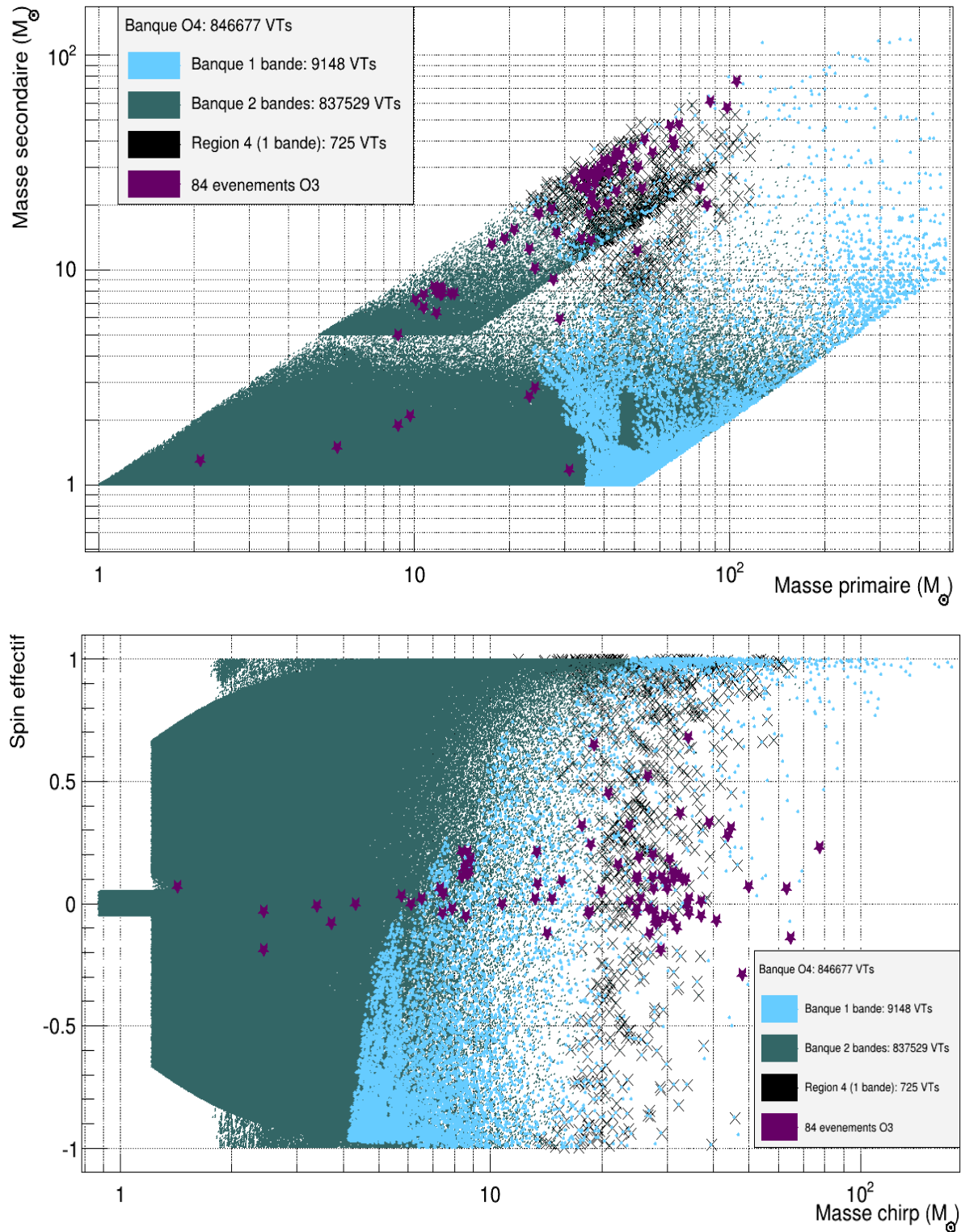


FIGURE 4.9 – Banque de calques pour la période d’observation O4.

Pour la période d’observation O4, la chaîne d’analyse MBTA a aussi étendu son espace des

paramètres recherchés afin d'explorer une région de masses inférieures à $1 M_{\odot}$. Cette recherche nommée SSM (*Sub Solar Mass*) a pour but la recherche de coalescences de binaires d'objets compacts faisant potentiellement intervenir un trou noir primordial. Bien qu'à ce jour aucun événement assez significatif n'ait été détecté par les différentes programmes de détection, une limite supérieure sur le taux de fusion des binaires SSM a pu être estimée à $[220, 24200] Gpc^{-3}.yr^{-1}$ [59, 58]. La recherche SSM fonctionne de la même manière que la recherche standard, en utilisant une banque de calques à quatre dimensions (m_1, m_2, s_1, s_2) , dont les paramètres sont résumés dans le tableau 4.3

	VT	RT LF	RT HF
Masse primaire (m_1) (M_{\odot})	[0.2, 10]		
Masse secondaire (m_2) (M_{\odot})	[0.2, 1]		
Ratio de masse (m_1/m_2)	[1, 10]		
Spin alignés individuels ($s_{1,2}^z$)	[-0.1, 0.1] si $m_{1,2} \leq 0.5 M_{\odot}$ [-0.9, 0.9] sinon		
SNR retrouvé (%)	0.97		
Forme d'onde (domaine fréquentiel)	TaylorF2		
Forme d'onde (domaine temporel)	TaylorF2		
Fréquence minimale (f_0) (Hz) (génération de la banque)	44		120
Fréquence minimale (f_0) (Hz) (analyse)	45		
Fréquence maximale (f_{max}) (Hz) (génération de la banque)	1000	120	1000
Fréquence maximale (f_{max}) (Hz) (analyse)	1000		
Séparation des bandes BF et HF (f_{cut}) (Hz)	120		

TABLE 4.3 – Paramètres de la banque de calques de MBTA pour la recherche SSM lors de la période d'observation O4

4.4.2 Statistique de classement et taux de fausses alarmes

Le point essentiel des améliorations des programmes de détections entre les périodes d'observations O3 et O4 consiste en la capacité à classifier le type de source pour un signal détecté en lui attribuant une probabilité d'origine astrophysique, comme expliqué en section 4.1.5. L'observable construite sur ce principe, P_{astro} , définie tel que $P_{astro} = P_{BBH} + P_{NS-BH} + P_{BNS}$, peut être utilisée comme statistique de classement afin d'évaluer la significativité des événements. En effet, pour chaque bin b de l'espace des paramètres recherché et chaque type de coïncidence c dont la durée d'observation correspondant aux détecteurs impliqués dans la coïncidence est T , un événement possède une statistique de classement combinée permettant de lui associer un taux de fausses alarmes $FAR(cRS^2|b, c)$ et une probabilité d'origine astrophysique $P_{astro}(cRS^2|b, c, T)$. Une paramétrisation de l'observable P_{astro} est faite dans chaque bin pour chaque type de coïncidence [34].

Il est possible d'inverser ces expressions de sorte à utiliser P_{astro} comme statistique de classement afin d'obtenir $FAR(P_{astro}|b, c, T)$ pour chaque type de source. En sommant pour chaque bin de l'espace des paramètres et en intégrant sur le temps correspondant à chaque type de coïncidences (faisant intervenir un seul détecteur s , une coïncidence double d , ou triple t), il est possible de définir un FAR global pour un type de sources recherché tel que :

$$FAR_{g,r}(P_{astro}) = \frac{\sum_s N_s + \sum_d N_d + N_t}{\sum_s T_s + \sum_d T_d + T_t} \quad (4.38)$$

Avec $N_s = FAR_s \cdot (T_s + T_d + T_t)$, $N_d = FAR_d \cdot (T_d + T_t)$ et $N_t = FAR_t \cdot T_t$. Il convient ensuite de combiner les différents types de recherches en prenant le taux de fausses alarmes minimum auquel un *trial factor* est appliqué. L'utilisation d'un *trial factor* permet de tenir compte de la dépendance relative des trois types de recherches BNS, NS-BH et BBH lors de leur combinaison. Dans le cas de trois recherches indépendantes le FAR global peut s'écrire :

$$FAR_g(P_{astro}) = 3 \cdot \min(FAR(P_{BBH}), FAR(P_{NS-BH}), FAR(P_{BNS})) \quad (4.39)$$

Mais des recouvrements entre les NS-BH et BNS d'une part, NS-BH et BBH d'autre part doivent être pris en compte dans le poids attribué à chaque type de recherche. Il est possible de se servir de la classification de type de source P_{BNS} , P_{NS-BH} et P_{BBH} , en déterminant si l'une de ces observables est nulle. Dans ce cas il est possible d'estimer la proportion de déclenchements supprimés correspondant au retrait du type de recherche dont l'observable P_{type} est nulle. Cette proportion, w_{type} , est le rapport entre le nombre déclenchements supprimés et le nombre de déclenchements total tenant compte des trois types de recherche. Enfin, le *trial factor* d'un type de recherche s'écrit comme $1 - w_{type}$. En sommant ces pondérations lors de la combinaison du FAR global on obtient un *trial factor* prenant typiquement une valeur entre 2 et 3 pour les premiers tests de configuration de la chaînes d'analyse d'O4 (l'estimation donne par exemple : BNS : 0.866, NS-BH : 0.558 et BBH : 0.955 le 25 Mai 2023). Cette méthode utilisant P_{astro} comme statistique de classement permet ainsi de définir un taux de fausses alarmes cohérent à cette observable, et est utilisée pour la période d'observation O4.

4.4.3 L'envoi de pré-alertes

Un autre point d'amélioration concerne la limitation de la latence de la chaîne d'analyse afin de favoriser l'astronomie multi-messager. Les pré-alertes consistent en l'envoi d'alertes, avec la production conventionnelle d'un événement par un programme de détection, avec une latence réduite voir négative. Cette amélioration concerne les sources de type BNS, pour lesquelles la partie du signal correspondant à la phase spiralante peut durer plusieurs minutes. Pour atteindre l'objectif d'une latence négative, il faut que l'alerte soit envoyée avant l'instant de coalescence. Il suffit en pratique pour cela de définir la détection de cette partie du signal avant la fréquence de dernière orbite stable dont un ordre de grandeur typique est donné dans l'équation 1.36 pour des systèmes CBC. Le principe des pré-alertes repose donc sur la capacité à récupérer assez de rapport signal sur bruit lors de l'analyse de la phase spiralante d'un signal provenant d'une BNS et d'envoyer des alertes avec une estimation du temps restant avant la potentielle arrivée d'une contrepartie observable par les télescopes optiques. Pour le cas d'une BNS, une certaine fraction de rapport signal sur bruit, correspondant à une certaine bande de fréquence avant celle de dernière orbite stable (typiquement entre la dizaine et la centaine de Hz), peut être récupérée en considérant la phase spiralante du signal. Tout l'enjeu est alors de déterminer les seuils utilisés pour l'envoi des

pré-alertes afin de trouver un équilibre entre le rapport signal sur bruit, la durée estimée avant coalescence ainsi que la précision sur la localisation de la source.

Dans le cadre de l'analyse MBTA, une banque spéciale est générée pour l'envoi des pré-alertes. Cette banque se focalise sur les sources de type BNS avec des masses individuelles dans l'intervalle $[1, 2.5] M_{\odot}$, des spins individuels dans l'intervalle $[-0.05, 0.05]$ et une perte de rapport signal sur bruit maximale de 2% sur cet espace des paramètres. En pratique, de la même manière que lors d'une analyse classique faisant intervenir trois processus en parallèles pour les types de recherches BNS, NS-BH et BBH, l'analyse des pré-alertes fait intervenir quatre processus en parallèles correspondants à quatre bandes de fréquences. Le but est de maximiser les chances de détection d'une pré-alerte qui donnera lieu à un événement astrophysique par la suite, en suivant l'évolution des paramètres du signal dans la bande de fréquence dont la limite supérieure augmente. L'analyse sur cette banque utilise de plus les coïncidences HLV et HL, afin de limiter la génération de fausses alertes en impliquant le détecteur Virgo, moins sensible, dans le programme.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons détaillé la chaîne d'analyse MBTA développée au LAPP et utilisée par l'équipe Virgo afin de rechercher des signaux d'ondes gravitationnelles issus de sources CBC dans les données des interféromètres. Nous avons vu la technique du filtrage adapté sur laquelle la chaîne repose ainsi que le fil que suivent les données jusqu'à l'envoi d'alertes publiques. Cette chaîne d'analyse de détection a été grandement améliorée pour la période d'observation O3 avec les composants décrits dans ce chapitre. Du pré-traitement des données avec le *gating* qui retire les bruits brefs et intenses avant l'analyse jusqu'à ceux qui gèrent la production de déclenchements ainsi que la mise en coïncidence de ces derniers, ces outils ont permis de retirer une vingtaine de fausses alertes lors de la période O3. Certains de ces outils comme le *gating* ou l'ExcessRate ciblent des schémas précis dans les données ou des segments entiers afin de limiter la pollution de celles-ci et de ne pas impacter le calcul du FAR. De manière générale les composantes de l'analyse fonctionnent désormais de manière à ne pas couper des segments temporels dans les données afin de limiter au maximum les temps morts durant lesquels des événements pourraient survenir. Certains sont donc utilisés de manière quantitative pour pondérer la statistique de classement permettant ainsi une discrimination entre le bruit de fond et les événements astrophysiques.

La chaîne d'analyse prend notamment en compte la sensibilité hétérogène des différents détecteurs, l'information d'événements sous le seuil de détection pour améliorer la localisation de la source ainsi que la cohérence des paramètres observés dans plusieurs interféromètres afin d'évaluer la significativité des événements produits. Sa latence de moins d'une minute depuis l'envoi des données des interféromètres à la production d'alertes en a fait un *pipeline* de détection performant lors de cette période d'observation. Cependant la sensibilité des détecteurs augmentent avec les améliorations qui leur sont apportées. Les seuils de détection peuvent être abaissés et les volumes de recherches augmentés, les *pipelines* de détections se doivent donc de suivre ces évolutions. Le chapitre suivant fait l'objet d'outils pensés et développés à partir de la période O3B, visant à prendre en compte des informations astrophysiques a priori dans la chaîne d'analyse.

"Tout ce que je sais, c'est que je ne sais rien."

Socrate

Chapitre 5

Améliorations de la chaîne d’analyse MBTA grâce aux connaissances astrophysiques

Sommaire

5.1	Modèle de population des binaires de trous noirs	161
5.1.1	Les premiers modèles du catalogue GWTC-1	161
5.1.2	L’impact des supernovæ PISNe PPISNe	162
5.1.3	Modèle <i>Power law + peak</i>	164
5.1.4	Modèle <i>Broken power law</i>	166
5.1.5	Modèle <i>Multi peak</i>	166
5.1.6	Modèle de <i>redshift</i> et de spins	167
5.1.7	Des injections aux modèles astrophysiques	168
5.2	Une nouvelle observable, P_{Astro}	169
5.2.1	La méthode FGMC	170
5.2.2	Classification de source	172
5.2.3	Résultats	174
5.3	Pondérer la cRS des candidats par l’information astrophysique	176
5.3.1	Une statistique de classement pondérée par le test de rapport de vraisemblance	176
5.3.2	Fonction de pondération de la statistique de classement	180
5.3.3	Résultats	183
5.3.4	Résumé des événements de la période d’observation O3	195
5.3.5	Comparaison de la sensibilité des recherches	197
5.4	Comparaison et complémentarité avec P_{Astro}	202
5.5	Conclusion	203

Le programme d’analyse MBTA dispose de plusieurs outils de réjection de bruit qui ont été développés pour la période d’observation O3 [38], mais aucun d’entre eux ne prend en compte une quelconque information astrophysique a priori, en amont de l’analyse. Grâce à l’accumulation de données des précédentes périodes d’observations, certains groupes de la collaboration LIGO - Virgo ont pu établir des modèles de population de coalescences de binaires compactes.

Dans ce chapitre nous aborderons dans un premier temps les modèles astrophysiques des populations des binaires de trous noirs dans l’univers proche [17]. L’implémentation d’une telle information dans la chaîne d’analyse MBTA permet de cibler et d’améliorer la recherche de ce type d’événement. Pour cette région qu’occupent les binaires de trous noirs dans l’espace de paramètres observé, il devient alors possible de mieux discriminer les événements d’origine astrophysique du bruit d’arrière

plan en pénalisant les événements probablement non astrophysiques. Le taux de fausses alarmes est alors amélioré et les événements astrophysiques mieux mis en évidence. Dans un premier temps nous décrirons les modèles astrophysiques en question. Dans un second temps nous discuterons d'un nouvel outils développé par l'équipe MBTA pendant la période d'observation O3 visant à estimer la probabilité d'origine des événements ainsi qu'à les classifier. Nous détaillerons ensuite une analyse permettant d'inclure l'information astrophysique directement dans la statistique de classement des événements, avant de discuter des effets sur les données de la période d'observation O3. Enfin, nous discuterons de la complémentarité des deux méthodes.

5.1 Prior astrophysique : modèle de population des binaires de trous noirs

5.1.1 Les premiers modèles du catalogue GWTC-1

Des modèles de distributions des masses d'un système binaire de trous noirs ont vu le jour quelques années après les premières périodes d'observation de la collaboration. Ces modèles sont référencés dans le catalogue GWTC-1 [157] et découlent d'une inférence bayésienne basée directement sur les connaissances acquises pendant O1 et O2 quand à ce type de source. Ce catalogue comprend entre autres trois détections de BBH pour la période O1, dont celle ayant donné lieu au prix Nobel de physique en 2017 pour la découverte directe des ondes gravitationnelles. Il comprend aussi la première détection d'une BNS, la fameux événement GW170817 détecté de façon multi-messenger, ainsi que sept BBH additionnels, pour la période d'observation O2. Les hypothèses permettant de construire les modèles de populations de binaires compactes étaient les suivantes :

- Par convention la masse primaire est la plus élevée des deux composantes du système binaire ($M_1 \geq M_2$).
- Le système binaire est considéré comme ayant une excentricité nulle.
- Les paramètres cosmologiques considérés sont ceux déduits des observations de la collaboration Planck [69] est utilisée afin d'effectuer la conversion entre la distance de luminosité d'une source, estimée à l'aide du signal d'onde gravitationnelle, et son *redshift*.
- La distribution des paramètres intrinsèques (masses et spins) de la source est indépendante du *redshift* cosmologique, au moins sur la plage de *redshift* accessible aux interféromètres pendant les deux premières périodes d'observation $z \leq 1$.
- L'orientation des systèmes binaires est isotrope et ils sont distribués uniformément dans un volume correspondant à un *redshift* $z \leq 1$. Le temps ainsi que la phase de coalescence sont aussi distribués uniformément.

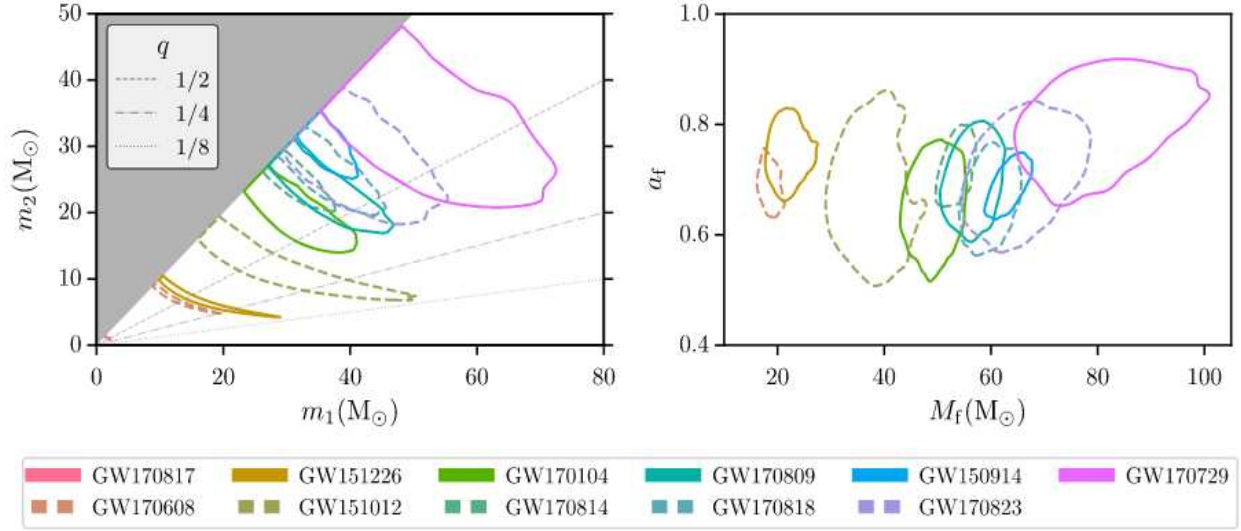


FIGURE 5.1 – Ce graphe tiré de [157] représente les densité de probabilité post-analyse des composantes de masses, de la masse finale ainsi que du spin final des événements détectés lors des 2 premières périodes d’observation. Les masses individuelles s’étendent de $7.6 M_{\odot}$ pour GW170608 à $50.2 M_{\odot}$ pour GW170729 ce qui est en accord avec la plage attendue de masse des trous noirs stellaires [42, 138, 142].

Ces analyses conduisent à un modèle de distribution de masse tel que [14] : la masse primaire suit une loi de puissance décroissante dans l’intervalle $5 M_{\odot} \leq M_1 \leq 50 M_{\odot}$, la masse secondaire est donnée par le ratio de masse $q = \frac{m_2}{m_1}$ qui suit une loi de puissance croissante dans l’intervalle $0.125 \leq q \leq 1$. La présence d’un intervalle vide en masse communément appelé "*Mass gap*" entre la population d’étoiles à neutrons et de trous noirs ($2 - 5 M_{\odot}$) est mise en évidence par le début des distribution à $5 M_{\odot}$ [207, 93, 125] mais n’a pas encore d’explication théorique à ce jour. L’explication la plus plausible est d’ailleurs que ce *Mass Gap* n’existe pas est découle d’un manque d’observation de sources pour ces masses. En effet la détection de l’événement GW190814 dont un des deux corps compact a une masse dans cette intervalle l’a remis en cause. De plus, grâce aux récents catalogues de Gaïa, un satellite dont l’objectif est de recenser les étoiles de notre galaxie [62], la présence d’un tel *mass gap* n’est pas favorisée par les observations [134].

Le paramètre représentant la masse maximale que la composante primaire d’un système binaire quant à lui, empiète sur la limite inférieure d’un autre *Mass gap* à plus haute masse (dans le cas de l’étude de l’événement GW170729). Cet autre *Mass gap* trouve une explication théorique dans les différents types de supernovæ, comme nous allons le voir.

5.1.2 L’impact des supernovæ PISNe PPISNe

Le terme nova fait référence à l’augmentation de la luminosité d’une étoile. Une supernova correspond à une nova extrêmement brillante, qui traduit l’ensemble des mécanismes qui conduisent à l’explosion et donc la mort d’une étoile en fin de vie. Il en existe plusieurs types définis selon la métallicité de l’étoile progénitrice. Il existe cependant des supernovæ imposteurs, à instabilité de paire (PPISNe et PISNe pour *Pulsational Pair-Instability Super-Novæ*) qui se différencient

en terme de masse de l'étoile en fin de vie. Afin de comprendre ces différences et l'effet que ces différents types de supernovæ ont sur les modèles de population des binaires de trous noirs, il faut comprendre le mécanisme général engendrant une supernova .

Principe général d'une supernova

La fin d'une étoile peut se traduire en deux types d'événements. On retrouve les supernovæ dites thermonucléaires résultant de l'explosion d'une naine blanche ayant accrété suffisamment de matière venant d'une étoile voisine. Viennent ensuite les supernovæ dites à effondrement de cœur, traduisant l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive sur elle même quand elle produit un coeur constitué de fer qui dépasse la masse limite de Chandrasekhar (environ $1.44 M_{\odot}$). La fusion nucléaire n'apportant plus d'énergie pour des noyaux au delà du fer, c'est la pression de dégénérescence des électrons qui contrebalance la gravité. Or, celle ci est limitée à la masse de Chandrasekhar, au delà de laquelle l'objet auto-gravitant devient instable, ce qui entraîne alors un effondrement de l'étoile [115]. Ce phénomène conduit à la capture des électrons par les protons dans le coeur de l'étoile laissant place à un coeur fait de neutrons, pour lesquels l'interaction forte à courte portée devient répulsive et permet de contrebalancer la gravité en résistant à la compression. Dans ce cas la libération de l'énergie lors de l'effondrement des couches supérieures de l'étoile vers le centre se traduit par une onde de choc qui vas les éjecter dans le milieu interstellaire formant ainsi le rémanent de la supernova .

L'instabilité de paire

Les mécanismes généraux décrits plus haut surviennent lorsque la masse totale de l'étoile en question n'excède pas les $\simeq 100 M_{\odot}$. Lorsque celle ci atteint des masses plus élevées, d'autres mécanismes comme la production de paire électron-positron entrent en jeu avant la formation du coeur de fer. En effet les photons traversant le coeur de l'étoile (rayons gamma) peuvent avoir une énergie suffisamment élevée pour interagir avec les noyaux et produire ces paires, qui peuvent à leur tour s'annihiler en formant d'autres rayons gamma. Dans les conditions particulières de hautes densités que représente le coeur d'une étoile en fin de vie, la température, l'énergie des rayons gamma et le nombre de paire électrons-positrons créés peut augmenter très rapidement. L'évolution de ce régime particulier peut conduire à une instabilité au coeur de l'étoile telle quelle peut exploser en ne laissant aucun vestige.

- **PISNe** (ou *Pair-Instability Super-Novæ*) est un type de supernova dans lequel les interactions entre les rayons gamma et les noyaux du coeur de l'étoile forment des paires d'électrons - positrons libres conduisant à une instabilité qui résulte en une implosion de l'étoile en trou noir ou une dislocation totale. Les PISNe surviennent pour des étoiles dont la masse est comprise entre 130 et 250 M_{\odot} [128, 4].
- **PPISNe** (ou *Pulsational Pair-Instability Super-Novæ*) est un imposteur de PISNe faisant intervenir le même mécanisme. Lorsque l'étoile a une masse comprise entre environ 100 et 150 M_{\odot} , une pulsation (éjection de masse) de l'étoile peut apparaître. Elle est assez massive pour permettre la création de paire électrons-positrons mais en général pas assez massive pour entraîner la désintégration totale de l'étoile. La pulsation de l'étoile peut éjecter une partie des couches externes représentant jusqu'à quelques dizaines de masses solaires [128, 4]. Suite à cette pulsation, l'étoile subit le mécanisme de Kelvin-Helmholtz [77] : la surface de l'étoile se refroidit et entraîne une contraction de cette dernière, sans consommer de

carburant nucléaire. À son tour, la contraction induit une compression du coeur dont la densité et la température augmentent. Suite à cela il peut y avoir plusieurs pulsations jusqu'à ce que la masse de l'étoile diminue sous les $100 M_\odot$ entraînant alors une supernova à effondrement de coeur. La PPISNe peut aussi conduire à une PISNe si la perte de masse induite par les pulsations permet de stabiliser l'étoile dans le régime d'une PISNe, auquel cas elle peut ne laisser aucun rémanent mis à part ceux produits par ses pulsations.

Impact sur les modèles de distributions de masses des binaires de trous noirs

En prenant en compte les PISNe ainsi que les PPISNe la collaboration ne s'attendait pas à voir de binaires de trous noirs entre 50 et $150 M_\odot$ produits par ces canaux de formation, expliquant ainsi le deuxième *Mass gap* pris en compte lors de la construction des premiers modèles [14]. Cependant le 21 Mai 2019 a donné lieu à l'observation d'un événement particulier. Le premier système de trous noirs résultant en une fusion donnant lieu à un trou noir de masse intermédiaire GW190521 est détecté, dont la composante la plus massive de la binaire (masse primaire) avoisine les $m_1 \sim 85$ masses solaires (M_\odot). Or les connaissances sur la formation des trous noirs stellaires issus de l'effondrement d'étoiles massives jusqu'alors ne devraient pas permettre des masses comprises entre environ $60 M_\odot$ et $120 M_\odot$. D'autres scénarios de formations entreraient alors en jeu. Cette découverte est donc en tension avec les modèles comportant des coupures autour de $M_1 \sim 40 M_\odot$ déduits du catalogue GWTC-1 [157]. La collaboration LIGO-Virgo a donc considéré trois¹ nouveaux modèles de population de binaires de trous noirs pour réaliser des études à l'issue de la période d'observation O3A. Nous nous servons d'une campagne d'injections représentant une distribution simplifiée des signaux simulés injectés dans la chaîne d'analyse MBTA. Ces injections sont superposées aux données réelles et peuvent être analysées indépendamment de celles-ci. En général de telles simulations (*Mock Data Challenge*) servent à tester une chaîne d'analyse dans son ensemble de façon plus poussée. Dans cette étude, pour chacun des trois modèles une repondération en terme de distribution de masse est faite avec le modèle simplifié des injections afin d'être capable de passer de l'un (modèle simulé) à l'autre (modèles influencés par le phénomène d'instabilité de paire à implémenter dans la chaîne d'analyse).

5.1.3 Modèle *Power law + peak*

Ce modèle comporte deux parties, aux faibles masses une fonction de lissage pour éviter une coupure brutale et un pic gaussien aux hautes masses. Ce pic traduit le fait que la perte de masse subie par les supernovæ d'instabilité de paire pulsationnelle [141, 204, 154, 43] pourrait conduire à une accumulation de présence de trous noirs aux frontières de cet intervalle en masse. Ce modèle est mieux à même de s'adapter aux événements de grande masse qui sont en désaccord avec les modèles antérieurs. C'est le modèle préféré que nous utiliserons pour cette étude, qui a d'ailleurs été utilisé par les différents *pipelines* de recherche ainsi que MBTA pour une analyse permettant la classification des sources. La distribution de la masse primaire est donnée par [17] :

$$\pi(m_1 | \lambda_{peak}, \alpha, m_{min}, \delta_m, m_{max}, \mu_m, \sigma_m) = \left[(1 - \lambda_{peak})\beta(m_1 | -\alpha, m_{max}) + \lambda_{peak}G(m_1 | \mu_m, \sigma_m) \right] S(m_1 | m_{min}, \delta_m) \quad (5.1)$$

1. Ne connaissant pas la "vraie" distribution, le modèle de loi de puissance initialement développé peut conduire à plusieurs distributions phénoménologiques.

Avec une loi de puissance normalisée $\beta(m_1 | -\alpha, m_{max})$ d'indice spectral $-\alpha$ et une coupure aux hautes masses m_{max} telle que :

$$\beta(m_1 | -\alpha, m_{max}) = \frac{1 - \alpha}{m_{max}^{1-\alpha} - m_{min}^{1-\alpha}} \cdot m_1^{-\alpha} \quad (5.2)$$

Le terme $G(m_1 | \mu_m, \sigma_m)$ représente une distribution gaussienne normalisée. Le paramètre λ_{peak} est la fraction de mélange déterminant la quantité relative de d'événements dans β (partie du modèle à faible masses en accord avec les modèles antérieurs) et G (terme correspondant aux événements de plus haute masse). Finalement $S(m_1 | m_{min}, \delta_m)$ est le terme de lissage évoluant de 0 à 1 dans l'intervalle $[m_{min}, m_{min} + \delta_m]$:

$$S(m_1 | m_{min}, \delta_m) = \begin{cases} 0 & \text{si } m < m_{min} \\ [f(m - m_{min}, \delta_m) + 1]^{-1} & \text{si } m_{min} \leq m < m_{min} + \delta_m \\ 1 & \text{si } m \geq m_{min} + \delta_m \end{cases} \quad (5.3)$$

Avec :

$$f(m', \delta_m) = \exp\left(\frac{\delta_m}{m'} + \frac{\delta_m}{m' - \delta_m}\right) \quad (5.4)$$

La distribution du rapport de masse contient aussi le terme de lissage :

$$\pi(q | \beta_q, m_1, m_{min}, \delta_m) \propto q^{\beta_q} S(qm_1 | m_{min}, \delta_m) \quad (5.5)$$

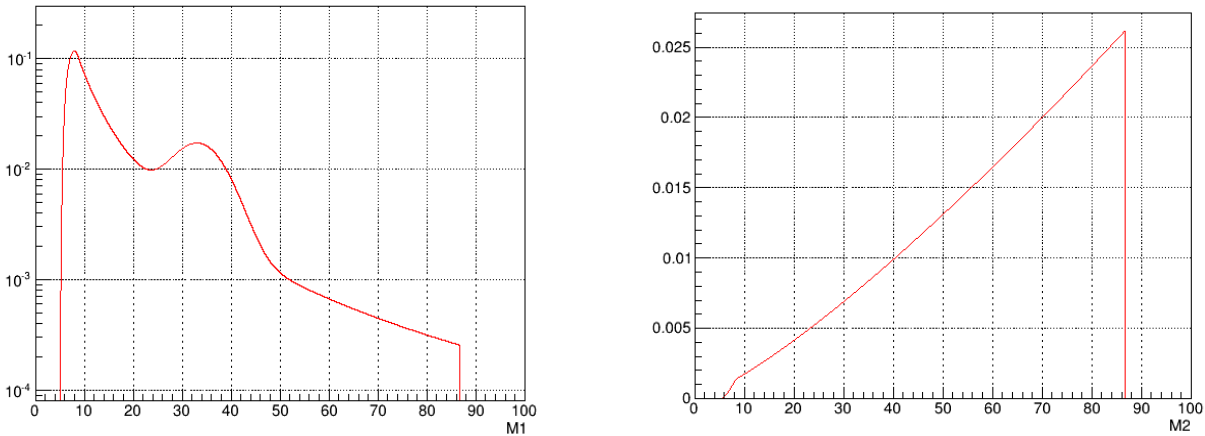


FIGURE 5.2 – Distribution normalisée de la masse primaire à gauche et secondaire à droite pour les systèmes BBH selon le modèle astrophysique *Power law + peak*.

Les paramètres utilisés correspondent à une paramétrisation du modèle initial, appelé *benchmark* (modèle de référence), ayant été motivé par la comparaison des résultats des études sur différentes chaînes d'analyses. Les indices spectraux α et β_q prennent respectivement les valeurs 2.5 et 1.5, la fraction de mélange $\lambda_{peak} = 0.1$ correspondant à la proportion de sources dans le pic gaussien de paramètres $\mu_m = 34 M_\odot$ et $\sigma_m = 5 M_\odot$. Le paramètre permettant le contrôle de la forme de la coupure (introduit dans le terme de lissage) $\delta_m = 3.5 M_\odot$ (une coupure nette correspond à $\delta_m = 0 M_\odot$). Ce paramètre agit sur la forme de la distribution proche de la valeur

minimale de masse autorisée $m_{min} = 5 M_{\odot}$. Seule la valeur de masse maximale diffère avec le modèle *benchmark* dans lequel $m_{max} = 80 M_{\odot}$, nous prenons ici $m_{max} = 86.22 M_{\odot}$, ce qui correspond à la moyenne de ce paramètre dans [17] et englobe la valeur de la masse primaire de l'événement GW190521 discuté en section 1.4.5.

5.1.4 Modèle *Broken power law*

Au lieu d'une loi de puissance entre m_{min} et m_{max} , ce modèle permet une rupture de la loi de puissance à une certaine masse m_{break} . Ce modèle inclu la fonction de lissage à faible masse utilisée dans le modèle *Power law + peak*. La masse de rupture m_{break} peut correspondre au début de l'intervalle en masse correspondant au phénomène d'instabilité de paire dans les supernovæ, la deuxième loi de puissance peut correspondre à une sous-population ou une diminution de trous noirs à l'intérieur de cet intervalle en masse. Ce modèle s'adapte aux événements de grande masse tout en offrant une alternative au modèle *Power law + peak*. La distribution de la masse primaire du système binaire est donnée par :

$$\pi(m_1 | \alpha_1, \alpha_2, m_{min}, m_{max}) \propto \begin{cases} m_1^{-\alpha_1} S(m_1 | m_{min}, \delta_m) & m_{min} < m_1 < m_{break} \\ m_1^{-\alpha_2} S(m_1 | m_{min}, \delta_m) & m_{break} < m_1 < m_{max} \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (5.6)$$

Avec :

$$m_{break} = m_{min} + b(m_{max} - m_{min}) \quad (5.7)$$

La distribution du rapport de masse est identique à celle du modèle précédent.

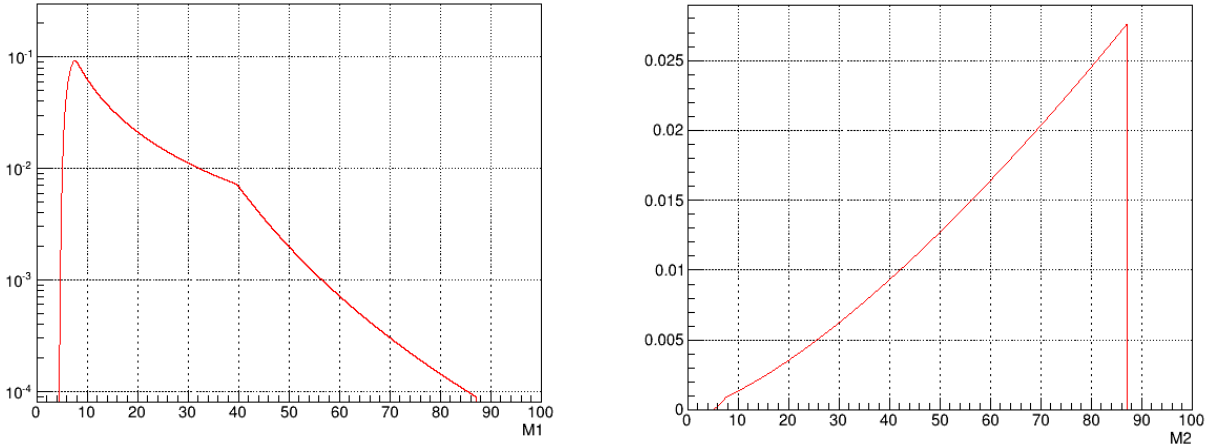


FIGURE 5.3 – Distribution normalisée de la masse primaire à gauche et secondaire à droite pour les systèmes BBH selon le modèle astrophysique *Broken power law*.

5.1.5 Modèle *Multi peak*

Ce modèle phénoménologique est similaire au *Power law + peak*, sauf qu'il comporte deux pics gaussiens. Le second pic de masse résultant du modèle correspond aux fusions BBH hiérarchiques, dans lesquelles les fusions de deuxième génération créent un pic de masse élevée dans le spectre de masse des trous noirs. Ce modèle a été fait pour tester si le catalogue GWTC-2 présente des

preuves de fusions hiérarchiques, ce qui n'a pas été mis en évidence. La distribution de la masse primaire du système binaire est donnée par :

$$\pi(m_1|\lambda, \alpha, m_{min}, \delta_m, m_{max}, \mu_m, \sigma_m) = \left[(1 - \lambda)\beta(m_1 | -\alpha, m_{max}) + \lambda\lambda_1 G(m_1|\mu_{m,1}, \sigma_{m,1}) + \lambda(1 - \lambda_1)G(m_1|\mu_{m,2}, \sigma_{m,2}) \right] S(m_1|m_{min}, \delta_m) \quad (5.8)$$

Ici, λ et λ_1 sont respectivement la fraction de binaires dans n'importe quelle composante gaussienne ainsi que la fraction de binaires dans la composante aux basses masses. $G(m_1|\mu_{m,1}, \sigma_{m,1})$ est la distribution gaussienne normalisée correspondant au pic à faible masse, $G(m_1|\mu_{m,2}, \sigma_{m,2})$ celle correspondante au pic à haute masse. La distribution du rapport de masse est identique à celle des modèles précédents.

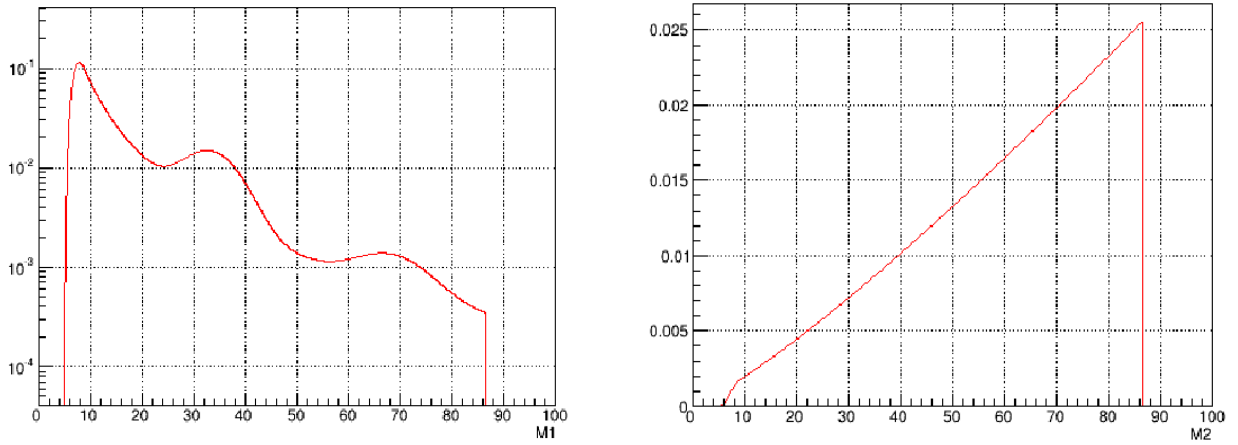


FIGURE 5.4 – Distribution normalisée de la masse primaire à gauche et secondaire à droite pour les systèmes BBH selon le modèle astrophysique *Multipeak*.

5.1.6 Modèle de *redshift* et de spins

La campagne d'injections et le modèle *Power law + peak* ayant les mêmes distributions en spin avec une orientation isotrope, il n'est pas nécessaire d'appliquer une re-pondération liée au spin. La distribution en *redshift* quant à elle est donnée par :

$$p(z|\kappa) \propto \frac{dV_c}{dz} (1+z)^{\kappa-1} \quad (5.9)$$

Avec un paramètre d'évolution $\kappa = 1$ pour la distribution des injections générées et V_c le volume co-mobile. L'estimation des paramètres de population astrophysique [17] conduit à une distribution de *redshift* uniforme en co-volume ($\kappa = 0$). Pour les analyses que nous allons détailler par la suite et afin d'être cohérent avec les études faites par les différentes chaînes d'analyses nous garderons $\kappa = 0$. Nous pouvons noter que la dernière mesure du taux de fusion des BBH reste compatible avec une valeur constante et uniforme en volume co-mobile dans le référentiel des sources ($\kappa = 0$), mais favorise désormais une évolution avec le *redshift* [167]. L'estimation du paramètre d'évolution est estimé à $\kappa = 2.9$. Bien que ce cas n'ait pu être traité dans cette étude, les facteurs de re-pondération sont donnés en figure 5.5 et nous discuterons des éventuels effets que cela peut avoir au terme de cette étude (section 5.3.3).

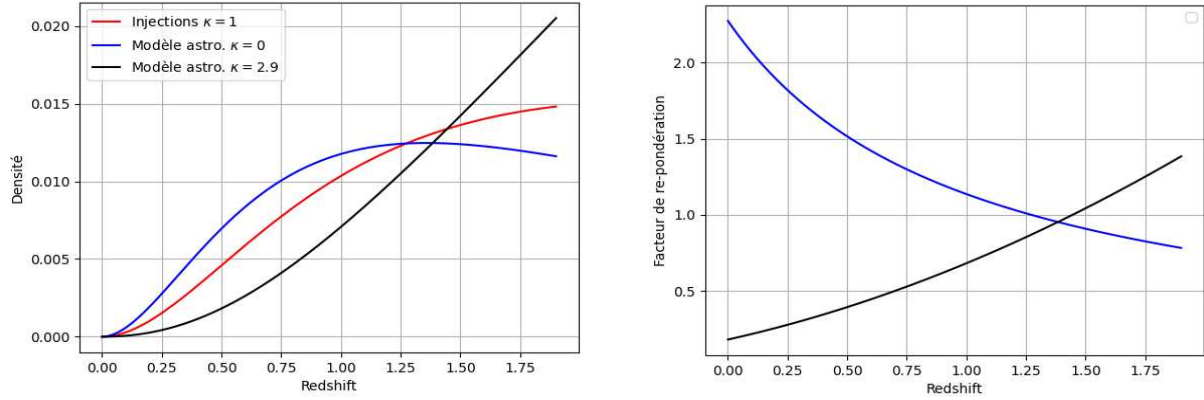


FIGURE 5.5 – À gauche la densité de probabilité de l'évolution du *redshift*. À droite les facteurs de re-pondérations entre modèle astrophysique et les injections. Est rajouté sur cette figure le cas $\kappa = 2.9$ correspondant à la récente contrainte fixée par la collaboration [167] indiquant un taux de fusion des BBH évoluant avec le *redshift*.

5.1.7 Des injections aux modèles astrophysiques

Afin d'implémenter l'information astrophysique correspondant aux modèles décrits plus haut, nous devons faire le lien entre la population d'injections simulées et ces modèles. La distribution en masse de la campagne d'injection doit être re-pondérée, selon ces modèles, afin de pouvoir passer à la distributions en masse *Power law + peak* qui nous intéresse.

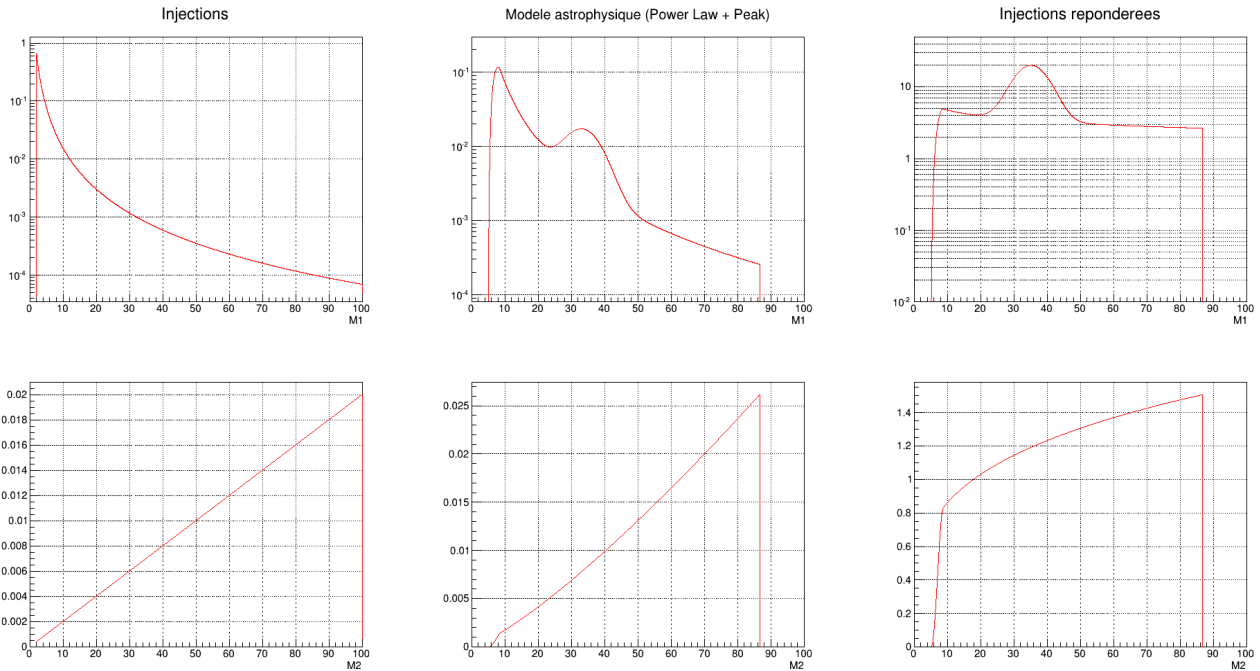


FIGURE 5.6 – Distribution normalisée des masses des BBH pour les injections, le modèle astrophysique *Power law + peak*, ainsi que la re-pondération entre les deux. Les distributions de la seconde ligne sont déduites du rapport de masse.

Comme le montre la figure 5.6, pour chaque modèle peut être effectuée une pondération du modèle simplifié des injections par le modèle astrophysique, afin d'associer à chaque injection le poids nécessaire W permettant de transformer le jeu de données simulées selon le modèle voulu. En combinant les courbes de pondération des masses 1 et 2 il est possible de construire un histogramme de poids nous donnant, pour chaque position de l'espace des paramètres considéré, le poids qui doit être appliqué à l'injection correspondante de sorte à ce qu'elle soit en accord avec le modèle astrophysique voulu. Pour ce faire il convient de multiplier, pour chacune des masses primaires dans l'intervalle $m_1 \in [m_{\min}, m_{\max}]$, le poids attribué à cette masse primaire par le poids de chaque masse secondaire prise dans l'intervalle $m_2 \in [m_{\min}, m_1]$ afin de respecter les contraintes du modèle. En outre pour chaque bin i de masse primaire et chaque bin j de masse secondaire, le poids $w_{i,j}$ de l'espace des paramètres considéré Θ des systèmes binaires est obtenu en associant la pondération de chaque masse W_i et W_j entre le modèle simplifié des injections et le modèle astrophysique tel que :

$$w_{i,j \in \Theta} = \sum_{i, m_{\min}}^{m_{\max}} \sum_{j, m_{\min}}^{m_1} W_i W_j \quad (5.10)$$

Pour plus de commodité nous passerons dans l'espace des paramètres rapport de masse $q = \frac{m_2}{m_1}$ et masse *chirp*, ou " $\mathcal{M}c - q$ ", comme représenté en figure 5.7. En effet la masse *chirp* d'un système binaire est un paramètre pertinent bien évalué par la chaîne d'analyse MBTA. Un découpage de l'espace de paramètres en différentes sous régions (bins) sera choisi, de façon logarithmique sur la plage de masse considérée et linéaire selon le ratio de masse, afin de suivre l'évolution de la densité des calques par la suite, permettant ainsi de contrôler les variations (de bruit de fond ainsi que de densité de signal) sur cet espace. Ce découpage permet notamment d'extraire l'information pertinente (sur le bruit de fond autant que sur les signaux astrophysiques) étant donné que ces distributions ne sont pas uniformes sur l'espace de paramètres considéré.

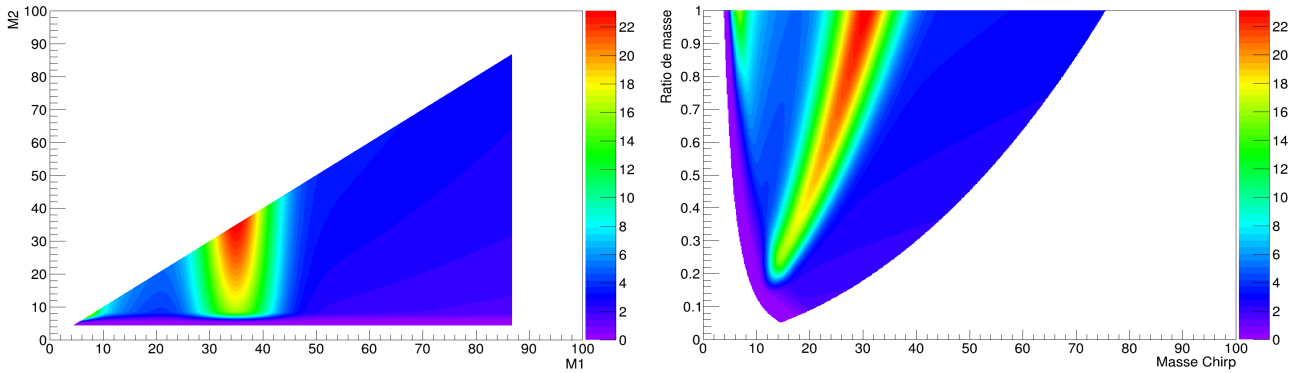


FIGURE 5.7 – Histogrammes de re-pondération entre les injections et le modèle *Power law + peak* dans les espaces de paramètres " $M_1 - M_2$ " et " $\mathcal{M}c - q$ ".

5.2 Une nouvelle observable, P_{Astro}

La période d'observation O3 a été marquée par le développement d'une nouvelle méthode conjointe aux différents *pipelines* de recherche de signaux CBC permettant une classification précise des événements candidats en leur attribuant une probabilité d'être d'origine astrophysique. Le

calcul de cette nouvelle observable, notée P_{Astro} , a ainsi pour but d'aider à la sélection des événements ainsi que de faciliter le suivi rapide de contreparties par les observatoires partenaires de la collaboration lors de l'envoi d'alertes publiques d'événements significatifs. Pour l'équipe MBTA cette étude représente la première méthode prenant en compte une information astrophysique dans la chaîne d'analyse. Dans cette section nous détaillerons les hypothèses et les étapes nécessaires à la construction de ce nouvel outil d'analyse développé par l'équipe MBTA [34].

5.2.1 La méthode FGMC

Le principe du calcul de cette nouvelle observable repose sur la méthode d'analyse multi-composante FGMC (dont le nom provient des auteurs Farr, Gair, Mandel et Cutler)[136]. Cette méthode permet d'évaluer le taux d'événements astrophysiques ainsi que le taux d'événements provenant du bruit de fond par une approche Bayésienne lorsque la forme du signal attendue ainsi que les distributions de bruit de fond sont connues ou peuvent être paramétrées. Ces taux sont évalués en considérant un ensemble de déclenchements N produits par la chaîne d'analyse, de statistique de classement ρ supérieure à un seuil ρ_{seuil} choisi relativement bas de sorte à ce que l'ensemble des événements candidats soit dominé par des événements de bruit de fond. On admet de cette façon que l'occurrence de déclenchement suit un processus Poissonnien indépendant selon les quatre catégories d'origine considérées pour l'étude : origine astrophysique (BBH, BNS, NS-BH) et origine terrestre (bruit de fond). La probabilité d'avoir n occurrences dans un intervalle de temps fixé avec une moyenne de Λ événements se traduit donc par :

$$P(n|\Lambda) \propto \Lambda^n e^{-\Lambda} \quad (5.11)$$

Avec Λ la moyenne de cette loi de Poisson et n le nombre de déclenchements attendus à estimer pour chacune des catégories.

En pratique une vraisemblance à deux composantes (considérant une origine terrestre et astrophysique) est dérivée de l'ensemble de déclenchements N , définit plus haut, en considérant pour un ensemble de recherches sur des intervalles de temps δ [12] :

$$\frac{dN}{dt d\rho}(\rho, t) = R_0(t)p_0(\rho, t) + R_1(t)V(t)p_1(\rho, t) \quad (5.12)$$

Avec R_0 (respectivement R_1) le taux de déclenchements d'origine terrestre par unité de temps (respectivement le taux de déclenchement d'origine astrophysique par unité de temps et de volume co-mobile) et p_0 (respectivement p_1) la densité de détection des déclenchements terrestres de statistique de classement ρ au dessus du seuil, au temps t (respectivement la densité au temps t de détection des déclenchements astrophysiques). V est le volume co-mobile sensible des détecteurs, selon le modèle de population de sources, tenant compte du *redshift*. Afin de dériver une vraisemblance de cette expression, certaines approximations sont faites [12] :

- R_1 est approximé constant sur les périodes d'observations. Il peut dépendre du *redshift* mais l'évolution du taux de fusions est prise avec un paramètre $\kappa = 0$ défini en équation 5.9.
- La densité p_1 est supposée indépendante des paramètres de la source.
- Les N_T intervalles de recherche sont pris assez courts de sorte à ne contenir qu'un déclenchement au maximum et à rendre les termes dépendant du temps de l'équation 5.12 approximativement constants.

La vraisemblance de Poisson à deux composantes est alors construite comme un produit sur les M intervalles de temps contenant un déclenchement (indexé j) avec ceux n'en contenant pas (indexé k) telle que :

$$\mathcal{L}_2 = \prod_{j=1}^M \frac{dN}{dt d\rho}(\rho_j, t_j) e^{-\delta_j \frac{dN}{dt}(t_j)} \times \prod_{k=1}^{N_T-M} e^{-\delta_k \frac{dN}{dt}(t_k)} \quad (5.13)$$

La vraisemblance à deux composante de la méthode FGMC doit donc être étendue à quatre composantes afin de prendre en compte les sous catégories de sources $\Lambda_\alpha : \vec{\Lambda}_1 = \Lambda_\alpha$. Nous nommerons Λ_0 les déclenchements d'origine terrestre et Λ_α les déclenchements d'origine astrophysique, avec $\Lambda_\alpha = \{\Lambda_{BBH}, \Lambda_{BNS}, \Lambda_{NS-BH}\}$. En laissant la largeur des intervalles d'observation tendre vers zéro uniformément lorsque leur nombre tend vers l'infini, la vraisemblance s'écrit de la manière suivante [12] :

$$\mathcal{L}(\vec{\rho}|\Lambda_0, \vec{\Lambda}_1) = e^{-\Lambda_0 - \sum_\alpha \Lambda_\alpha} \prod_{i=1}^N (\Lambda_0 \cdot b(\rho_i) + \vec{\Lambda}_1 \cdot \vec{s}(\rho_i)) \quad (5.14)$$

Avec ρ_i la statistique de classement, au dessus du seuil, du déclenchement i . $b(\rho_i)$ (respectivement $\vec{s}(\rho_i)$) représente la distribution de densité de bruit de fond normalisée (respectivement de signal astrophysique pour chaque type de source) évaluée en ρ_i ($b(\rho_i) \equiv \mathcal{L}(\rho_i|bruit)$ et $\vec{s}(\rho_i) = \{s_\alpha(\rho_i)\} \equiv \mathcal{L}(\rho_i|signal)$).

L'approche bayésienne consiste ici à mettre à jour notre hypothèse initiale sur le modèle M à priori (appelé le "prior"), grâce aux informations que fournissent les données D (aussi appelées "évidence"), afin d'obtenir l'information à posteriori sur le nombre attendu de déclenchements pour chaque catégorie (appelé "posterior"). L'hypothèse initiale sur le modèle étant indépendant des données observées, le théorème de Bayes nous dit que :

$$P(M|D) = \frac{P(D|M) \cdot P(M)}{P(D)} \quad (5.15)$$

La probabilité à posteriori de l'hypothèse initiale sachant les données dépend ainsi de la probabilité d'observer les données sachant cette hypothèse que multiplie la probabilité du prior fait sur l'hypothèse. La probabilité d'observer les données sans condition est de 1. Ainsi le théorème de Bayes permet d'écrire la distribution à posteriori des nombres de déclenchements attendus pour les quatre composantes en utilisant des prior sur les paramètres Λ de la manière suivante :

$$\mathcal{L}(\Lambda_0, \vec{\Lambda}_1|\vec{\rho}) = \pi(\Lambda_0, \vec{\Lambda}_1) \cdot \mathcal{L}(\vec{\rho}|\Lambda_0, \vec{\Lambda}_1) \quad (5.16)$$

Le nombre N de déclenchements au dessus du seuil ρ_{seuil} étant dominé par le bruit de fond nous pouvons approximer Λ_0 par N . Un prior de Poisson - Jeffreys [12] est utilisé : $\pi(\Lambda) = \frac{1}{\sqrt{\Lambda}}$. Ce type de prior est adapté dans le cas de distributions de Poisson. En effet il est non-informatif (aussi appelé objectif), ce qui permet de ne pas favoriser certaines valeurs des paramètres que l'on cherche à estimer. L'estimation du nombre de détections attendues pour une catégorie de source donnée n'est ainsi pas biaisée par une hypothèse faite au préalable sur ce paramètre, si ce n'est le fait qu'il soit positif. Les distributions à posteriori de l'analyse de ces paramètres sont données en figure 5.8.

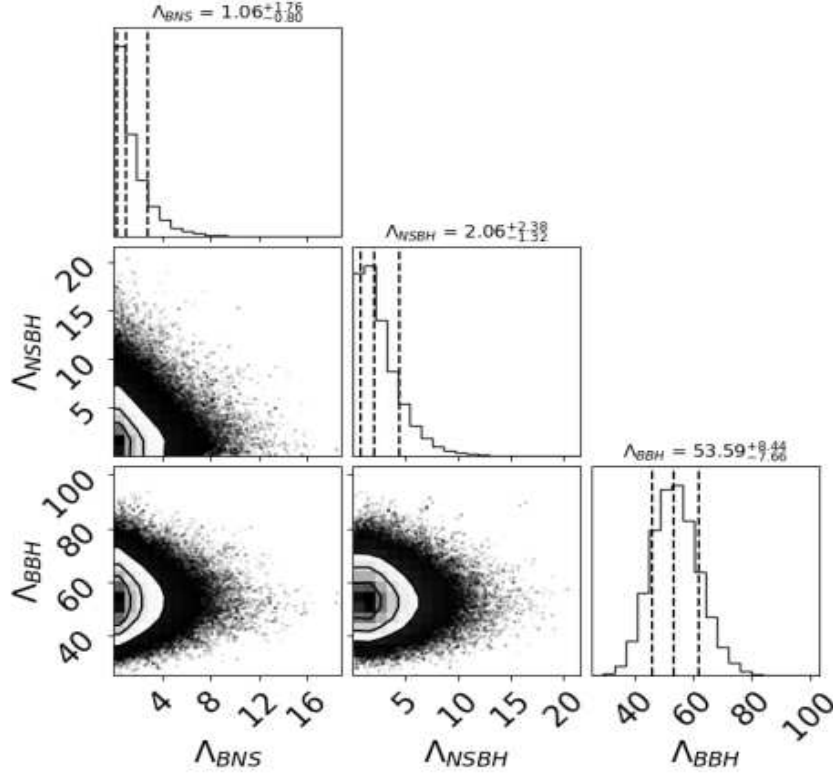


FIGURE 5.8 – Projection de la distribution à posteriori de l’analyse multi-composante FGMC pour les 3 types de sources astrophysiques. Les graphes diagonaux représentent la marginalisation du nombre de coups pour chaque catégorie, les graphes hors diagonale montrent les distributions à posteriori à 2 dimensions [83].

5.2.2 Classification de source

Probabilité d’origine astrophysique

L’estimation de la densité de bruit de fond ainsi que de la densité de signaux astrophysiques permettent de construire la nouvelle observable notée P_{Astro} . Celle ci représente la probabilité d’origine astrophysique associée à un déclenchement [13] de statistique de classement ρ définie [38] dans l’équation 4.37. Cette observable est dérivée du rapport signal sur bruit, le résultat du filtrage adapté [38], et s’écrit sous la forme du rapport entre la densité de signaux astrophysiques et la densité globale de signaux produite par une analyse, pondérée par le nombre d’événements attendus déterminé à posteriori pour une analyse bayésienne pour chaque catégorie de source :

$$P_{\text{Astro}}(\rho) = \frac{\langle \vec{\Lambda}_1 \rangle \cdot \vec{s}(\rho)}{\Lambda_0 \cdot b(\rho) + \langle \vec{\Lambda}_1 \rangle \cdot \vec{s}(\rho)} \quad (5.17)$$

Cette observable peut être ré-écrite comme la somme de la probabilité d’appartenance d’un signal astrophysique à une catégorie spécifique α :

$$P_{\text{Astro}}(\rho) = \sum_{\alpha} P_{\alpha}(\rho) = \sum_{\alpha} \int_0^{\infty} \mathcal{L}(\Lambda_0, \vec{\Lambda}_1 | \vec{\rho}) \cdot \frac{\Lambda_{\alpha} \cdot s_{\alpha}(\rho)}{\Lambda_0 \cdot b(\rho) + \vec{\Lambda}_1 \cdot \vec{s}(\rho)} d\Lambda_0 d\vec{\Lambda}_1 \quad (5.18)$$

Et elle est liée à la catégorie de signaux issus de bruits terrestres par la relation suivante :

$$P_{Astro}(\rho) = \sum_{\alpha} P_{\alpha}(\rho) = 1 - P_0(\rho) \quad (5.19)$$

Paramétrisation de P_{Astro}

La méthode FGMC décrite plus haut permet à terme d'assigner une valeur de P_{Astro} aux déclenchements produits par une analyse. Cette étude est cependant coûteuse en temps de calcul la rendant difficile pour une recherche en ligne. Afin de palier à ce problème et d'être capable d'attribuer une valeur de P_{Astro} lors d'une analyse en ligne, une paramétrisation est faite dans chaque bin i de l'espace des paramètres et pour chaque type de coïncidence j . Cette paramétrisation est évaluée en admettant le nombre d'événements attendus pour les 4 catégories de sources possibles dans un volume de détection connu. Ces valeurs correspondent aux valeurs moyennes des paramètres Λ déterminées à posteriori de l'analyse FGMC. Du fait de la construction de l'observable P_{Astro} , basée sur des distributions de lois de puissances au premier ordre, on s'attend à ce que la transition entre la valeur minimale et maximale (de 0 à 1) soit paramétrée de la façon suivante :

$$P_{Astro}(\rho^2) = [1 + \exp(-a_{50\%} \cdot (\rho^2 - \rho_{50\%}^2))]^{-1} \quad (5.20)$$

Avec comme paramètres $\rho_{50\%}^2$ la statistique de classement correspondant à une valeur de P_{Astro} de 0.5 ainsi que la pente $a_{50\%}$ de la courbe paramétrée prise à cette valeur au milieu de la transition. Cette paramétrisation permet notamment de lisser les fluctuations statistiques provenant de l'estimation de la densité de bruit de fond dans chaque sous région de l'espace des paramètres. Selon les sous régions de l'espace des paramètres considérées un manque de densité de calques peut induire des problèmes d'estimation de valeurs de P_{Astro} : une absence de déclenchement de bruit de fond pour des statistiques de classements haute ou encore de trop fortes variations dues à un manque de statistique dans certains bins. Cette interpolation donne ainsi une meilleure précision quant aux régions dans lesquelles des variations rapides des valeurs de P_{Astro} ont lieu en fonction de la statistique de classement et de la position du bin considéré dans l'espace des paramètres, comme illustré en figure 5.9.

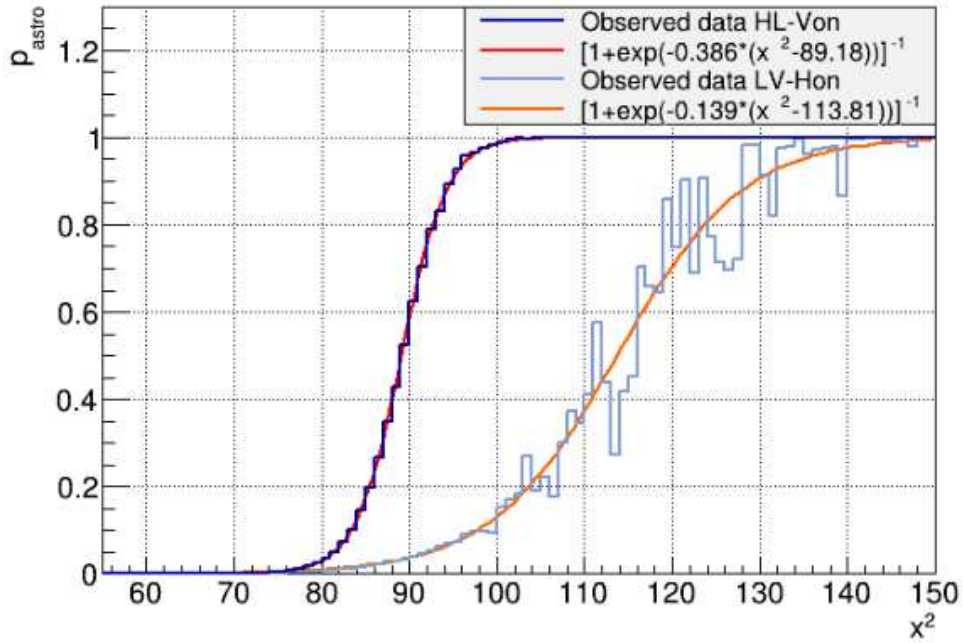


FIGURE 5.9 – Évolution de P_{Astro} en fonction de la statistique de classement au carré x^2 en bleu sombre (clair) pour des coïncidences observées de type HL-Von (LV-Hon) pour 2 bins différents de l'espace des paramètres. Les valeurs sont calculées en utilisant l'équation 5.17. En rouge (orange) les ajustements correspondants calculés à partir de la paramétrisation décrite par l'équation 5.20 [34]. Les valeurs de $a_{50\%}$ et $\rho_{50\%}$ sont données pour chaque paramétrisation [34].

5.2.3 Résultats

Dans cette partie nous discutons des résultats de l'étude commune aux différents *pipelines* d'analyse visant à apporter une classification de source ainsi qu'à estimer la probabilité d'origine des événements candidats produits au moyen de la nouvelle observable P_{Astro} . Les tableaux en annexe 5.5 résument les paramètres des détections qui ont été rendus publics dans le catalogue [64] pour les différents *pipelines* de recherche de signaux CBC. Parmi les 79 événements reportés pour les périodes d'observation O3A et O3B, 58 ont été vus et 38 ont été détectés au dessus des seuil : en IFAR et P_{Astro} dans la chaîne d'analyse MBTA. 9 d'entre eux ont une valeur de P_{Astro} inférieure à 0.5, ces 9 candidats ont aussi un taux de fausses alarmes trop élevé, au dessus du seuil de 2 an^{-1} (événements en italique). 12 candidats sont également au dessus de ce seuil mais ont un P_{Astro} au dessus de 0.5. Les événements ayant un bon taux de fausses alarmes au dessus du seuil de détection dans au moins un *pipeline* mais une valeur de P_{Astro} trop faible sont considérés comme marginaux.

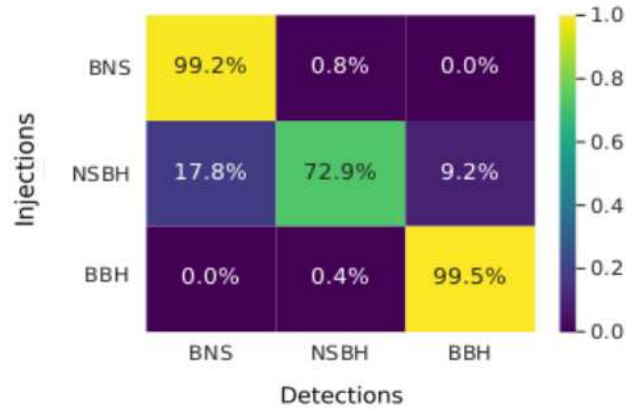


FIGURE 5.10 – Matrice de confusion représentant le pouvoir de classification de sources de l'étude pour les injections utilisées lors de la période O3A. Le ratio de masse q étant un paramètre mal mesuré par les *pipelines* d'analyse nous observons un recouvrement entre la catégorie NS-BH et les catégories voisines. Aucun recouvrement n'a lieu entre les BNS et les BBH du fait de l'écart en masse qui les sépare [34].

De manière générale, les valeurs extrêmes correspondantes à la catégorie bruit ($P_{Astro} \sim 0$) et la catégorie signal astrophysique ($P_{Astro} \sim 1$) sont assez robustes au vu des différentes hypothèses faites pour attribuer ces valeurs à chaque déclenchement. Comme le montre la paramétrisation représentée sur la figure 5.9, ces valeurs extrêmes ne présentent que peu de fluctuations comparées à la transition, de manière générale. Les valeurs intermédiaires des candidats, comprises dans l'intervalle $[0.1, 0.9]$, sont plus susceptibles de fluctuer, avec une incertitude plus large autour du seuil à 50%. Les sources d'incertitudes dominantes sont [34] en premier lieu les fluctuations de la statistique de classement. Le pavage discret de l'espace des paramètres par la banque de calques est fait de sorte à ce qu'il existe une correspondance minimale (un "minimal match") fixé à 97%. Il décrit la correspondance entre un signal et le calque qui sera ainsi déclenché. Cette construction laisse supposer une erreur maximale sur le rapport signal sur bruit d'un événement de 3% qui se répercute sur l'évaluation de P_{astro} (et peut être réduite en augmentant par exemple la valeur de "minimal match"). Une autre source d'incertitude est représentée par les fluctuations du bruit de fond qui impactent le calcul de l'observable P_{Astro} , basé sur la densité de bruit de fond pour une période de données et sur l'espace des paramètres considéré. Le choix du découpage de l'espace des paramètres influe aussi sur la valeur. Ce choix arbitraire est fait de sorte à être mieux à même de suivre l'évolution de la densité de calques sur l'espace des paramètres, mais dès lors qu'une "grille" est imposée sur cet espace, la densité de signaux astrophysiques ainsi que la densité de bruit de fond s'évaluent dans chaque bin. Les valeurs de P_{Astro} aux limites de chaque bin sont donc susceptibles de varier selon la taille des bins. L'incertitude systématique est définie comme $\mathcal{O}(0.1)$ autour de $P_{Astro} \sim 0.5$, les incertitudes les plus larges étant dans des zones spécifiques de l'espace des paramètres dans lesquelles les modèles de populations astrophysiques sont les moins certains.

5.3 Pondérer la statistique de classement des candidats par l'information astrophysique

Lors de l'envoi d'alertes, la collaboration LIGO - Virgo - KAGRA a motivé l'ajout d'informations supplémentaires quant à la nature de la source émettrice par le besoin de faciliter les communications avec les observatoires partenaires pour l'astronomie multi-messager. Ainsi l'observable P_{Astro} permet d'apporter de nouvelles informations liées à un événement, bien que son incertitude se maximise autour de sa valeur seuil de 50%. Une étude permettant de mener à bien l'implémentation d'informations astrophysiques d'une nouvelle façon dans la chaîne d'analyse a été menée. De la même manière nous nous sommes servis de la campagne d'injections pour construire les outils permettant d'inclure les informations du modèle astrophysique, cette fois dans la statistique de classement des événements produits par la chaîne d'analyse. La majorité des détections à ce jour étant des binaires de trous noirs, cette étude se focalise sur ce type de source et porte sur l'implémentation des modèles décrits en section 5.1. Une statistique de classement dépendant de la distribution de masse de cette population permettrait de mieux discriminer les événements d'origine astrophysique du bruit de fond, ainsi que d'améliorer le taux de détection. Grâce à la classification apportée par l'observable P_{Astro} , il sera possible de confirmer cette amélioration. Les deux outils nécessaires à cette démarche sont les histogrammes de pondération en figure 5.7 permettant le passage du modèle simplifié des injections au modèle astrophysique à implémenter ainsi qu'une fonction de pondération permettant d'utiliser ces informations stockées pour appliquer des modifications sur la statistique de classement des événements.

5.3.1 Une statistique de classement pondérée par le test de rapport de vraisemblance

La chaîne d'analyse MBTA repose sur le principe du filtrage adapté qui compare un ensemble de calques théoriques au flux de données en réalisant une inter-corrélation pondérée. Lors d'une correspondance, un rapport signal sur bruit est construit selon l'équation 4.8 qui permet de quantifier l'accord entre la théorie et les données en question. Nous adoptons ici une approche bayésienne pour optimiser ce rapport signal sur bruit. La présence de signaux astrophysiques enfouis dans du bruit impacte les caractéristiques statistiques de ce flux de données. Nous définissons donc une vraisemblance comme dans l'équation 4.16 dont la maximisation conduit à un rapport signal sur bruit optimal 4.18. Ce dernier peut alors être modifié en y incluant un terme quantifiant la probabilité que certains paramètres mesurés soient favorables ou non à de éventuelles corrélations ou tests d'hypothèses [38, 155] en se mettant sous la forme de l'équation 4.37. La statistique en découlant permet de classer les événements en fonction de leur significativité au vu des hypothèses testées. L'idée présentée dans cette section est donc d'utiliser cette même technique pour inclure l'information d'un prior astrophysique dans le but de réorganiser le classement ainsi que la significativité des événements. Nous posons ainsi un test statistique de rapport de vraisemblance (*likelihood ratio test*) visant à comparer les deux hypothèses suivantes :

- D'une part la probabilité d'observer le flux de données dans un espace de paramètres Θ sachant qu'il contient des signaux astrophysiques.
- D'autre part la probabilité d'observer ce même flux de données sur le même espace de paramètres sachant qu'il ne contient que de bruit.

Le principe du test de rapport de vraisemblance est de définir un rapport Λ entre la densité de probabilité correspondant à la première hypothèse et celle correspondant à la deuxième hypothèse. En pratique ce genre de test est validé si Λ est supérieur à un certain seuil définissant à quel point l'hypothèse alternative est préférée à l'hypothèse nulle. Ce seuil dépend donc de l'approche utilisée. Dans notre cas, nous utiliserons le lemme de Neyman-Pearson [153] afin de prendre une décision entre les deux hypothèses en maximisant la probabilité de détection correcte tout en contrôlant la probabilité d'erreur de décision. Le but étant de modifier la statistique de classement selon l'information que contient ce rapport de vraisemblance. Pour formuler le rapport Λ adéquat partons de la définition du test de rapport de vraisemblance entre l'hypothèse nulle \mathcal{H}_0 (bruit) et l'hypothèse alternative \mathcal{H}_1 (signal), prenant la forme :

$$\Lambda(\rho, \Theta) = \frac{\mathcal{P}(\rho, \Theta | \mathcal{H}_1)}{\mathcal{P}(\rho, \Theta | \mathcal{H}_0)} = \frac{\mathcal{P}(\rho | \mathcal{H}_1)}{\mathcal{P}(\rho | \mathcal{H}_0)} \cdot \frac{\mathcal{P}(\Theta | \rho, \mathcal{H}_1)}{\mathcal{P}(\Theta | \rho, \mathcal{H}_0)} \quad (5.21)$$

À ce stade le jeu de paramètres Θ représente les paramètres extrinsèques et intrinsèques du signal observé avec un rapport signal sur bruit ρ . En anticipant l'objectif de cette étude, seule la banque de calques nous intéresse pour inclure l'information d'un tel rapport de vraisemblance dans la statistique de classement. En première approximation pour cette étude nous supposons les paramètres intrinsèques indépendants des autres paramètres afin de ne pas rendre trop complexe la résolution numérique du rapport Λ . L'étude de la cohérence des paramètres extrinsèques des signaux produits par l'analyse ayant déjà été menée et prise en compte dans la construction de la statistique de classement définie dans l'équation 4.37 [38]. Nous nous concentrons ainsi sur les paramètres définissant la banque de calques, à savoir les masses et les spins des deux astres. Les modèles astrophysiques étudiés ne diffèrent de la campagne d'injections que par les distributions en masse des deux corps (section 5.1.7). Les densités de probabilité à calculer pour chaque hypothèse se résument donc aux fonctions de probabilités de masses définies sur la banque de calques. Nous traduirons ces simplifications en notant dorénavant le jeu de paramètre réduit $\vec{\theta}$ appartenant à Θ .

Nous voyons ainsi apparaître dans cette formulation le facteur de gauche $\mathcal{P}(\rho | \mathcal{H}_1) / \mathcal{P}(\rho | \mathcal{H}_0)$ correspondant, lorsque l'on prend en compte les paramètres extrinsèques, à la définition de la statistique de classement de la chaîne d'analyse MBTA (équation 4.37). Le facteur restant traduit l'information liée au prior astrophysique que l'on veut implémenter dans cette dernière. Une hypothèse supplémentaire est faite quant à l'indépendance de la statistique de classement avec le jeu de paramètres $\vec{\theta}$ (que nous discuterons par la suite) afin d'écrire le rapport de vraisemblance sous la forme suivante :

$$\Lambda(\vec{\theta}) = \frac{\mathcal{P}(\vec{\theta} | \text{Signal})}{\mathcal{P}(\vec{\theta} | \text{Bruit})} \quad (5.22)$$

Avec $\mathcal{P}(\vec{\theta} | \text{Signal})$ la probabilité d'observer un jeu de paramètres intrinsèques $\vec{\theta}$ correspondant à la position dans l'espace des paramètres sachant que l'on observe un signal astrophysique et $\mathcal{P}(\vec{\theta} | \text{Bruit})$ la probabilité d'observer un jeu de paramètres identique sachant que l'on observe seulement du bruit. Notons que $\vec{\theta}$ représente ainsi un calque unique, ou bien une position dans l'espace des paramètres correspondant à un *bin* contenant un ensemble de calques voisins dans cet espace. Nous parlerons de jeu $\vec{\theta}$.

A ce stade le fait de prendre en compte la statistique de classement rendrait l'écriture du numérateur complexe. En effet celui ci ferait intervenir un terme traduisant le fait qu'un autre jeu $\vec{\theta}_x$ pourrait être déclenché à la place du calque (ou du bin) correspondant exactement au signal

astrophysique, simplement car la présence de bruit dans les données peut modifier le rapport signal sur bruit observé associé au calque déclenché. Ce terme de corrélation entre les calques pourrait être calculé en divisant la densité de probabilité de déclenchement d'un jeu $\vec{\theta}$ par la somme de la densité de probabilité de déclenchement de chaque jeu $\vec{\theta}$. Il faudrait alors calculer le recouvrement de chaque calque avec les autres, ce qui est un processus extrêmement long et coûteux pour chaque calque en terme de temps et de puissance de calcul. Nous ne serions pas pour autant à l'abri qu'un jeu $\vec{\theta}$ déclenche le mauvais calque. Ceci est d'ailleurs l'une des premières motivations pour diviser l'ensemble de la banque de calques en un ensemble de sous espaces (*bins*) permettant de suivre l'évolution de la densité de calques et afin d'effectuer des calculs de manière locale dans l'espace des paramètres. La forme analytique résultante serait ainsi complexe à résoudre sachant qu'il faudrait par la suite marginaliser sur la statistique de classement pour obtenir finalement $\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Signal})$. En pratique l'analyse permet de connaître ρ pour chaque événement produit, nous nous servons ainsi des injections et appliquons un seuil sur ρ pour calculer numériquement $\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Signal})$ pour chaque *bin* $\vec{\theta}$ de l'espace des paramètres sachant ρ . Nous discuterons les détails d'une éventuelle corrélation entre la statistique de classement et les paramètres intrinsèques d'un signal en section 5.3.5.

Cette approche permet d'évaluer la compatibilité entre le jeu de paramètres observé $\vec{\theta}$ et l'hypothèse d'un signal astrophysique. Cette information est incluse dans la statistique de classement selon un raisonnement similaire menant à l'équation 4.18 et l'équation 4.37. En supposant des bruits indépendants entre les différents détecteurs D , la maximisation de la vraisemblance liée à la statistique de classement combinée nous donne :

$$\ln\mathcal{L}_{max} = \frac{1}{2} \left[\sum_i^D \rho_{i,opt}^2 + 2.\ln\Lambda(\vec{\theta}) \right] \quad (5.23)$$

Dans le cas d'un bruit gaussien la statistique de détection optimale résultant de l'estimation de la densité de signal et de bruit sur l'espace de paramètres Θ qui découle de cette maximisation est donnée par :

$$\rho_c^2 = \sum_i^D \rho_{i,opt}^2 + 2.\ln\Lambda(\vec{\theta}) \quad (5.24)$$

Nous définissons à partir de cette équation un poids de pondération $w_{calque,\theta}$ tel que $w_{calque,\theta} \equiv \Lambda(\vec{\theta})$. Il représente la manière dont on se sert de l'information astrophysique pour modifier la statistique de classement de l'évènement en fonction des paramètres de son calque déclenché. Cette pondération est définie comme $Pw_{calque,\theta} \equiv 2.\ln\Lambda(\vec{\theta})$. Les paragraphes suivant sont dédiés au dénominateur et au numérateur du facteur $\Lambda(\vec{\theta})$ défini dans l'équation 5.22.

$\mathcal{P}(\vec{\theta}|\mathbf{Bruit})$

Le terme $\mathcal{P}(\vec{\theta}|\mathbf{Bruit})$ représentant la probabilité de déclencher un jeu $\vec{\theta}$ sachant qu'il n'y a que du bruit dans les données peut être calculé simplement. En effet de manière similaire au calcul du taux de fausses alarmes dans la recherche standard de la chaîne d'analyse MBTA [38], l'estimation de la densité de bruit de fond repose sur une accumulation de déclenchements peu significatifs dans les détecteur durant une période déterminée. De fausses coïncidences sont produites entre les déclenchements de calques identiques provenant des différents détecteurs de façon à prendre

en compte tous les types de combinaisons possibles, sur l'ensemble de l'espace des paramètres de la recherche. Les courbes cumulatives du taux de fausses alarmes en fonction de la statistique de classement sont produites et servent de taux de distribution de bruit de fond. Dans le cas de l'estimation de $\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Bruit})$, l'accumulation des déclenchements de bruit de fond s'effectue désormais sur une période plus large correspondant à quelques mois contrairement à des périodes d'environ une semaine pour le calcul du taux de fausses alarmes. Le taux d'événements de bruit de fond $\hat{b}_i(\rho)$ pour chaque *bin* i de l'espace des paramètres doit être intégré sur la durée d'observation totale de chaque type de coïncidence considéré afin d'obtenir un nombre effectif de coïncidences. Finalement $\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Bruit})$ est obtenue en divisant le taux de distribution de bruit de fond d'un jeu $\vec{\theta}$ par la somme de ces taux pour chaque jeu $\vec{\theta}$ sur tout l'espace de paramètre Θ , pour tout type de coïncidences et pour toute statistique de classement au dessus du seuil de détection.

$$\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Bruit}) = \int_{\rho_{seuil}}^{\infty} \hat{b}_{\theta}(\rho) d\rho / \sum_{\theta \in \Theta} \int_{\rho_{seuil}}^{\infty} \hat{b}_{\theta}(\rho) d\rho \quad (5.25)$$

$\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Signal})$

Durant les précédentes périodes d'observation, la distribution du terme $\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Signal})$ suivait le placement des calques sur l'ensemble de l'espace des paramètres. La population de coalescences de binaires compactes était donc supposée suivre cette distribution. En plus de ne pas contenir d'information astrophysique, ceci avait pour conséquence que l'algorithme de recherche de tels signaux souffrait d'un manque de sensibilité à capturer les signaux astrophysiques réels, leurs distributions dans l'Univers étant incorrecte. Or grâce à l'élaboration de nouveaux modèles de populations plus précis, ce terme peut être mis à jour. Selon un raisonnement similaire à l'étude menant au calcul de P_{Astro} [34], la distribution de densité de signaux astrophysiques peut être estimée sous l'hypothèse que le nombre de sources détectées au dessus d'un seuil en rapport signal sur bruit est proportionnel au volume de détection [183], supposé constant pour la période d'observation O3. Pour une distribution cumulative, le nombre de détections au dessus d'un seuil donné ($\rho \geq \rho_{seuil}$) évolue comme ρ^{-3} . En outre, la dérivation de la distribution de signaux astrophysiques cumulés $S(\rho)$ donne la densité de probabilité pour la distribution des valeurs de rapport signal sur bruit détectées au dessus d'un seuil donné [183] :

$$\hat{s}(\rho) = \frac{d(S(\rho))}{d\rho} = 3 \frac{\rho_{seuil}^3}{\rho^4} \quad (5.26)$$

Cette dérivation doit être faite par rapport à l'abondance relative de chaque catégorie de source α ainsi que pour chaque bin i de l'espace des paramètres. Dans notre cas nous concentrons sur la population de binaire de trous noirs. La distribution de densité de signaux astrophysiques prend donc en compte ce poids :

$$s_{bbh,i}(\rho) = w_{bbh,i} \hat{s}(\rho) \quad (5.27)$$

Le poids $w_{bbh,i}$ représente l'ajout de l'information astrophysique qu'est le modèle de population de source. Il sera par la suite extrait des distributions données en figure 5.7. Ces poids sont donc calculés, pour les binaires de trous noirs, à partir de la re-pondération entre la campagne d'injection et le modèle astrophysique *Power law + peak*. Ainsi, pour tout types de coïncidences confondues la probabilité $\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Signal})$ pour un jeu $\vec{\theta}$ donné au dessus du seuil ρ_{seuil} s'écrit :

$$\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Signal}) = \int_{\rho_{\text{seuil}}}^{\infty} s_{bbh,\theta}(\rho) d\rho \quad (5.28)$$

En prenant en compte les différents types de coïncidences j correspondant aux différents types de configuration du réseau de détecteur, la normalisation au dessus du seuil donné ρ_{seuil} suit la relation suivante :

$$\int_{\rho_{\text{seuil}}}^{\infty} \sum_{\theta \in \Theta} \sum_j w_{bbh,\theta} w_j \hat{s}_{bbh,\theta,j}(\rho) d\rho = 1 \quad (5.29)$$

Les poids w_j traduisent le fait que chaque type de coïncidence n'a pas la même capacité à capturer des déclenchements astrophysiques, du fait de la sensibilité hétérogène des détecteurs ainsi que de leurs orientations différentes. Ces poids sont définis en évaluant la fraction de chaque type de coïncidence attendue par rapport à toutes les configurations possibles entre détecteurs, en se basant sur la comparaison des portées (*ranges*) de ces derniers [38]. La somme des poids correspondants à chaque type de coïncidences est de 1.

5.3.2 Fonction de pondération de la statistique de classement

En pratique la détermination des poids $w_{bbh,\theta}$ ne prend pas en compte le fait qu'une injection puisse ne pas être détectée avec le bon jeu $\vec{\theta}$. Ce phénomène de dispersion discuté plus haut induisant un terme de corrélation entre les jeux $\vec{\theta}$ observés et théoriques est purement lié à la banque de calques, et vient polluer les poids $w_{bbh,\theta}$. Le but de cette étude est de se servir de l'information contenue dans le facteur Λ afin de modifier la statistique de classement des événements pour améliorer les paramètres pertinents existants, plutôt que d'en créer de nouveaux. Cette pondération $Pw_{calque,\theta}$ se fait au moyen de la banque de calques, en attribuant un poids $w_{calque,\theta}$ à chaque calque. Afin de prendre en compte au mieux cet effet de dispersion aléatoire dans la détection des signaux injectés, on construit ces poids pour chaque *bin* de l'espace correspondant à un jeu $\vec{\theta}$. Le biais associé à la banque de calques sera ainsi minimisé sur l'ensemble de l'espace des paramètres Θ . Nous allons donc dans la section qui vient, détailler la construction du terme $\mathcal{P}(\vec{\theta}|\text{Signal})$ pour mener à l'outil nous permettant de stocker l'information que l'on veut implémenter, sous forme de fonction de pondération de la statistique de classement. Cette fonction représente le poids en lien avec rapport de vraisemblance $w_{calque,\theta} \equiv \Lambda(\vec{\theta})$ pour chaque $\vec{\theta}$ sur l'ensemble de l'espace des paramètres.

Efficacité de détection

Afin de construire une fonction pour pondérer la statistique de classement nous utilisons les injections qui ont été superposées aux données de toute la période d'observation O3. Afin d'éviter des associations aléatoires pour la détection de nos injections et donc pour ne pas polluer la fonction de pondération, nous utilisons les injections retrouvées par l'analyse avec une statistique de classement supérieure ou égale à 9, au dessus du seuil généralement fixé par l'analyse. De cette façon, pour 86200 injections nous en utilisons environ 62800. Grâce aux injections retrouvées il est possible de calculer l'efficacité de détection. Il suffit de diviser, dans chaque *bin* de l'espace des paramètres considéré, le nombre d'injections retrouvées par le nombre total d'injections. Ceci nous montre que tout l'espace des paramètres n'est pas équitable en terme de détection, certaines zones de la banque de calques sont plus déclenchées que d'autres.

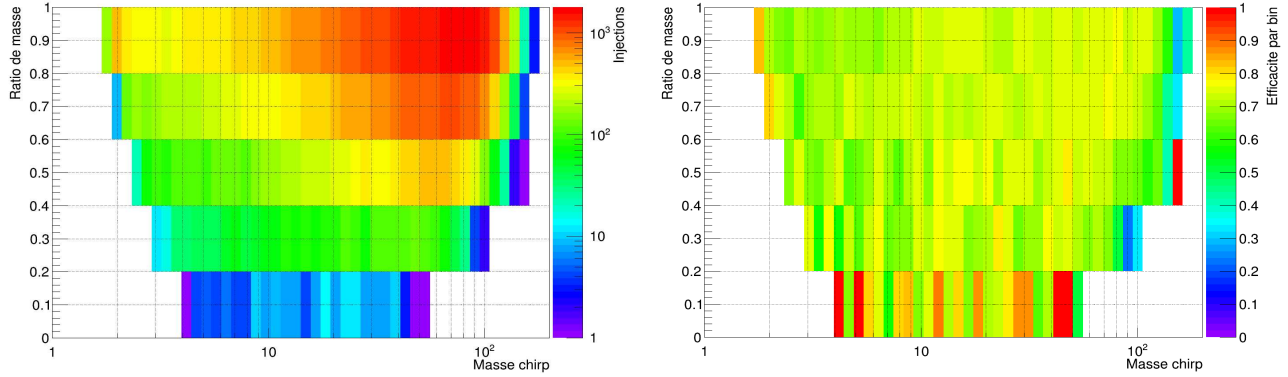


FIGURE 5.11 – À gauche la distribution des injections retrouvées dans le référentiel du détecteur. À droite, l'efficacité de détection par bin.

Lien avec la banque de calques

Lors de l'analyse par le *pipeline* MBTA, le flux de données est comparé à un ensemble de signaux théoriques, cette banque de calques couvre l'espace de paramètres correspondant à la recherche de coalescences de binaires de trous noirs.

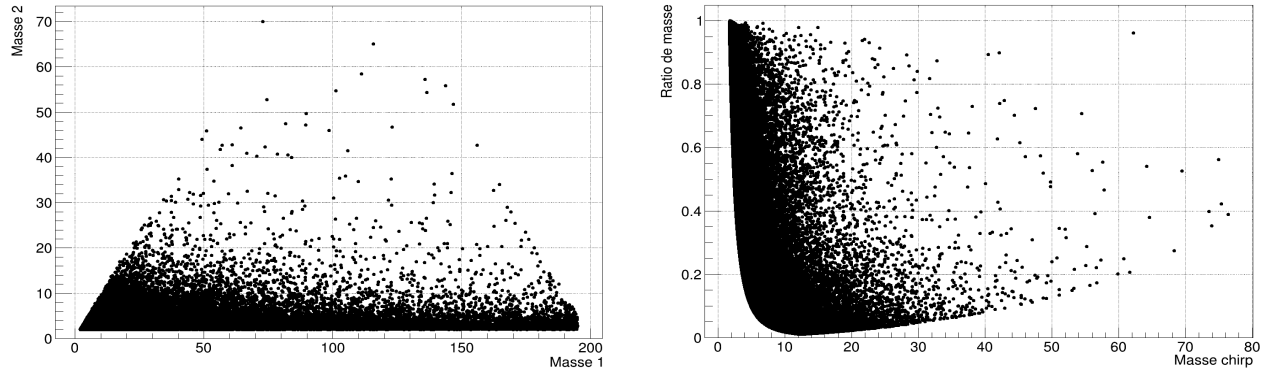


FIGURE 5.12 – Banque de calques des BBH utilisée pour la période d'observation O3 dans les espaces de paramètres " $M_1 - M_2$ " et " $M_c - q$ ". Chaque calque couvre une zone de l'espace correspondant au "minimal match" de sorte à couvrir tout l'espace.

Pour les injections retrouvées, nous pouvons construire la distribution de ces détections sur la banque de calques. Comme pour l'efficacité de détection, nous voyons que la distribution des injections détectées n'est pas homogène sur la banque de calques, certains calques sont déclenchés plus que d'autres. De plus, il n'y a pas bijection entre une injection et un calque déclenché, il est possible que plusieurs injections avec des paramètres différents déclenchent un même calque et vice-versa.

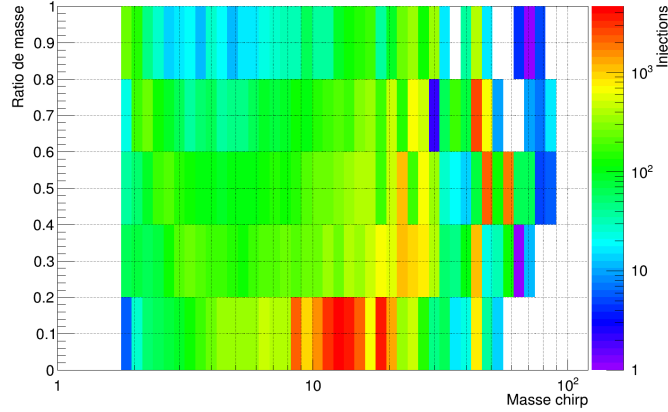


FIGURE 5.13 – Distribution des injections détectées sur la banque de calques. Ici les paramètres dans l'espace " $\mathcal{M}c - q$ " correspondent à ceux des calques déclenchés.

Pondération de la banque de calques

Nous disposons maintenant des informations nécessaires à la construction de la fonction de pondération qui permettra, par application d'un poids à chaque calque, de pénaliser la statistique de classement des événements. Pour ce faire nous procédons selon les étapes suivantes :

- Nous déterminons pour chaque injection si elle a été détectée.
- Si tel est le cas nous utilisons ses paramètres à la source pour trouver le poids correspondant à appliquer pour passer à la distribution du modèle astrophysique (figure 5.7).
- Nous retrouvons le calque déclenché et le *bin* auquel il appartient dans l'espace de paramètres des calques.
- Nous remplissons ce *bin* avec le poids correspondant lu sur la figure 5.7.
- Si plusieurs injections déclenchent des calques appartenant à un même *bin* nous moyennons le poids ajouté sur ce nombre d'injections.

En répétant ceci pour chaque injection, nous construisons le terme $\mathcal{P}(\vec{\theta} | \text{Signal})$ dans l'espace $\mathcal{M}c - q$ qui contient pour chaque *bin* de jeu $\vec{\theta}$ l'information astrophysique associée permettant d'appliquer un poids aux calques correspondants. Une interpolation linéaire est faite pour remplir les quelques *bins* vides à cause d'un manque de calque déclenché dans ces zones de l'espace des paramètres. La fonction de pondération résultante est représentée sur la figure 5.14.

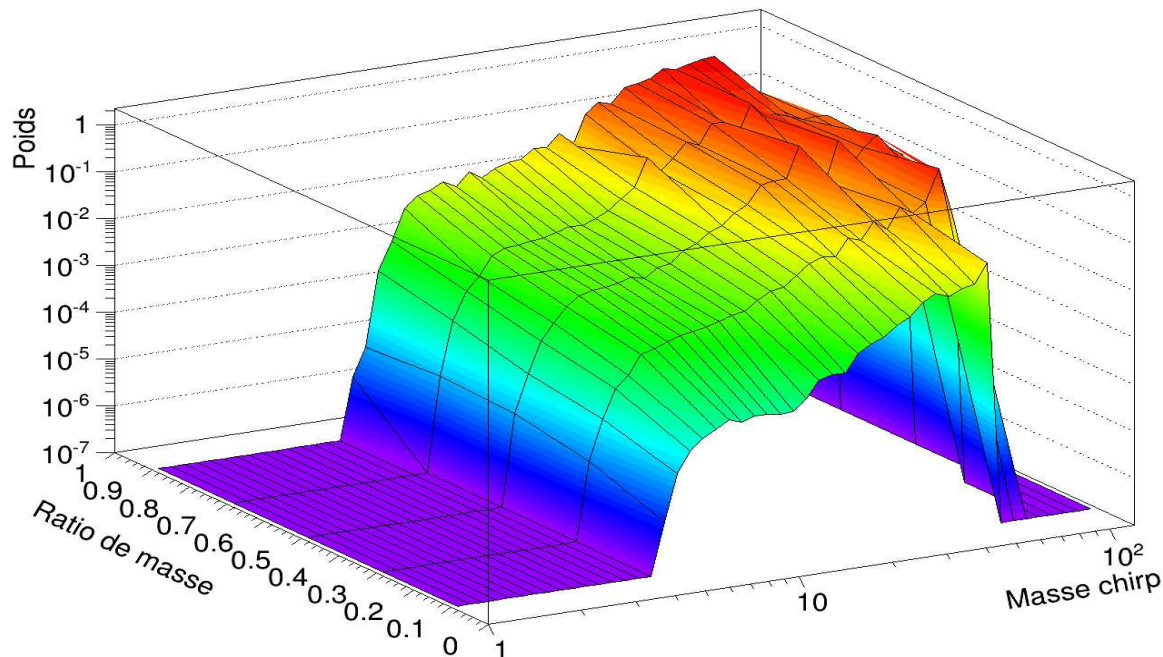


FIGURE 5.14 – Fonction de pondération associant un poids à chaque calque. Représentation de l'équation 5.22

Modification de la statistique de classement

Nous disposons maintenant de tout les outils nécessaires. L'information astrophysique implémentée est stockée dans cette fonction de pondération et nous pouvons inclure cette information directement dans la statistique de classement des événements produits par l'analyse. Afin d'utiliser cette fonction, le poids maximum est ramené à 1, dans le cas où il y a une forte cohérence avec le modèle implémenté, le logarithme est nul conformément à l'équation 5.24, ce qui laisse la statistique de classement inchangée. Dès lors qu'il y a une différence entre le modèle astrophysique et les injections, le poids décroît, la pénalité correspondante est sauvegardée dans le calque, la statistique de classement est ainsi revue à la baisse. Un seuil minimum (de 10% ou 20% par exemple) peut être fixé afin de ne pas trop pénaliser la statistique de classement et donc ne pas trop biaiser l'analyse. En effet pour le moment nous ne voulons pas rendre inutile tous les calques se trouvant dans des zones peu probables (du moins en désaccord avec le modèle astrophysique) de l'espace de paramètre. Même s'il est peu probable que des événements avoisinent ces régions de l'espace des paramètres, il est possible que nous ne les ayons simplement pas encore vus. Il est à noter que la banque de calques a été modifiée pour la période d'observation O4.

5.3.3 Résultats

Pour comprendre l'effet de cette étude sur les données, plusieurs analyses ont été menées : la première avec la version classique du *pipeline* MBTA qui a produit les résultats officiels publiés dans les catalogues de la collaboration LIGO - Virgo - KAGRA. La seconde comprend l'amélioration du *pipeline* par l'implémentation du modèle astrophysique de population de binaires de trous noirs. Dans chaque cas la méthode est testée sur un jeu de données simulées puis appliquée sur les données de la période d'observation O3. Une comparaison des différents modèles décrits en section

5.1 servant à construire la fonction de pondération est faite afin de tester la robustesse de l'analyse par rapport au modèle implémenté à priori. Selon la figure 5.14 le poids minimal (correspondant à une pénalité maximale) associé à un calque peut être largement sous 10%, or plus ce seuil diminue plus les effets sont drastiques. En effet plus le seuil diminue plus le nombre d'événements s'appauvrit, devenant quasiment égal au nombre d'événements candidats assez significatifs pour produire des alertes, qui sont au fur et à mesure de moins en moins nombreux eux aussi. C'est pourquoi en utilisant cette figure comme fonction de pondération on se limite à 20%. Dans le cas d'une réponse de la chaîne d'analyse supposée uniforme sur l'espace des paramètres les variations de ce poids sont moins fortes, le seuil peut être abaissé à 10%. En effet pour rappel cette étude vise à démontrer la faisabilité et conséquences de l'implémentation d'un prior astrophysique dans la chaîne d'analyse MBTA afin d'impacter les paramètres pertinents comme la statistique de classement ainsi que le taux de fausses alarmes. Nous ne voulons pas trop biaiser la recherche des signaux de la région BBH en rendant la chaîne d'analyse spécifique à un modèle de population précis. Ce type de recherche ciblée dans l'espace des paramètres peut cependant accompagner une recherche principale comme c'est par exemple le cas pour les différentes recherches spécifiques du *pipeline* Py-CBC discuté en section 4.2.1. Plusieurs seuils minimaux de pénalisation de la statistique de classement sont testés, deux cas sont retenus :

- Un seuil de 10% correspondant à une pénalité maximale de $w_{calque,\theta} \equiv \Lambda(\vec{\theta}) = 0.1$ attachée à son calque associé. Dans ce cas la fonction de pondération est construite en supposant une réponse uniforme de la chaîne d'analyse sur l'espace de paramètre. Autrement dit le dénominateur de l'équation 5.22 ne varie pas sur l'espace de paramètres. Ceci représente le cas d'une chaîne d'analyse idéale dans laquelle le bruit de fond est équivalent en tout point de l'espace des paramètres.
- Un seuil de 20% correspondant à une pénalité maximale de $w_{calque,\theta} \equiv \Lambda(\vec{\theta}) = 0.2$ attachée à son calque associé. Dans ce cas la fonction de pondération est construite en utilisant une réponse plus réaliste de la chaîne d'analyse prenant en compte la variation de bruit de fond sur l'espace de paramètre comme décrit plus haut.

Notons que dans les résultats suivants, le seuil en IFAR à partir duquel un déclenchement produit une alerte est représenté par une ligne verticale rouge. Pour rappel ce seuil a été fixé par la collaboration à une valeur de 0.5 an pour la période O3A et a évolué à un événements fortuit au moins aussi significatif que celui produisant l'alerte tout les deux mois, équivalent à un IFAR de 1/6 an, pour O3B.

Effet sur le bruit de fond

Un des objectifs de cette étude est de pénaliser les événements d'origine probablement non astrophysiques. La modification de la statistique de classement impacte donc une grande partie du bruit de fond. Comme nous pouvons le voir sur les courbes ROC (Receiver Operating Characteristic) plus l'inverse du taux de fausses alarmes est faible (ainsi que la statistique de classement) plus le nombre de déclenchements peu significatifs diminue. Cette réduction impacte de manière bénéfique le calcul du taux de fausses alarmes. Ceci montre que l'étude en question améliore le pouvoir discriminant de la chaîne d'analyse MBTA, permettant de mieux faire ressortir les événements astrophysiques du bruit de fond en augmentant le nombre d'alertes.

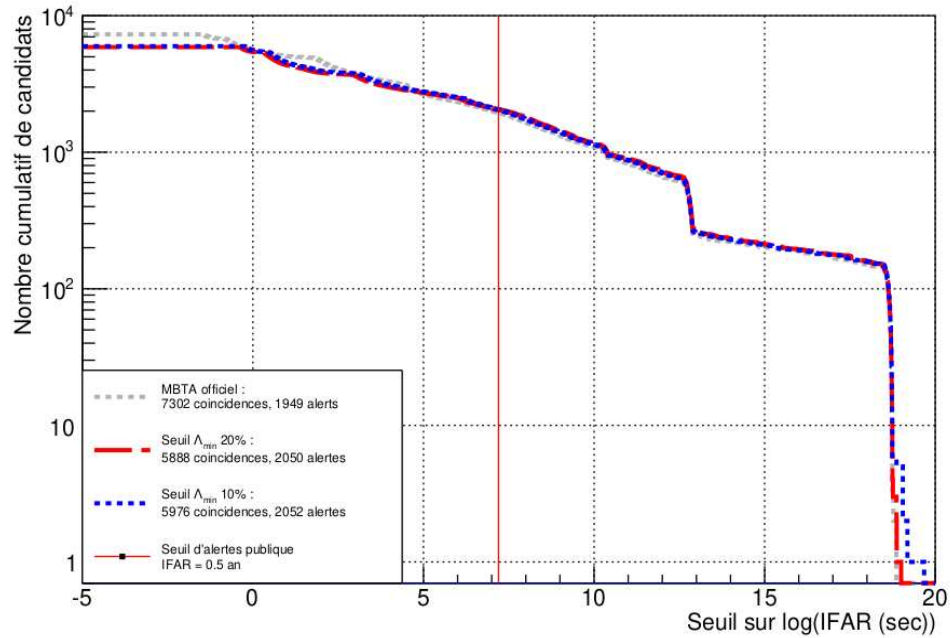


FIGURE 5.15 – Effet de la modification de la statistique de classement sur un jeu d’injections. Ces courbes ROC montrent le nombre cumulatif de déclenchements en fonction du seuil sur le logarithme de l’inverse du FAR. La courbe grise correspond aux résultats de la version officielle de la chaîne d’analyse, les courbes de couleurs aux résultats incluant l’implémentation de l’information astrophysique pour différents seuils de pénalité maximale. La ligne rouge représente le seuil d’envoi d’alertes publique.

Pour environ 20% de coïncidences produites en moins, le nombre d’alertes augmente d’environ 5% lorsque l’on utilise cette méthode avec un seuil de pénalité maximale de 10% et 20%.

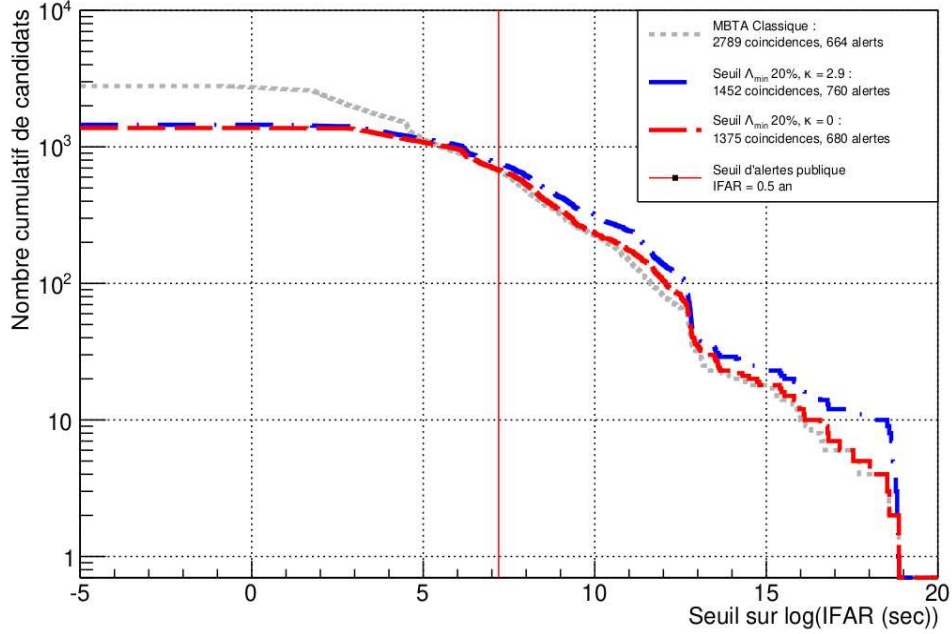


FIGURE 5.16 – Effet du paramètre d'évolution du *redshift* sur la modification de la statistique de classement pour un jeu d'injections. La courbe grise correspond aux résultats de la version officielle de la chaîne d'analyse, les courbes de couleurs aux résultats incluant l'implémentation de l'information astrophysique pour différents paramètres d'évolution κ . La ligne rouge représente le seuil d'envoi d'alertes publiques.

Jusqu'ici et pour les résultats suivants, l'implémentation de l'information astrophysique dans la chaîne d'analyse s'effectue en utilisant un paramètre d'évolution du *redshift* $\kappa = 0$. Ce paramètre est défini dans l'équation 5.9 et cette valeur correspond au cas d'un taux de fusion des binaires de trous noirs uniforme en co-volume [17]. La mesure de ce paramètre a été mise à jour par la collaboration LVK tel que $\kappa = 2.9_{-1.8}^{+1.7}$ [167]. La re-pondération entre le modèle des injections ($\kappa = 1$) et le modèle astrophysique implémenté, en termes de distribution de *redshift*, change alors conformément à la figure 5.5. L'effet de ce changement est représenté en figure 5.16. Pour un modèle implémenté *Power law + peak* ainsi qu'un seuil de pénalité maximale commun, le passage de $\kappa = 0$ à $\kappa = 2.9$ entraîne une augmentation de 6% de coïncidences et de 12% d'alertes. Un paramètre d'évolution positif indiquant un taux de fusion des BBH évoluant avec le *redshift* semble ainsi améliorer les résultats de l'étude.

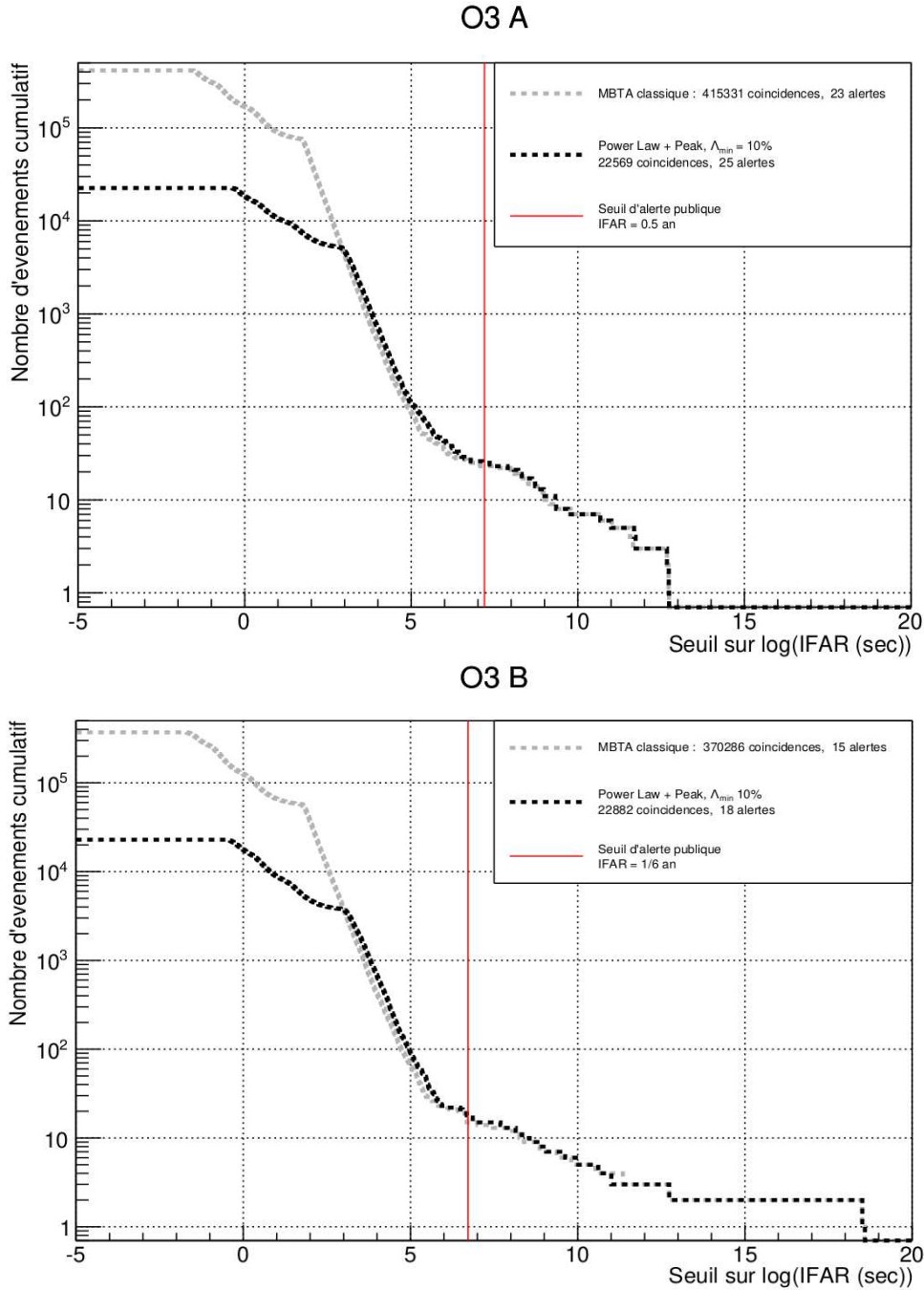


FIGURE 5.17 – Effet de la modification de la statistique de classement sur la période d’observation O3A et O3B. La courbe grise correspond aux résultats de la version officielle de la chaîne d’analyse, la courbe noire aux résultats incluant l’implémentation de l’information astrophysique avec un seuil de pénalité maximale de 10%. Deux nouveaux événements passent le seuil de détection en FAR produisant ainsi 2 alertes en plus pour la période O3A. Un événement passe le seuil de détection pour la période O3B.

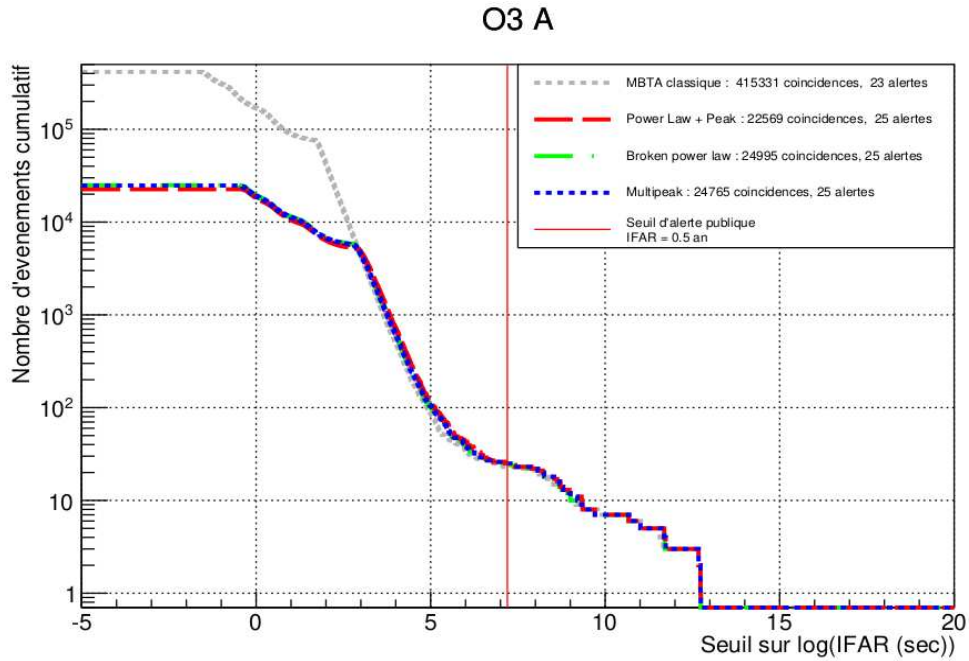


FIGURE 5.18 – Courbes ROC pour la période d’observation O3 A pour différents modèles astrophysiques avec un seuil de pénalité maximale de 10%. La variation du nombre de coïncidences et d’alertes induit par cette méthode est robuste par rapport aux différents modèles que l’on implémente dans la chaîne d’analyse. Le nombre de coïncidences produites varie de quelques centaines, ce qui est presque négligeable par rapport au total. Le nombre d’alertes lui reste inchangé.

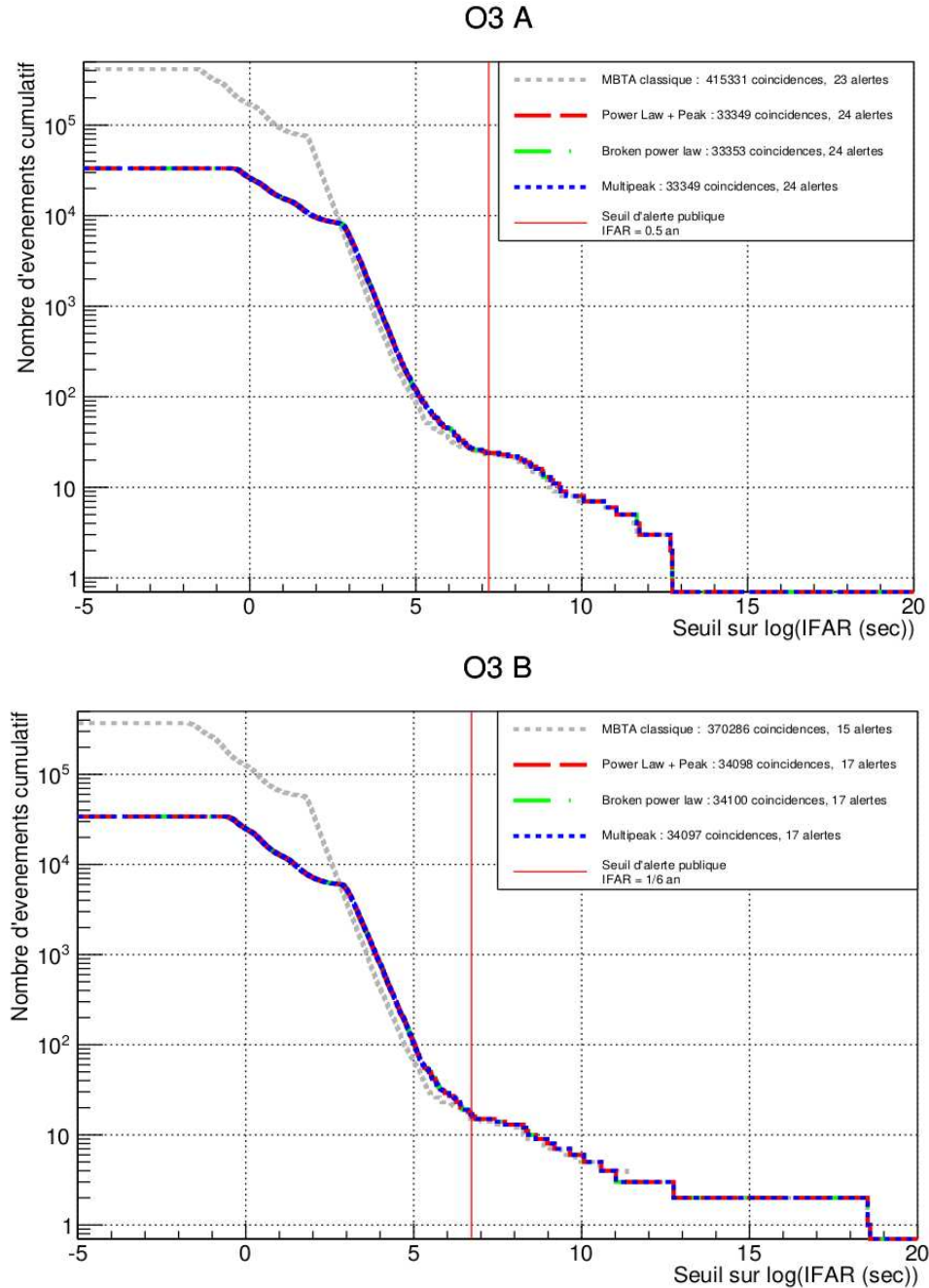


FIGURE 5.19 – Effet de la modification de la statistique de classement sur la période d’observation O3A et O3B. La courbe grise correspond aux résultats de la version officielle de la chaîne d’analyse, la courbe noire aux résultats incluant l’implémentation de l’information astrophysique avec un seuils de pénalité maximale de 20% incluant les variations de bruit de fond sur l’espace des paramètres. Par rapport au seuil de 10% un des deux événements passant le seuil de détection en FAR reste en dessous dans ce cas pour la période O3A.

Effet sur le FAR

Le taux de fausses alarmes, dépendant du nombre de déclenchements issus du bruit de fond, se voit amélioré. Les événements détectés sont donc plus significatifs de cette façon. Un autre effet

d'amélioration du taux de fausses alarmes est à noter : en général les événements avec une haute statistique de classement subissent de faibles pénalités, ceux avec une statistique de classement basse, plus proche du seuil, subissent au contraire en général une pénalité plus forte. En ce sens la pente de la courbe du FAR en fonction de la statistique de classement va légèrement se redresser, comme le montre la figure 5.20. Cette pente témoigne de l'efficacité des outils d'analyse du *pipeline* MBTA et, disposant à l'heure actuelle de nombreux outils performants, il est difficile de la changer. Autrement dit, à seuil de détection égaux cette étude améliore la pureté et la significativité des événements produits ; à pureté et significativité égales on pourrait donc abaisser les seuils de détections existants.

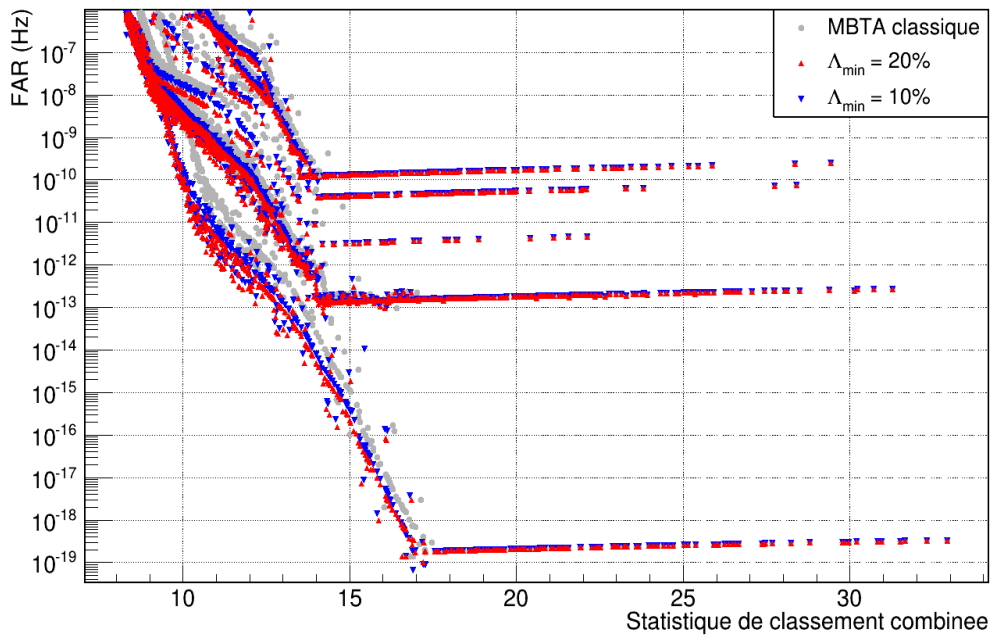


FIGURE 5.20 – Effet de la modification de la statistique de classement sur un jeu d'injections. Cette courbe témoigne de l'efficacité des outils d'analyse. Elle représente l'évolution du FAR en fonction de la statistique de classement des événements produits par une analyse. Les différentes tendances visibles notamment à basse statistique de classement correspondent aux différents types de détections parmi les combinaisons possible entre les 3 détecteurs. Les points gris correspondent aux résultats de la version officielle de la chaîne d'analyse, ceux de couleur aux résultats incluant l'implémentation de l'information astrophysique pour différents seuils de pénalité maximale.

Les graphiques suivants permettent de mieux comprendre l'amélioration du FAR. Ils présentent le nombre cumulatif d'événements en fonction d'un seuil sur l'inverse du FAR. La ligne noire représente le nombre de déclenchements issus du bruit de fond attendu avec les zones à un, deux et trois sigma associées. En effet dans du bruit stationnaire une coïncidence issue du bruit de fond doit être détectée chaque jour avec un IFAR de 1 jour, puis deux coïncidences avec des IFAR de 0.5 jour chacune, etc...² Dans du bruit non stationnaire, le nombre de déclenchements

2. Dans le cas des figures suivantes les zones attendues ne couvrent pas la zone de 1 événement avec un IFAR de 1 jour. Ceci s'explique par le fait que l'IFAR est construit sur un bruit de fond accumulé sur une période d'environ 1 semaine (un "chunk" de données), les périodes O3A et O3B considérées comportent une vingtaine de chunks.

avec une statistique de classement donnée peut varier différemment, changeant ainsi le nombre de coïncidences attendues dont on cherche à estimer le FAR. Un événement astrophysique devrait apparaître comme un point aberrant sur ce genre de graphique, assez éloigné des zones théoriques. Comme attendu les valeurs de IFAR sont généralement améliorées pour les événements significatifs. Les événements passant le seuil de détection grâce à cette amélioration correspondent au points rouges (anciennement noirs) se situant à présent à droite de cette ligne (anciennement à gauche).

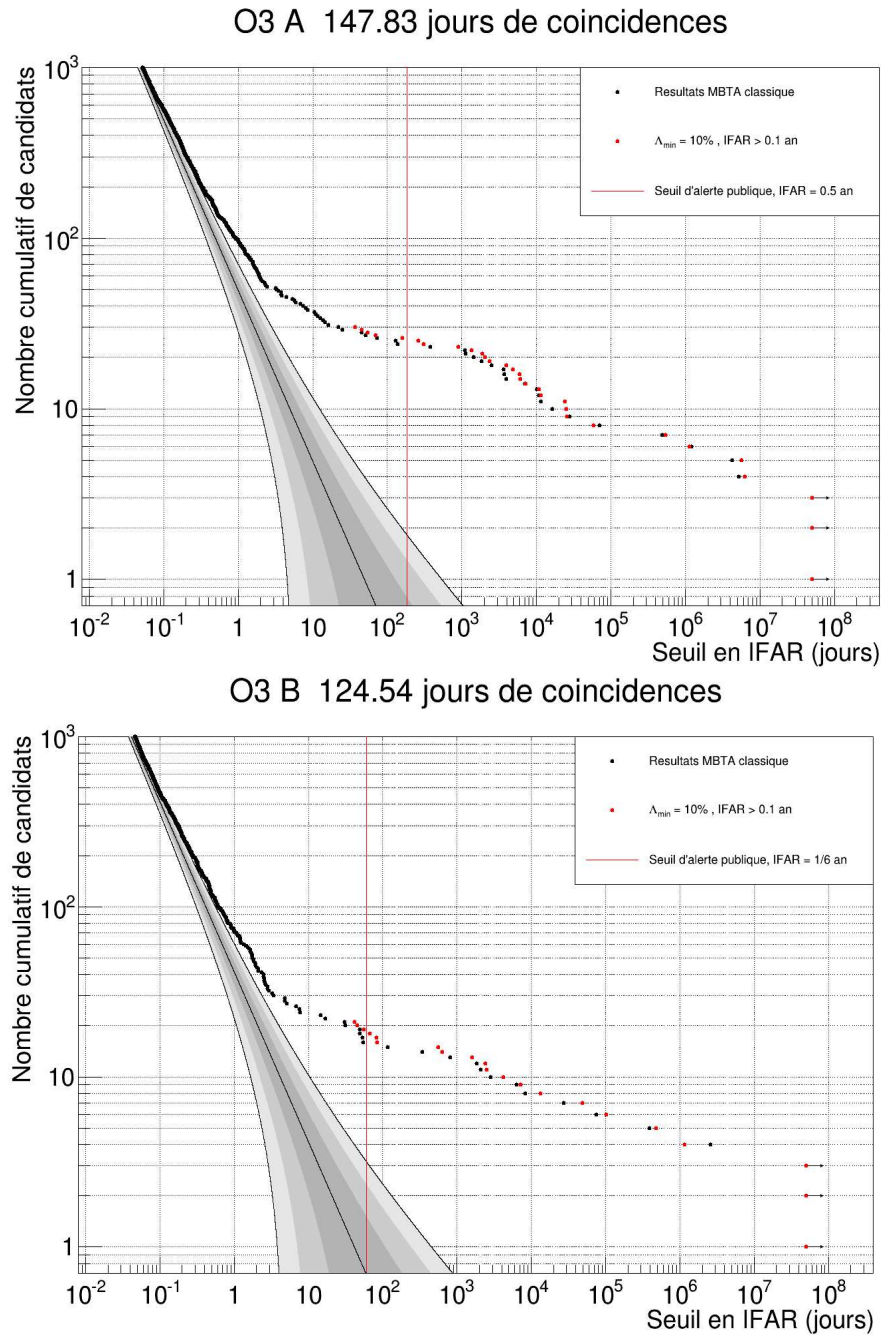


FIGURE 5.21 – Effet de la modification de la statistique de classement sur la période d’observation O3A et O3B. Les zones grises correspondent au nombre de déclenchements de bruit de fond attendu, les points noirs aux résultats de la version officielle de la chaîne d’analyse et les points rouges aux résultats incluant l’implémentation de l’information astrophysique avec un seuil de pénalité maximale de 10%.

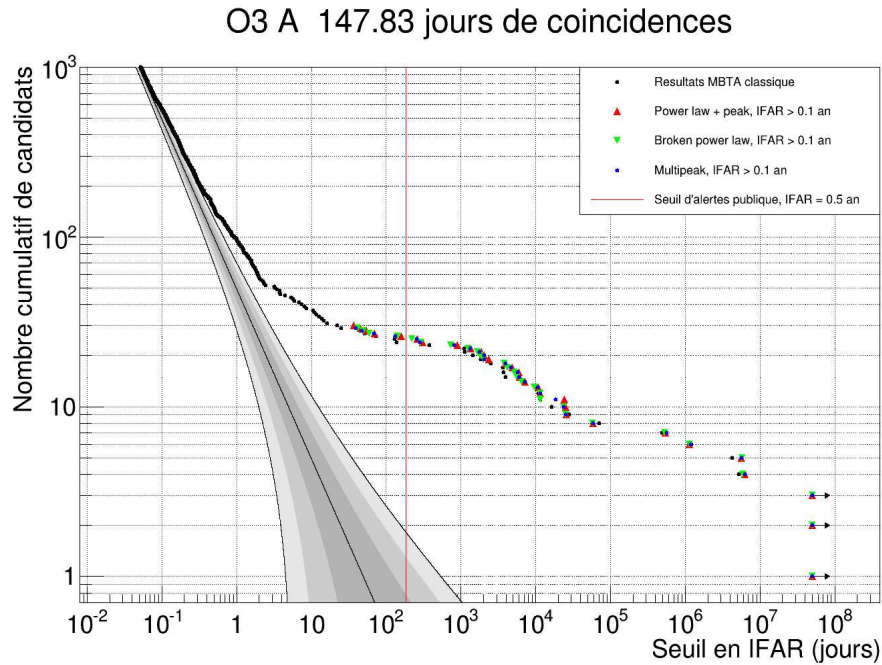


FIGURE 5.22 – Courbes d'IFAR cumulatives pour la période d'observation O3A pour les différents modèles astrophysiques avec un seuil de pénalité maximale de 10%. Les variations d'amélioration de l'IFAR induit par cette méthode sont faibles, l'étude est donc robuste par rapport à différents modèles astrophysiques que l'on implémente dans la chaîne d'analyse.

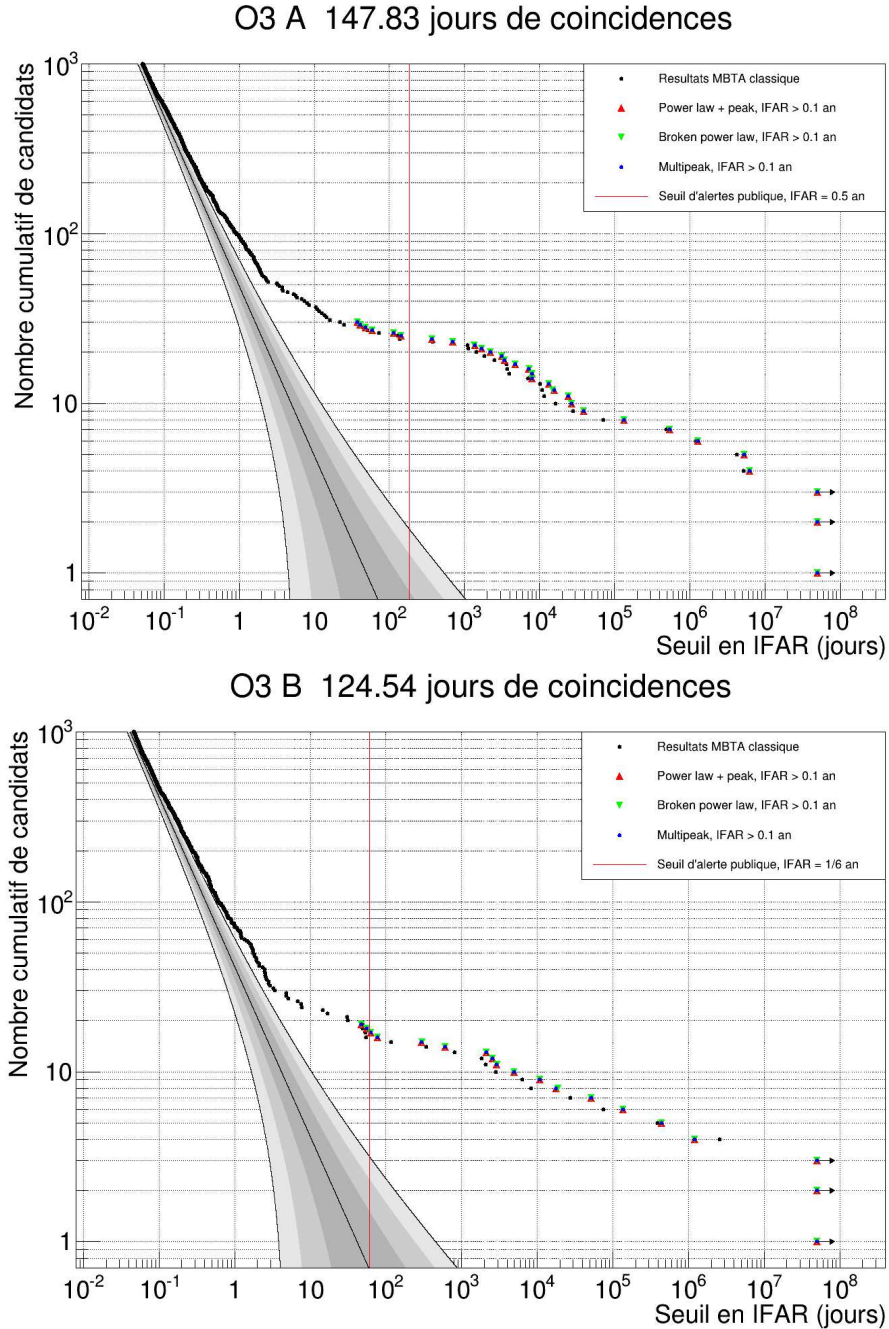


FIGURE 5.23 – Effet de la modification de la statistique de classement sur la période d’observation O3A et O3B. Les zones grises correspondent au nombre de déclenchements de bruit de fond attendu, les points noirs aux résultats de la version officielle de la chaîne d’analyse et les points colorés aux résultats incluant l’implémentation de l’information astrophysique avec un seuil de pénalité maximale de 20% pour les différents modèles.

Les variations dues aux différents modèles ne sont pas les mêmes pour les figures 5.22 et 5.23. En effet dans le second cas, pour un seuil de 20%, la prise en compte des variations de bruit de fond sur l’espace des paramètres dans la construction de la fonction de pondération vient très largement atténuer les petites différences existantes entre les différents modèles astrophysiques.

5.3.4 Résumé des événements de la période d'observation O3

Les événements détectés et publiés sont exposés dans les tableaux sur la figure 5.24 pour toute la période d'observation O3. Une comparaison est faite entre les résultats de la version classique du *pipeline* MBTA ainsi que ceux résultant de l'implémentation du modèle astrophysique de population des binaires de trous noirs de référence *Power law + Peak*. Cette étude complète les résultats de l'analyse visant à créer l'observable P_{Astro} en réduisant le bruit de fond et en améliorant les valeurs de taux de fausses alarmes. Les événements d'origine probablement astrophysique se voient (du moins pour ceux qui ne sont pas dans des périodes de données trop polluées) augmenter en significativité et certains passer au dessus du seuil de détection en IFAR. Nous rappelons ici que la statistique de classement est pénalisée en fonction du calque déclenché, donc systématiquement inférieure ou égale à la statistique de classement produite par la version officielle de la chaîne d'analyse. Les événements se retrouvent en Annexe 5.5.

GPS	Détecteurs	P_{Astro}	Statistique de classement			Inverse du FAR (an)		
			MBTA officiel	Seuil Λ_{min} 10%	Seuil Λ_{min} 20%	MBTA officiel	Seuil Λ_{min} 10%	Seuil Λ_{min} 20%
1238782700	HL-v	1.00	14	13.9	13.9	$1.2 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^4$
1239082262	HL-v	1.00	17.6	17.5	17.3	$1.7 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^3$
1239198206	HL-v	0.99	9.6	9.4	9.4	2.9	5.1	5.1
1239917954	HL	0.99	9.3	9.2	9	0.8	2.5	2
1240944862	HL-v	0.99	11.4	11	10.9	75.9	70.4	74.1
1241719652	HL-v	0.98	11.3	11	10.9	26.1	31.7	36.3
1241816086	HL-v	0.98	10.4	10.3	9.4	9.2	16.3	3.8
1242107479	HL-v	1.00	10.4	10.2	10.1	9	13.2	19.7
1242315362	HL-v	1.00	13.3	13.1	13	$1.7 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$
1242442967	HL-v	0.96	10.8	10.5	10.5	24.1	29.7	42.9
1242459857	HL	0.99	20.7	20.6	20.6	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$
1243533585	HL-v	0.99	11.9	11.6	11.6	$3.2 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^3$
1246048404	HLV	0.87	9.2	8.5	8.4	0.03	0.1	0.06
1246487219	HL-v	0.99	11.3	11.2	11.1	3.9	7	9.5
1246527224	HL	0.99	12.4	12.3	12.3	31.5	74.3	107.2
1247616534	HL-v	1.00	10.6	10.4	10.4	10.6	16.7	21.5
1248112066	HL-v	0.59	9	8.7	8.6	0.3	0.7	0.4
1248242632	HL-v	0.99	11.4	11.1	11	44.2	66.7	66.7
1248331528	HL-v	1.00	12.9	12.7	12.7	$1.3 \cdot 10^3$	$1.4 \cdot 10^3$	$1.4 \cdot 10^3$
1248617394	HL	0.80	9	8.7	8.6	0.16	0.45	0.31
1248934439	HL-v	0.96	8.6	8.4	8.3	0.01	0.1	0.04
1249852257	LV	0.99	12.9	12.7	12.7	5.9	5.6	8.72
1251009263	HL-v	1.00	14.9	14.8	14.8	$1.7 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^5$
1251010527	HL-v	0.96	10	9.8	9.8	6.9	10.9	13.1
1252627040	HL-v	0.99	12.4	12.1	12.1	181.8	160.3	367.8
1252699636	HL	0.65	7.9	7.8	7.7	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$
1253326744	HL-v	0.98	10.9	10.9	10.7	18.3	19.5	21.8
1253755327	HL-v	0.61	9.2	9.2	9	0.3	0.8	1
1253885759	HL	0.78	9.9	9.6	9.6	2.9	3.7	4.7

GPS	Détecteurs	P_{Astro}	Statistique de classement			Inverse du FAR (an)		
			MBTA officiel	Seuil Λ_{min} 10%	Seuil Λ_{min} 20%	MBTA officiel	Seuil Λ_{min} 10%	Seuil Λ_{min} 20%
1256999739	HL-v	0.99	9.9	9.7	9.6	7	11.5	13.6
1257296855	HL	0.99	12.5	12	12	$5.5 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^3$	$3.3 \cdot 10^3$
1257664691	HL-v	0.68	8.7	8.6	8.6	0.03	0.18	0.21
1258866165	HL-v	0.73	9.2	9	8.9	0.8	1.8	1.7
1259040047	HL	1.00	12.7	12.6	12.6	74.1	133.1	142.4
1259514944	HL	1.00	15.8	15.6	15.6	$1.7 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^5$
1260484270	HL-v	0.99	10.1	10	10	4.6	6.9	7.9
1260567236	HL	1.00	14.6	14.5	14.4	$1 \cdot 10^3$	$1.3 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^3$
1261020955	HL	0.99	11.2	11.1	11.1	22.2	36.2	48.6
1261764316	HL-v	0.40	8.8	8.5	8.4	0.14	0.23	0.15
1263097407	HL-v	* 1.00	10.6	10.3	10.3	17.2	19.6	29.6
1264213229	HL	0.98	9	8.8	8.7	0.3	1.5	0.8
1265273710	HL-v	0.97	8.7	8.1	8	0.08	0.02	0.01
1265202095	HL-v	0.99	9.4	9.3	9.2	2.1	4.4	5.8
1266140673	HL-v	0.99	9.9	9.6	9.4	5.6	6.6	7
1266290148	HL	0.82	8	8	7.9	$6 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$
1266618172	HLV	1.00	18.8	18.6	18.6	$1.2 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^{11}$
1266645879	HL	1.00	12.2	12.1	12	203.9	278.9	370
1267522652	HL	0.81	8.3	8	7.9	$3 \cdot 10^{-1}$	0.01	$3.2 \cdot 10^{-2}$
1267963151	HLV	1.00	16.1	16	15.9	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{11}$
1268431094	HL-v	0.30	8.8	8.7	8.5	0.08	0.23	0.17
1268903511	HL-v	0.61	8.2	8.1	8	$2 \cdot 10^{-1}$	0.02	$6 \cdot 10^{-2}$

FIGURE 5.24 – Table de résumé des événements pour la période d’observation O3A à gauche et O3B à droite. Chaque ligne présente la comparaison entre la statistique de classement et les valeurs d’IFAR des événements produits par l’analyse pour la version classique de MBTA ainsi qu’avec l’implémentation de l’information astrophysique dans la statistique de classement des candidats. Les événements en rouge passent le seuil de significativité en IFAR de 0.5 an (1/6 an) pour O3A (O3B), ceux en orange sont publiés avec des valeurs d’IFAR sous ce seuil, et restent ainsi. Les événements en violet passent le seuil de détection en IFAR dans le cas $\Lambda(\vec{\theta}) = 0.1$, mais pas dans le cas $\Lambda(\vec{\theta}) = 0.2$. Ces événements ont des P_{Astro} sous le seuil de 0.5 pour le *pipeline* MBTA. L’événement dénoté d’un astérisque est publié en tant que NSBH. Les événements marginaux vus par MBTA (figure 5.34) demeurent marginaux. En somme, les événements passant les seuils de détection ou ayant un faible P_{Astro} sont dans tous les cas vus par les autres *pipelines* de recherche de CBC.

Sur la figure 5.25 est donnée l’amélioration relative en IFAR, par rapport à la valeur correspondant à la version officielle de MBTA (colonne 7 de la figure 5.24). Les améliorations correspondent à la dernière colonne de la figure 5.24 pour les trois différents modèles astrophysiques implémentés. Le même code couleur est reporté sur cette figure. L’amélioration est en moyenne comprise entre 0% et 200%. Certain événements subissent une baisse en IFAR tandis que d’autres profitent d’une plus grande amélioration (les événements jaunes ayant des IFAR relativement bas et qui ne passent pas pour autant le seuil de détection après amélioration).

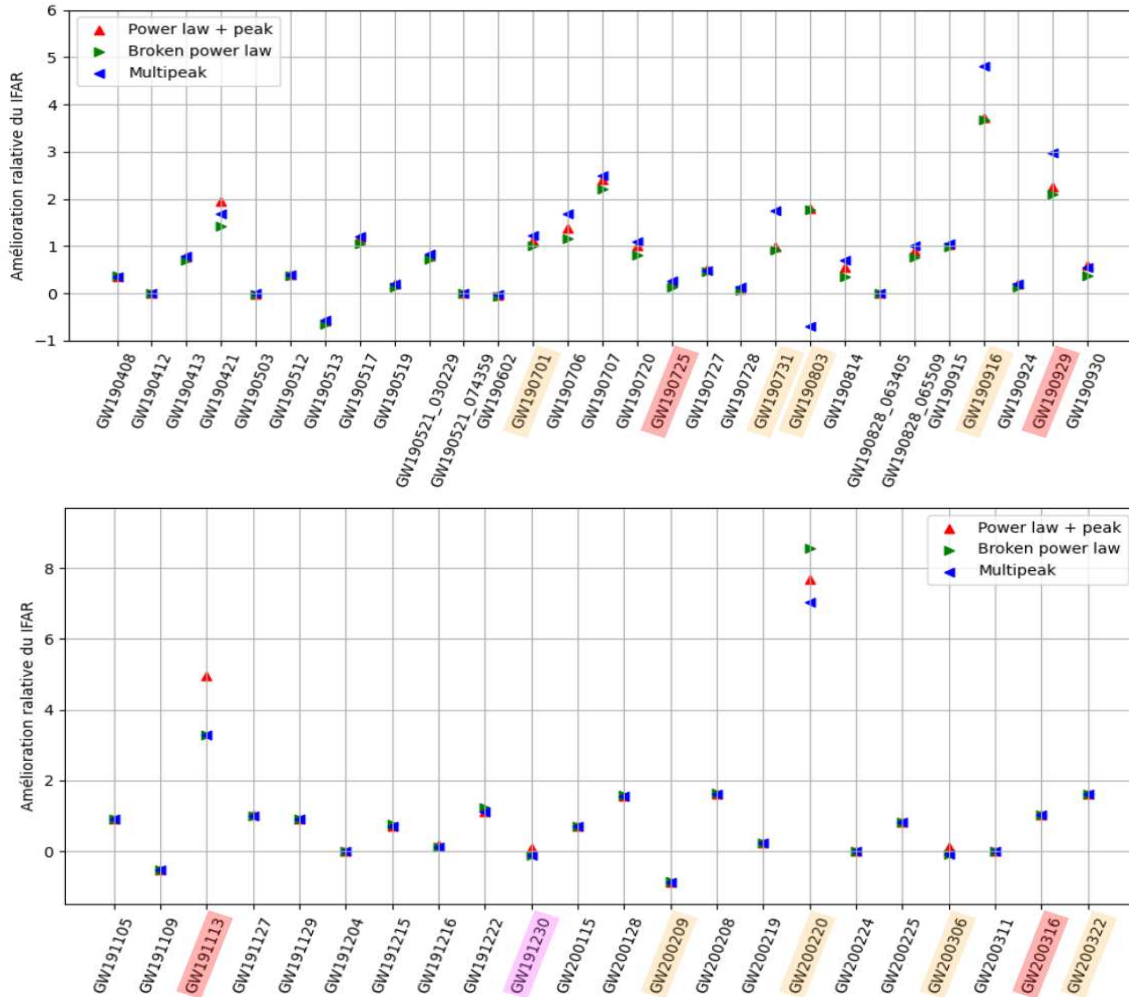


FIGURE 5.25 – Amélioration relative en IFAR pour les événements de la période O3A en haut et O3B en bas.

5.3.5 Comparaison de la sensibilité des recherches

Si l'on considère un jeu d'injection simulé distribué uniformément en temps et en volume, injecté dans un flux de données et analysé par deux configurations différentes de la chaîne d'analyse, si le seul paramètre variant est la chaîne d'analyse il est légitime de considérer que la configuration produisant le plus de détections significatives est celle qui optimise la sensibilité de la recherche. Celle qui en détecte le plus est celle qui a la plus grande capacité à capturer des événements, et donc qui a le plus grand volume de détection. La sensibilité temps - volume appelé usuellement VT est un bon outil pour comparer la sensibilité d'une chaîne d'analyse à plusieurs configurations produisant des statistiques de classement différentes.

Afin de calculer une sensibilité VT pour chaque configuration de la chaîne d'analyse nous comptons le nombre d'injections retrouvées (au dessus d'un seuil en statistique de classement de 9 pour éviter des effets de sélection dues à un seuil trop bas) au dessus d'un certain FAR, avec et sans prior astrophysique. En intégrant sur le distance et en multipliant par le temps d'observation nous obtenons la sensibilité VT en fonction du FAR.

$$VT(\rho_{seuil}, FAR) = T \cdot \int_{D_{min}}^{D_{max}} \frac{N_{inj}(FAR)}{N_{tot}} 4\pi D^2 dD \quad (5.30)$$

L'analyse étant identique pour chaque configuration de la chaîne d'analyse, le temps d'observation ne joue pas de rôle significatif. Les variations de sensibilité entre les différentes analyses représentent ainsi des variations de sensibilité en volume. La figure 5.26 montre ainsi une légère amélioration de la sensibilité de la chaîne d'analyse autour des seuils d'envoi d'alertes lors de l'ajout d'un prior astrophysique. L'amélioration correspond au non recouvrement des intervalles de confiance et reste inférieure à 6%.

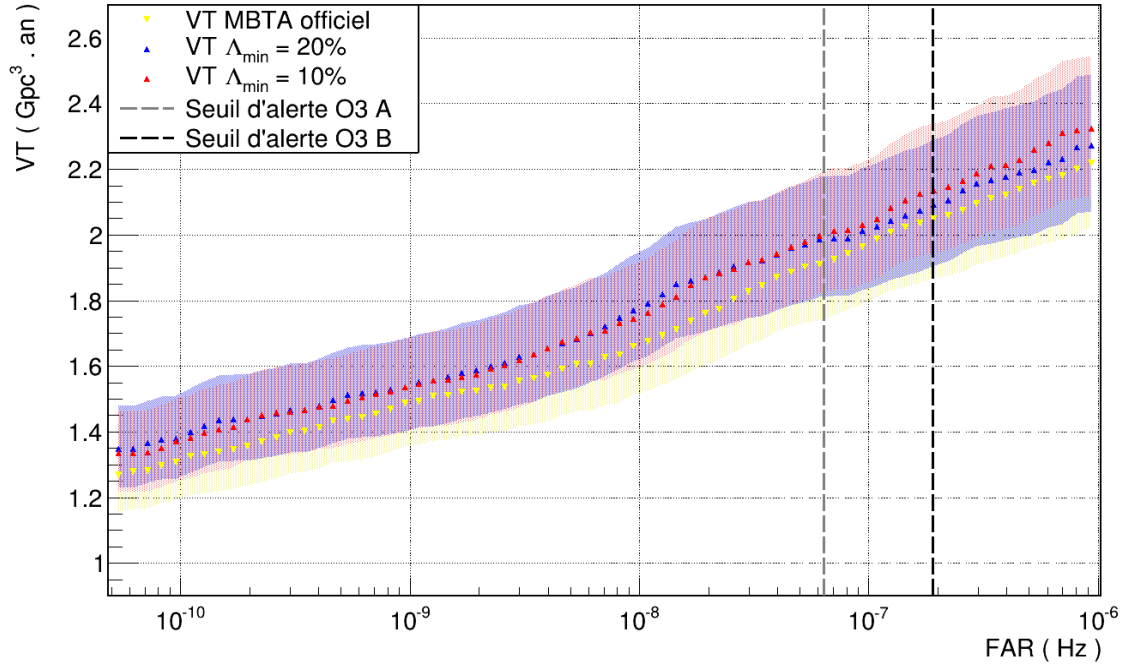


FIGURE 5.26 – Comparaison de la sensibilité VT de la chaîne d'analyse MBTA avec et sans l'ajout d'un prior astrophysique. Les zones colorées représentent les intervalles à 68% de confiance calculés grâce à la méthode des scores de Wilson.

Les intervalles de confiance de la figure 5.26 sont calculés avec la méthode des scores de Wilson [203] qui utilise un intervalle plus fiables que la méthode de Wald usuellement appliquée aux cas de l'estimation d'un intervalle de confiance d'une proportion [51, 201]. Définissons $p = N_{inj}/N_{tot}$ la proportion des injections retrouvées par l'analyse et z le score de la distribution normale associée à un niveau de signficance. Dans le cas d'un intervalle de confiance à 68% (correspondant à 1σ), le score prend la valeur $z = 0.994$. Les bornes de l'intervalle de confiance (W_s^-, W_s^+) utilisant la méthode des scores de Wilson sont données par [118] :

$$(W_s^-, W_s^+) = \left(\frac{1}{1 + z^2/N_{tot}} \right) \cdot \left(p + \frac{z^2}{2N_{tot}} \pm z \sqrt{\frac{p(1-p)}{N_{tot}} + \frac{z^2}{4N_{tot}^2}} \right) \quad (5.31)$$

Indépendance entre la statistique de classement et les paramètres intrinsèques

Dans cette section nous revenons sur la question de l'indépendance entre les paramètres intrinsèques des sources et la statistique de classement. Deux cas distincts à haute et à basse statistique de classement peuvent survenir. Dans le premier une statistique de classement élevée devrait limiter une association aléatoire entre les paramètres d'une injection et le calque déclenché, observé avec ρ_{obs} . En effet plus le déclenchement est significatif et moins le bruit contribue et importe pour le calque déclenché par des données comportant un signal plus du bruit. Le calque déclenché par ces données tend donc à indiquer la présence de signal uniquement lorsque la statistique de classement augmente. Dans l'autre cas le bruit n'est plus négligeable, il vient modifier les données et abaisser la statistique de classement observée lors du déclenchement du calque. Il y a ainsi plus d'associations aléatoires entre calques voisins, voire entre calque éloignés dans l'espace des paramètres selon l'influence du bruit dans les données. On devrait donc observer des changements de comportement de la statistique de classement entre hautes et basses valeurs, mais il n'est pas évident d'en conclure une quelconque corrélation avec les paramètres intrinsèques de la source. Ces changements devraient surtout être dus aux caractéristiques du bruit dans lequel sont injectés les données (bruit typique de O3) ainsi qu'à la banque de calques. La figure 5.27 montre les éventuelles corrélations entre la statistique de classement et les paramètres intrinsèques de masses de la source. L'échelle de couleur ξ représente le nombre d'injections détectées, dont chaque *bin* le long d'une colonne a été divisé par le nombre d'injections détectées dans la colonne tel que $\xi = N_{det,bin}/N_{tot,col}$. Pour le cas de signaux astrophysiques la distribution de statistique de classement tend à augmenter légèrement avec les paramètres de masse, sinon aucune tendance particulière n'est à noter au premier ordre. Cependant ce genre de graphe de corrélation nécessite de plus grande statistiques, ce qui est difficile à obtenir pour une étude de paramètres post analyse.

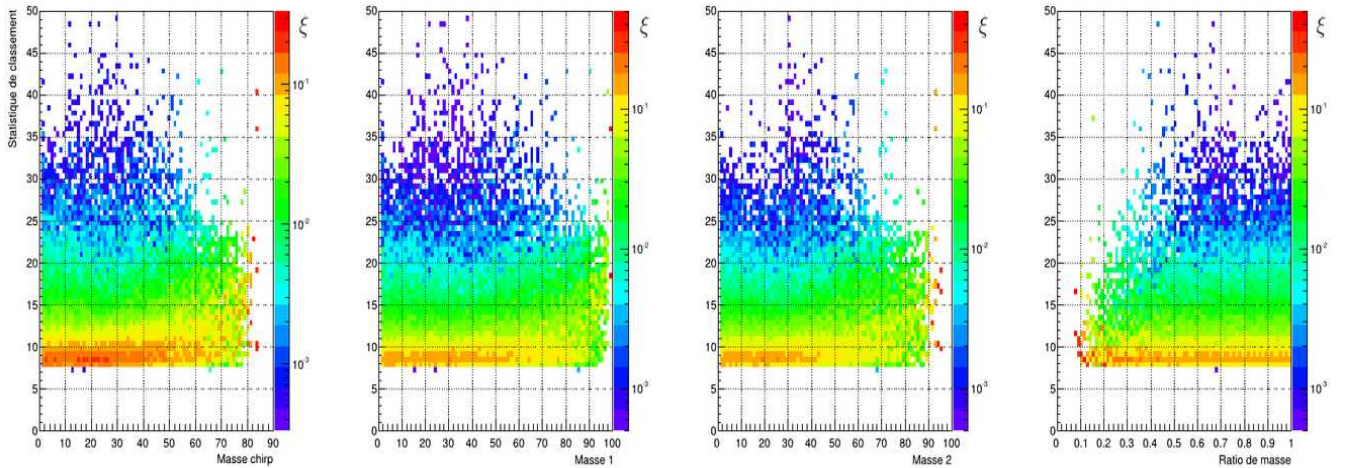


FIGURE 5.27 – Mise en évidence d'éventuelles corrélations entre la statistique de classement des événements produits et leurs paramètres intrinsèques. ξ est, pour chaque bin, le rapport entre le nombre d'injections détectées et le nombre d'injections détectées total de la colonne correspondante.

Les graphiques en bas des figures 5.28 et 5.29 représentent la différence entre la masse *chirp* détectée et injectée d'un jeu d'injections pour différentes gammes de masse *chirp*, respectivement

la partie à faible masse avec $\mathcal{M}c \in [5; 40] M_{\odot}$ ainsi que la partie à plus haute masse avec $\mathcal{M}c \in [40; 100] M_{\odot}$. Ces figures peuvent se découper en trois parties selon la statistique de classement. En considérant la figure 5.28, à basse statistique jusqu'à environ ~ 14 il n'est pas étonnant d'observer une certaine différence entre $\mathcal{M}c_{Detectee}$ et $\mathcal{M}c_{Injectee}$ due à l'effet du bruit. L'association entre les signaux injectés et retrouvés est bonne dans l'ensemble, sans dépendance précise. En augmentant la statistique jusqu'à une valeur d'environ ~ 28 la dispersion diminue et la différence commence à tendre vers 0. À partir de cette valeur et jusqu'à haute statistique de classement, la différence et la dispersion se stabilisent. Cet échantillon ne met donc en valeur aucune tendance particulière quant à d'éventuelles corrélations entre ces paramètres. Cette tendance générale devrait se retrouver pour différentes gammes de $\mathcal{M}c_{Detectee}$. Or comme le montre la figure 5.13 une zone de l'espace des paramètres à faible ratio de masse et $\mathcal{M}c \in [8; 20] M_{\odot}$ est particulièrement sensible aux déclenchements. Il est difficile d'expliquer pourquoi cette zone déclenche plus que d'autres, par des signaux aux paramètres variés et parfois très éloignés de cette zone (et souvent à plus haute masse *chirp*). On constate de plus en figure 5.11 que l'efficacité de détection par *bin* diminue à haute masse *chirp*. En effet un nombre non négligeable de ces injections sont retrouvées dans d'autres *bins*. En outre, certaines sous populations particulières entraînant de forts écarts entre $\mathcal{M}c_{Detectee}$ et $\mathcal{M}c_{Injectee}$, pour des événements aussi bien peu significatifs que très significatifs devrait apparaître. Autrement dit la figure 5.28 suit globalement la tendance attendue, alors que la gamme de masse *chirp* plus haute correspondante à la figure 5.29 met en avant ces effets. Cette population est ainsi purement due à la banque de calques et à la qualité des données, les jeux de paramètres intrinsèques $\vec{\theta}$ ne présentent pas d'autres dépendances notables avec la statistique de classement. En ce qui concerne les signaux de bruits de fond, les détecteurs étant supposés indépendants, il n'y a aucune raison que les coïncidences issues du bruit de fond aient de quelconques corrélations (hormis le phénomène connu de résonances de Schumann [135] et négligé car agissant à des fréquences inférieures à la bande de sensibilité des détecteurs). Le nombre de *glitches* ainsi que d'événements astrophysiques est négligeable devant le nombre de déclenchements total de bruit de fond pour des périodes typiques de quelques mois comme les périodes d'observations O3A et O3B. La probabilité de détection de ce type d'événement en coïncidence n'est due qu'à des effets statistiques. La structure de la banque de calques ainsi que certains artefacts (*glitches*) peuvent avoir une influence.

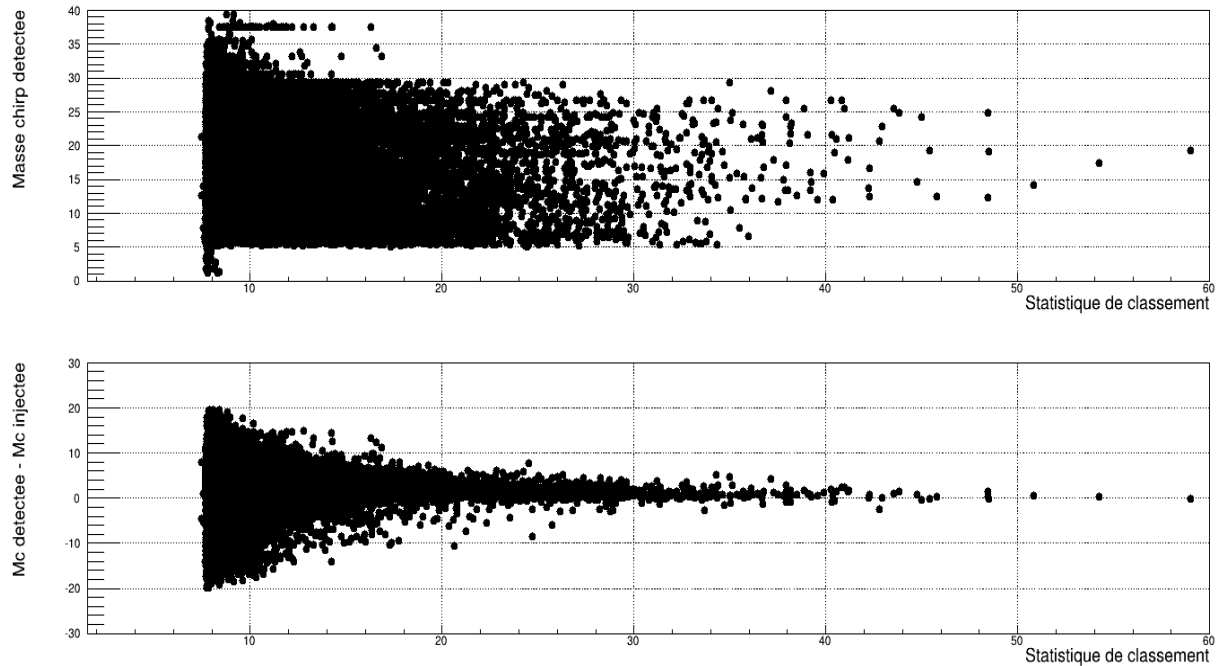


FIGURE 5.28 – Au dessus la distribution de masse *chirp* \mathcal{M}_c détectée des injections. En dessous la distribution de l'écart entre ce paramètre détecté et injecté. Gamme de faible masse *chirp* $\mathcal{M}_c \in [5 ; 40] M_\odot$.

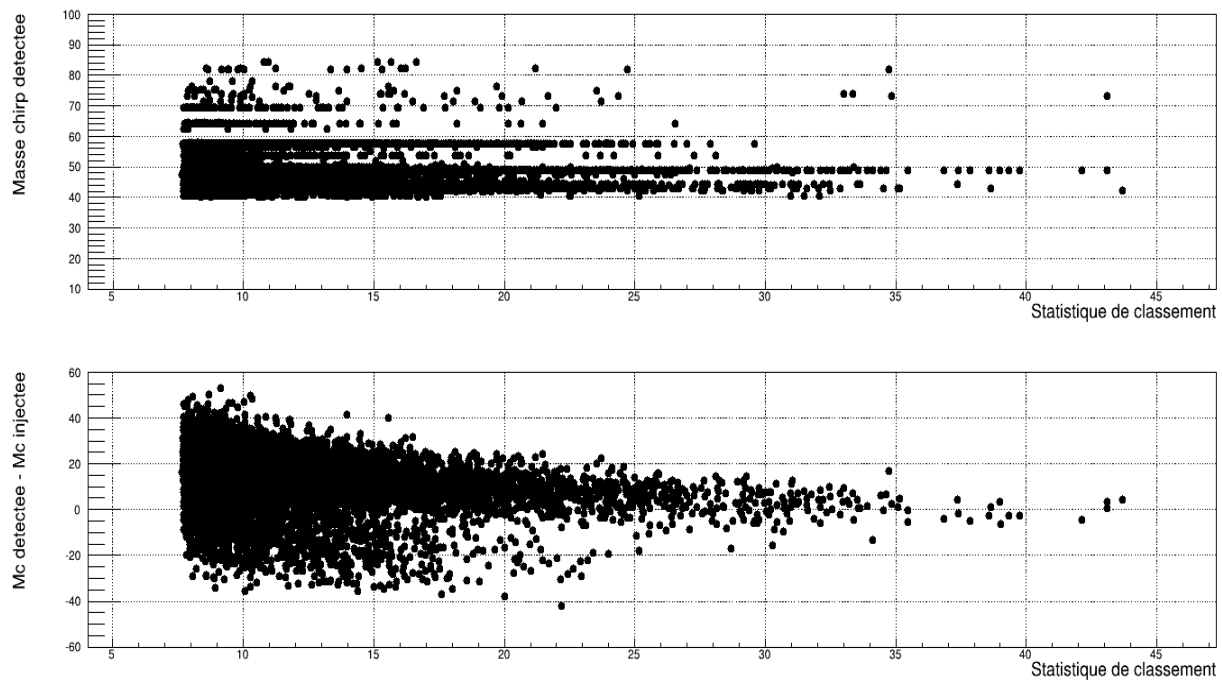


FIGURE 5.29 – Au dessus la distribution de masse *chirp* \mathcal{M}_c détectée des injections. En dessous la distribution de l'écart entre ce paramètre détecté et injecté. Gamme de haute masse *chirp* $\mathcal{M}_c \in [40 ; 100] M_\odot$.

5.4 Comparaison et complémentarité avec P_{Astro}

Comme attendu, les valeurs extrêmes de P_{Astro} proches de ~ 0 (respectivement ~ 1) correspondent à des valeurs faibles (respectivement hautes) d'IFAR. Cette information quant à la significativité des événements est bien conservée. L'IFAR étant calculé sur l'ensemble de l'espace des paramètres et P_{Astro} reposant sur des estimations faites dans des *bins* de l'espace des paramètres, on s'attend à voir différentes tendances. D'un point de vue de la banque de calques, les variations de densité ne sont pas bien prise en compte pour le calcul de l'IFAR, ainsi que les variations de bruit de fond locales. C'est pourquoi il est possible que des événements ayant un bon P_{Astro} assigné de par leur présence dans une sous-région de l'espace des paramètres riche en population et faible en bruit de fond se voient attribuer un mauvais IFAR (ou du moins pas aussi significatif qu'indique le P_{Astro}). Une de ces tendances caractéristiques est ici la zone à bas IFAR (autour de 10^{-4} an) avec des valeurs de P_{Astro} et P_{BBH} au dessus de 0.5. Elle correspond aux déclenchements de calques de haute masse, zone de l'espace des paramètres à faible densité de calques, de déclenchements et de bruit de fond. En regardant la grandeur P_{BBH} (pour rappel $P_{Astro} = P_{BBH} + P_{NS-BH} + P_{BNS}$) on constate d'autres tendances à plus haut IFAR, provenant de combinaisons entre certaines parties spécifiques de l'espace des paramètres, types de combinaisons des différents détecteurs pour les coïncidences, ainsi que du faible pourcentage de sources étant classifié selon un autre type de source (les hautes valeurs d'IFAR à faible valeurs de P_{BBH} par exemple correspondent à des événements ayant un bon P_{NS-BH} complémentaire). Les événements avec un IFAR $> 10^5$ an sont des triples coïncidences, cette limite en dessous de laquelle les doubles coïncidences s'accroissent se voit aussi sur le graphique 5.20 au niveau de la valeur du FAR correspondante d'environ $\sim 10^{-13}$ Hz. Ces graphiques montrent la difficulté de faire correspondre les seuils de détections en IFAR et P_{Astro} , la zone de transition entre les valeurs extrêmes de 0 à 1 étant très large et marquée par différentes tendances résultantes des différentes méthodes de calcul. L'épaisseur de cette transition semble cependant légèrement se réduire en implémentant l'information astrophysique directement dans la statistique de classement des événements. Un calcul du FAR sur un découpage de l'espace des paramètres permettrait peut être de mieux appréhender ces problèmes.

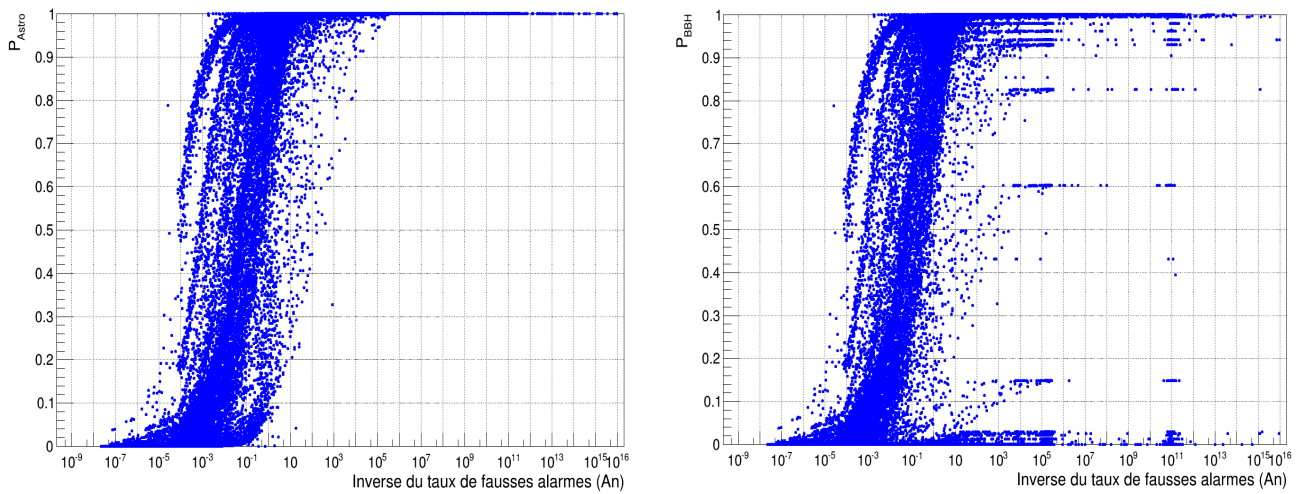


FIGURE 5.30 – Distribution des valeurs de P_{Astro} à gauche et P_{BBH} à droite en fonction de l'inverse du taux de fausses alarmes pour les injections de la période O3 A.

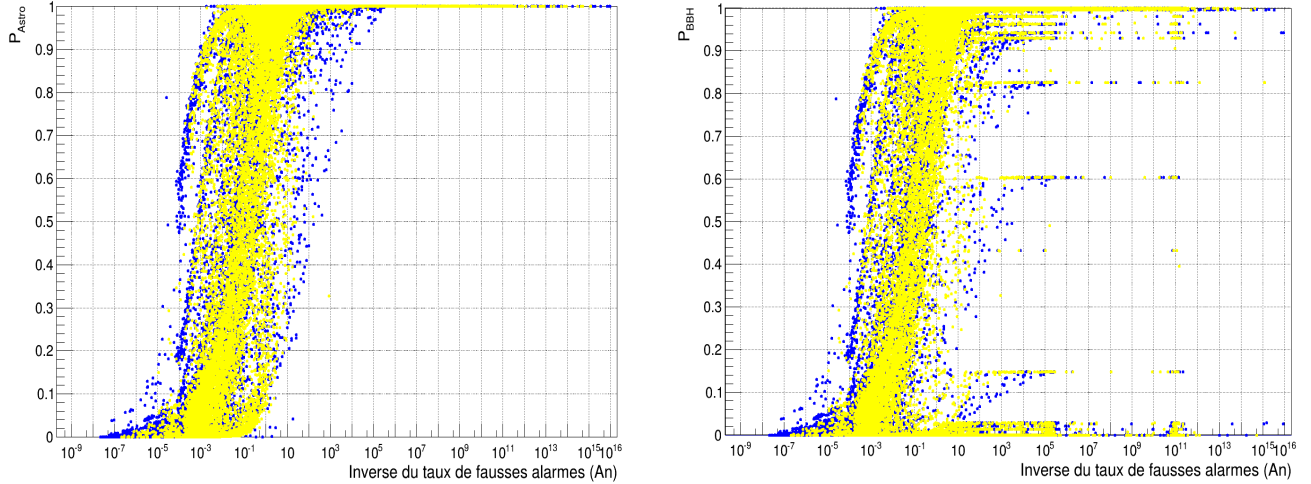


FIGURE 5.31 – Distribution des valeurs de P_{Astro} à gauche et P_{BBH} à droite en fonction de l'inverse du taux de fausses alarmes pour les injections de la période O3 A. Les points jaunes correspondent aux nouvelles valeurs d'IFAR suite à notre analyse.

5.5 Conclusion

L'objectif de ces études visant à inclure une information astrophysique a priori dans la chaîne d'analyse MBTA est atteint. La prise en compte de cette information astrophysique se traduit sous la forme d'une vraisemblance, dépendant du rapport entre la densité de signal astrophysique (l'avant plan) d'une part et la densité de bruit de fond (arrière plan) d'autre part. Cette vraisemblance sert à créer une nouvelle observable, P_{Astro} , permettant une classification des sources détectées ainsi que d'attribuer une probabilité d'origine astrophysique a posteriori aux candidats produits par l'analyse. Dans notre cas, la vraisemblance et donc l'information qu'elle contient est utilisée directement pour modifier la statistique de classement des candidats, impactant donc leur significativité en conséquence, en attribuant à chaque calque un poids qui représente une pénalité quantifiant le désaccord éventuel avec l'information astrophysique ajoutée. Dans le cas de la prise en compte de l'information P_{astro} a posteriori, la vraisemblance permet d'attribuer de nouvelles informations aux événements candidats afin d'essayer de faire ressortir l'avant plan, laissant les paramètres existants ainsi que les seuils de détections inchangés. Dans notre analyse a priori, elle sert à pénaliser la banque de calques afin d'améliorer les paramètres pertinents existant comme le taux de fausses alarmes, améliorant ainsi la pureté et la significativité des événements, laissant une possibilité de revoir les seuils de détection à la baisse.

Bien que la modification de la statistique de classement permette de faire passer quelques événements au dessus des seuils de détection, l'amélioration de la sensibilité de la recherche reste faible. Une optimisation de cette méthode serait de calculer le taux de fausses alarmes pour chaque sous région de l'espace des paramètres. Cela permettrait d'attribuer aux événements un taux de fausses alarmes plus précis en fonction des connaissances locales sur l'avant et l'arrière plan. Le taux de fausses alarmes serait en général moins pollué par le fait que la banque de calques de la région BBH entière n'est pas équivalente en tout point. Les zones bruyantes n'impacteraient ainsi plus les autres zones. Cette stratégie a été développée pour la période d'observation O4, pour laquelle

la statistique de classement permettant de calculer le taux de fausses alarmes devient P_{astro} . Comme discuté en section 5.2.3, l'incertitude liée à la nouvelle observable P_{Astro} a de multiples sources, son estimation d'environ 10% est raisonnable, mais laisse un doute quant aux événements proches de la valeur seuil de 0.5. Il est important de garder d'autres informations telles que le taux de fausses alarmes pour apporter plus de clarté sur la significativité de ces événements. En ce sens ces analyses sont complémentaires, bien que leurs points de sensibilités soient comparables, les résultats qu'elles apportent sont cohérents et se confortent.

Conclusion

Depuis la première observation directe d'une onde gravitationnelle provenant de la fusion de deux trous noirs en 2015, la collaboration LIGO - Virgo - KAGRA a détecté un total de 90 événements au travers de trois périodes d'observations. Ce projet de thèse s'insère à l'issue de ces détections, entre les phases d'observations O3 et O4, période qui s'est vue rallongée du fait de la pandémie liée au COVID-19. Durant ces trois années deux des principaux aspects liés à la recherche d'ondes gravitationnelles ont été étudiés.

Le premier projet concerne un aspect de calibration de l'interféromètre Virgo. La sensibilité de ce dernier s'améliore avec les périodes d'observation et permet de détecter de plus en plus de sources d'ondes gravitationnelles. L'étalonnage devient alors de plus en plus important, afin de maîtriser les sources d'incertitudes et les réduire. Un premier travail a été réalisé dans le but de définir l'horodatage du signal de sortie du détecteur Virgo. La mesure du retard induit par la chaîne de lecture des photo-diodes de détections du signal de frange noire de l'interféromètre donne une correction de $145 \pm 20 \mu s$ à prendre en compte. La mesure est suffisamment précise au vu de l'exigence de l'ordre de $0.01 ms$ déterminée par la précision sur le temps d'arrivée d'une onde gravitationnelle dans un détecteur. Une méthode de mesure par inter-calibration a été développée entre les différents bancs de détections de l'interféromètre. En ajoutant une photo-diode de référence sur le banc de détection externe il est désormais possible d'effectuer la mesure du *timing* de la chaîne de lecture du signal de frange noire à distance et de manière régulière sans que cela ne requiert d'intervention physique.

Un deuxième projet de calibration a été motivé par la présence d'un biais de 3% dans la reconstruction du signal de sortie de l'interféromètre contenant l'information du passage des ondes gravitationnelles. Ce biais intervient dans une bande de fréquence allant de 20 Hz à 1 kHz, dans laquelle de nombreux éléments entrent en jeu et sont combinés pour reconstruire le signal h_{rec} (photo-diodes de lecture, signaux d'erreur de contrôle de l'interféromètre, actionneurs électromagnétiques des miroirs et des marionnettes, etc). L'objectif de ce projet est alors de développer une méthode visant à effectuer une calibration en réponse fréquentielle de l'interféromètre et des éléments intervenant dans la reconstruction de son signal pour la période d'observation O5. Cet étalonnage permettra ainsi d'améliorer la précision de la réponse de chacun de ces composants et de réduire les incertitudes liées à h_{rec} .

La première solution développée au LAPP est une carte prototype permettant le pilotage d'une LED en courant. En éclairant les photo-détecteurs dont on cherche à mesurer la réponse fréquentielle avec un bruit blanc, cette méthode permet d'avoir une mesure sur une large bande de fréquence allant du Hertz à la dizaine de kiloHertz. Une étude du fonctionnement de cette carte

ainsi que sa réponse a été menée dans le laboratoire d’optique du LAPP afin de contrôler la mesure. L’avantage de cette carte est qu’elle fournit un moyen de mesure de réponse fréquentielle non encombrant et rapide d’utilisation (quelques minutes suffisent pour prendre une mesure). Cependant, la LED est le seul élément qui ne peut être contrôlé, pouvant ainsi induire d’éventuelles déformations dans la réponse fréquentielle du photo-détecteur. Avant toute utilisation il convient au préalable de valider cette méthode avec une technique indépendante.

Une deuxième solution est développée dans ce but dans le laboratoire optique du LAPP. Il s’agit de mesurer la réponse fréquentielle de photo-détecteur de manière mécanique, en utilisant un disque à trous monté sur le moteur d’un hachoir optique. Bien que plus encombrante et nécessitant des prises de données plus longues, cette méthode de référence permet de mesurer la réponse fréquentielle avec une précision de l’ordre de 0.1% sur une bande de fréquence de 20 Hz à 2 kHz. Une photo-diode PCal a été étalonnée en réponse fréquentielle au moyen des deux méthodes. Sa réponse est plate à 0.1% sur la bande de fréquence utile du hachoir optique. La méthode de référence a permis de mettre en avant une déviation avec la méthode utilisant la carte prototype de pilotage LED, induite par la LED. Les méthodes de mesure sont en accord au delà de 300 Hz à 0.1%, mais la LED induit une déviation de 0.5% à 20 Hz qui augmente jusqu’à 1% à 4 Hz.

Les photo-diodes de détection utilisées dans l’algorithme de reconstruction de h_{rec} quant à elles sont protégées dans des boîtes à air. Des premiers tests ont été réalisés sur un tel type de photo-diode mais la méthode utilisant la LED ne semble pas optimale dans cette configuration. Le boîtier de protection rend complexe le bon éclairage du capteur sensible de la photo-diode de détection par la LED infrarouge. Cette dernière étant de plus limitée en puissance, aucune mesure stable et précise de la réponse fréquentielle n’a pu être prise. En vu d’un étalonnage en réponse fréquentielle des photo-diodes de détections pour la période d’observation O5, la carte prototype devrait être améliorée afin de permettre une mesure des capteurs à l’intérieur de leur boîtiers. Aussi, la photo-diode de référence ajoutée sur le banc de détection externe pourrait être utilisée pour une inter-calibration avec les différentes photo-diodes de détection en réponse fréquentielle.

Suite à ces projets de calibration et d’instrumentation, un second aspect de la recherche des ondes gravitationnelles a été étudié. Durant la phase d’amélioration du détecteur entre les périodes d’observation O3 et O4, il a été décidé par la collaboration de développer un programme d’analyse permettant de classer les événements selon leur probabilité d’origine (astrophysique ou terrestre) ainsi que de donner une information sur le type de la source. Ces informations sont alors mentionnées dans les alertes produites par la collaboration afin d’aider les observatoires partenaires à détecter des contreparties électromagnétique ou neutrino. Avant cela, la chaîne d’analyse MBTA ne prenait en compte aucune information astrophysique a priori. Le troisième projet de ce manuscrit a été mené en parallèle de l’implémentation de ce programme dans la chaîne d’analyse. L’objectif de cette étude vise à inclure une information astrophysique semblable, correspondant à un modèle de distribution de masse des binaires de trous noirs, directement dans la statistique de classement des événements. Le développement d’une fonction de pondération associant une pénalité à chaque calque permet de changer le classement des événements selon leur éventuel correspondance avec le modèle astrophysique implémenté, ainsi que de ré-évaluer leur taux de fausses alarmes. Cette approche permet de réduire le nombre d’événements de bruit de fond tout en augmentant le nombre d’alertes d’environ 5%. Dans le cas de la période d’observation O3, l’application de cette méthode permet de faire passer entre 3 et 5 événements au dessus du seuil de détection en taux de fausse alarme en fonction de la pénalité maximale appliquée. L’étude porte essentiellement sur les binaires de trous noirs et n’est donc pas optimale pour la recherche de coalescences de binaires

compactes sur l'ensemble de l'espace des paramètres recherché incluant des étoiles à neutrons. Bien que la collaboration n'ait pas encore inféré de modèles de distribution de masse différents des modèles simplifiés des injections pour les autres types de CBC, une démarche similaire en prenant en compte les inhomogénéités de la banque de calques en terme de déclenchement pourrait permettre de pénaliser certains calques bruyants et ainsi réduire l'impact du bruit pour ces sources.

Annexe A

Name	cWB			GstLAL			MBTA			PyCBC-Houd			PyCBC-BBH		
	FAR (yr ⁻¹)	BNR	P_{Astro}	FAR (yr ⁻¹)	BNR	P_{Astro}	FAR (yr ⁻¹)	BNR	P_{Astro}	FAR (yr ⁻¹)	BNR	P_{Astro}	FAR (yr ⁻¹)	BNR	P_{Astro}
GW190403_051519	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	7.7	8.0	0.00
GW190408_181802	0.5×10^{-4}	14.8	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	15	> 0.99	8.7×10^{-5}	14	> 0.99	2.5×10^{-4}	13	> 0.99	$< 1.2 \times 10^{-4}$	14	> 0.99
GW190412	0.5×10^{-4}	10.7	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	10	> 0.99	1.0×10^{-5}	18	> 0.99	$< 1.1 \times 10^{-4}$	17	> 0.99	$< 1.2 \times 10^{-4}$	18	> 0.99
GW190413_052954	--	--	--	--	--	--	--	--	--	170	8.5	0.12	0.82	8.5	0.92
GW190413_134308	--	--	--	39	10	--	0.34	10	0.99	31	9.7	0.47	0.18	8.9	0.99
GW190421_211856	0.30	0.3	0.90	0.0028	10	> 0.99	1.2	0.7	0.99	5.9	10	0.74	0.014	10	> 0.99
GW190425	--	--	--	0.034	13	0.69	--	--	--	--	--	--	--	--	--
GW190426_190642	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	4.1	9.6	0.73
GW190503_185404	0.0018	11.5	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	12	> 0.99	0.013	13	> 0.99	0.038	12	> 0.99	0.0026	12	> 0.99
GW190512_180714	0.88	10.7	0.75	$< 1.0 \times 10^{-5}$	12	> 0.99	0.038	12	0.98	1.1×10^{-4}	12	> 0.99	$< 1.1 \times 10^{-4}$	12	> 0.99
GW190513_205428	--	--	--	1.3×10^{-5}	12	> 0.99	0.11	13	0.99	19	12	0.48	0.044	12	> 0.99
GW190514_065416	--	--	--	450	8.3	--	--	--	--	--	--	--	2.8	8.4	0.75
GW190517_055101	0.0065	10.7	> 0.99	0.0045	11	> 0.99	0.11	11	> 0.99	0.0095	10	> 0.99	3.5×10^{-4}	10	> 0.99
GW190519_153544	3.1×10^{-4}	14.0	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	12	> 0.99	7.0×10^{-5}	14	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-4}$	13	> 0.99	$< 1.1 \times 10^{-4}$	13	> 0.99
GW190521	2.0×10^{-4}	14.4	> 0.99	0.20	13	0.77	0.042	13	0.96	0.44	14	0.96	0.0013	14	> 0.99
GW190521_074359	1.0×10^{-4}	24.7	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	24	> 0.99	1.0×10^{-5}	22	> 0.99	$< 1.8 \times 10^{-5}$	24	> 0.99	$< 2.3 \times 10^{-5}$	24	> 0.99
GW190527_092055	--	--	--	0.23	8.7	0.83	--	--	--	--	--	--	19	8.4	0.31
GW190602_175927	0.015	11.1	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	12	> 0.99	3.0×10^{-4}	13	> 0.99	0.20	12	0.98	0.013	12	> 0.99
GW190620_030421	--	--	--	0.011	11	0.99	--	--	--	--	--	--	--	--	--
GW190630_185205	--	--	--	$< 1.0 \times 10^{-5}$	15	> 0.99	--	--	--	--	--	--	0.24	15	> 0.99
GW190701_230306	0.32	10.2	0.89	0.0057	12	> 0.99	35	11	0.85	0.064	12	> 0.99	0.56	12	> 0.99
GW190706_222641	0.0010	12.7	> 0.99	5.0×10^{-5}	11	> 0.99	0.0015	12	> 0.99	3.7×10^{-4}	12	> 0.99	0.34	13	> 0.99
GW190707_093326	--	--	--	$< 1.0 \times 10^{-5}$	13	> 0.99	0.032	13	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	13	> 0.99	$< 1.9 \times 10^{-5}$	13	> 0.99
GW190708_232457	--	--	--	3.1×10^{-4}	13	> 0.99	--	--	--	--	--	--	--	--	--
GW190719_215714	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	0.63	8.0	0.91
GW190720_000836	--	--	--	$< 1.0 \times 10^{-5}$	12	> 0.99	0.094	12	> 0.99	1.4×10^{-4}	11	> 0.99	$< 7.8 \times 10^{-5}$	11	> 0.99
GW190725_174728	--	--	--	--	--	--	3.1	9.8	0.56	0.46	9.1	0.96	2.9	8.8	0.80
GW190727_060333	0.068	11.4	0.95	$< 1.0 \times 10^{-5}$	12	> 0.99	0.023	12	> 0.99	0.0056	11	> 0.99	2.0×10^{-4}	11	> 0.99
GW190728_064510	--	--	--	$< 1.0 \times 10^{-5}$	13	> 0.99	7.5×10^{-4}	13	> 0.99	$< 8.2 \times 10^{-5}$	13	> 0.99	$< 7.8 \times 10^{-5}$	13	> 0.99
GW190731_140936	--	--	--	0.33	8.5	0.76	6.1	9.1	0.78	--	--	--	1.9	7.8	0.83
GW190803_022701	--	--	--	0.073	9.1	0.93	77	9.0	0.95	81	8.7	0.16	0.39	8.7	0.97
GW190805_211137	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	0.63	8.3	0.95
GW190814	--	--	--	$< 1.0 \times 10^{-5}$	22	> 0.99	2.0×10^{-4}	20	> 0.99	0.17	19	> 0.99	--	--	--
GW190828_061405	9.6×10^{-4}	16.6	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	16	> 0.99	1.0×10^{-5}	15	> 0.99	$< 8.5 \times 10^{-5}$	14	> 0.99	$< 7.0 \times 10^{-5}$	16	> 0.99
GW190828_065509	--	--	--	3.5×10^{-5}	11	> 0.99	0.16	11	0.96	2.8×10^{-4}	11	> 0.99	1.1×10^{-4}	11	> 0.99
GW190910_112807	--	--	--	0.0029	13	> 0.99	--	--	--	--	--	--	--	--	--
GW190915_235702	0.0010	12.3	> 0.99	$< 1.0 \times 10^{-5}$	13	> 0.99	0.0055	13	> 0.99	6.8×10^{-4}	13	> 0.99	$< 7.0 \times 10^{-5}$	13	> 0.99
GW190916_230058	--	--	--	12	8.2	--	6.9×10^{-3}	8.2	0.62	--	--	--	4.7	7.9	0.62
GW190917_114630	--	--	--	0.66	9.5	0.74	--	--	--	--	--	--	--	--	--
GW190924_021846	--	--	--	$< 1.0 \times 10^{-5}$	13	> 0.99	0.0049	12	> 0.99	$< 8.2 \times 10^{-5}$	12	> 0.99	8.3×10^{-5}	12	> 0.99
GW190925_232845	--	--	--	--	--	--	100	9.4	0.32	73	9.0	0.03	0.0072	9.9	0.99
GW190926_050330	--	--	--	1.1	9.0	0.51	--	--	--	--	--	--	87	7.8	0.09
GW190929_012140	--	--	--	0.16	10	0.86	2.9	10	0.61	110	9.4	0.14	14	8.5	0.46
GW190930_133641	--	--	--	0.43	10	0.74	0.34	10.0	0.86	0.018	9.8	> 0.99	0.012	10	> 0.99

FIGURE 5.32 – Résumé des événements de la période d’observation O3 A [64]. Pour chaque chaîne d’analyse sont indiqués le taux de fausses alarmes FAR, le rapport signal sur bruit SNR et la valeur de P_{Astro} . Ce tableau est une mise à jour du catalogue GWTC-2 [165] et GWTC-2-1 [63] pour lequel la chaîne d’analyse MBTA n’était pas indiquée car non configurée à temps pour l’analyse en ligne

Name	Inst.	eWB			GalLAL			MBTA			PyCBC-broad			PyCBC-BBH		
		IFAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}	IFAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}	IFAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}	IFAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}	IFAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}
GW191103.012649	HL	-	-	-	-	-	-	27	9.0	0.13	4.8	9.3	0.77	0.40	9.3	0.94
GW191105.143521	HLV	-	-	-	24	10.0	0.07	0.14	10.7	> 0.99	0.012	9.8	> 0.99	0.036	9.8	> 0.99
GW191109.010717	HL	< 0.0011	15.6	> 0.99	0.0010	15.8	> 0.99	1.8×10^{-4}	15.2	> 0.99	0.096	13.2	> 0.99	0.047	14.4	> 0.99
GW191113.071763	HLV	-	-	-	-	-	-	26	9.2	0.68	1.1×10^4	8.9	< 0.01	1.2×10^3	8.5	< 0.01
GW191126.115259	HL	-	-	-	80	8.7	0.02	59	8.5	0.30	22	8.5	0.39	3.2	8.5	0.70
GW191127.050227	HLV	-	-	-	0.25	10.3	0.49	1.2	9.8	0.73	20	9.5	0.47	4.1	8.7	0.74
GW191129.134029	HL	-	-	-	< 1.0×10^{-5}	13.3	> 0.99	0.013	12.7	> 0.99	< 2.6×10^{-5}	12.9	> 0.99	< 2.4×10^{-5}	12.9	> 0.99
GW191204.110520	HL	-	-	-	21	9.0	0.07	1.3×10^4	8.1	< 0.01	960	8.9	< 0.01	3.3	8.0	0.74
GW191204.171526	HL	< 8.7×10^{-4}	17.1	> 0.99	< 1.0×10^{-5}	15.6	> 0.99	< 1.0×10^{-5}	17.1	> 0.99	< 1.4×10^{-5}	16.9	> 0.99	< 1.2×10^{-5}	16.9	> 0.99
GW191215.223052	HLV	0.12	9.8	0.95	< 1.0×10^{-5}	10.9	> 0.99	0.22	10.8	> 0.99	0.0016	10.3	> 0.99	0.28	10.2	> 0.99
GW191216.213338	HLV	-	-	-	< 1.0×10^{-5}	18.6	> 0.99	9.3×10^{-4}	17.9	> 0.99	0.0019	18.3	> 0.99	7.6×10^{-4}	18.3	> 0.99
GW191219.163120	HLV	-	-	-	-	-	-	-	-	-	4.0	8.9	0.82	-	-	-
GW191222.033537	HL	< 8.9×10^{-4}	11.1	> 0.99	< 1.0×10^{-5}	12.0	> 0.99	0.0090	10.8	> 0.99	0.0021	11.5	> 0.99	9.8×10^{-5}	11.5	> 0.99
GW191230.180458	HLV	0.050	10.3	0.95	0.11	10.3	0.87	8.1	9.8	0.40	52	9.6	0.29	0.42	9.9	0.96
GW200112.155838	LV	-	-	-	< 1.0×10^{-5}	17.6	> 0.99	-	-	-	-	-	-	-	-	-
GW200115.042309	HLV	-	-	-	< 1.0×10^{-5}	11.5	> 0.99	0.0055	11.2	> 0.99	< 1.2×10^{-4}	10.8	> 0.99	-	-	-
GW200128.022011	HL	1.3	8.8	0.63	0.022	10.1	0.97	3.3	9.4	0.98	0.63	9.8	0.95	0.0043	9.9	> 0.99
GW200129.065458	HLV	-	-	-	< 1.0×10^{-5}	26.5	> 0.99	-	-	-	< 2.3×10^{-5}	16.3	> 0.99	< 1.7×10^{-5}	16.2	> 0.99
GW200202.154313	HLV	-	-	-	< 1.0×10^{-5}	11.3	> 0.99	-	-	-	-	-	-	0.025	10.8	> 0.99
GW200208.136117	HLV	-	-	-	0.0096	10.7	0.99	0.46	10.4	> 0.99	0.18	9.6	0.98	3.1×10^{-4}	10.8	> 0.99
GW200208.222617	HLV	-	-	-	160	8.2	< 0.01	420	8.9	0.02	-	-	-	4.8	7.9	0.70
GW200209.085452	HLV	-	-	-	0.046	10.0	0.95	12	9.7	0.97	550	9.2	0.04	1.2	9.2	0.89
GW200210.092254	HLV	-	-	-	1.2	9.5	0.42	-	-	-	17	8.9	0.53	7.7	8.9	0.54
GW200216.220804	HLV	-	-	-	0.35	9.4	0.77	2.4×10^3	8.8	0.02	970	9.0	< 0.01	7.8	8.7	0.54
GW200219.094415	HLV	0.77	9.7	0.85	9.9×10^{-4}	10.7	> 0.99	0.18	10.6	> 0.99	1.7	9.9	0.89	0.016	10.0	> 0.99
GW200220.061928	HLV	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	6.8	7.5	0.62
GW200220.124850	HL	-	-	-	150	8.2	< 0.01	1.8×10^3	8.2	0.83	-	-	-	30	7.8	0.20
GW200224.222234	HLV	< 8.8×10^{-4}	18.8	> 0.99	< 1.0×10^{-5}	18.9	> 0.99	< 1.0×10^{-5}	19.0	> 0.99	< 8.2×10^{-5}	19.2	> 0.99	< 7.7×10^{-5}	18.6	> 0.99
GW200225.060421	HL	< 8.8×10^{-4}	13.1	> 0.99	0.079	12.9	0.93	0.0049	12.5	> 0.99	< 1.1×10^{-5}	12.3	> 0.99	4.1×10^{-5}	12.3	> 0.99
GW200302.015811	HLV	-	-	-	0.11 [†]	10.6	0.91	-	-	-	-	-	-	-	-	-
GW200306.093714	HL	-	-	-	-	-	-	430	8.5	0.81	3.4×10^3	7.8	< 0.01	24	8.0	0.24
GW200308.173600	HLV	-	-	-	680	8.1	< 0.01	6.9×10^4	8.3	0.24	770	7.9	< 0.01	2.4	8.0	0.86
GW200311.115853	HLV	< 8.2×10^{-4}	16.2	> 0.99	< 1.0×10^{-5}	17.7	> 0.99	< 1.0×10^{-5}	16.5	> 0.99	< 6.9×10^{-5}	17.0	> 0.99	< 7.7×10^{-5}	17.4	> 0.99
GW200316.215706	HLV	-	-	-	< 1.0×10^{-5}	10.1	> 0.99	12	9.5	0.30	0.20	9.3	0.98	0.58	9.3	0.98
GW200322.091133	HLV	-	-	-	-	-	-	400	9.0	0.62	1.4×10^3	8.0	< 0.01	140	7.7	0.68

FIGURE 5.33 – Résumé des événements candidats produits lors de la période d’observation O3 B [64]. Le seuil de détection en IFAR a évolué à 1/6 an pour cette période. Le seuil arbitraire pour la valeur de P_{Astro} a été fixé à 0.5, au moins une chance sur deux que l’événement soit d’origine astrophysique si l’on considère ce paramètre seul. Il est important de noter que ces deux valeurs seuils ne sont pas équivalentes pour différentes raisons qui seront discutées par la suite.

Name	Inst.	cWB			GstLAL			MBTA			PyCBC-broad		
		FAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}	FAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}	FAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}	FAR (yr^{-1})	SNR	P_{Astro}
GW191118_212859	LV	-	-	-	-	-	-	7.4×10^5	8.0	< 0.01	1.3	9.1	0.05
GW200105_162426	LV	-	-	-	0.20 [†]	13.9	0.36	-	-	-	-	-	-
200121_031748*	HV	-	-	-	58	9.1	0.02	1.1	10.7	0.23	-	-	-
GW200201_203549	HLV	-	-	-	1.4	9.0	0.12	850	8.9	< 0.01	1.0×10^3	8.3	< 0.01
200214_224526*	HLV	0.13	13.1	0.91	-	-	-	-	-	-	-	-	-
200219_201407*	HLV	-	-	-	-	-	-	0.22	13.6	0.48	-	-	-
GW200311_103121	HL	-	-	-	110	9.0	< 0.01	1.3	9.0	0.03	1.3	9.2	0.19

FIGURE 5.34 – Résumé des événements marginaux produits lors de la période d'observation O3 B [64]. Ces événements correspondent à une détection avec un bon FAR (sous le seuil de 2.0 an^{-1}) dans au moins un *pipeline* mais avec une valeur de P_{Astro} inférieure à 0.5. Provenant sûrement d'artefacts instrumentaux, les événements avec une astérisque ne comportent pas de "GW" dans leurs noms.

Annexe B

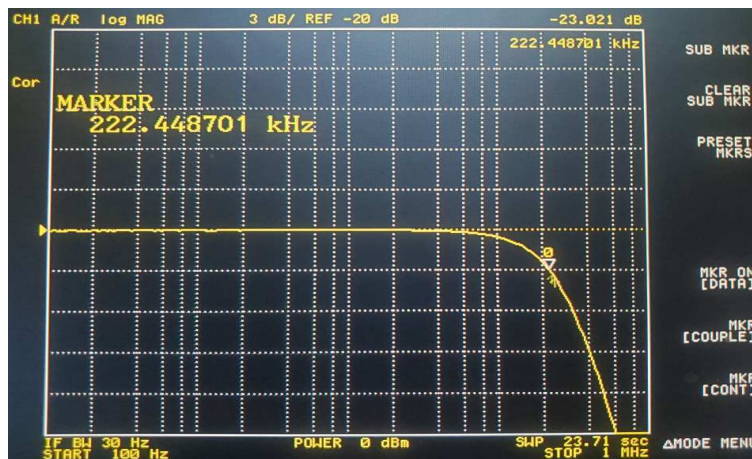


FIGURE 5.35 – Réponse de la carte de pilotage en courant d’une LED faite à l’aide d’un analyseur vectoriel de réseaux (VNA) au LAPP. Cette figure montre que le comportement du prototype est celui d’un filtre passe bas (du deuxième ordre) avec une fréquence de coupure $f_c \sim 222$ kHz.

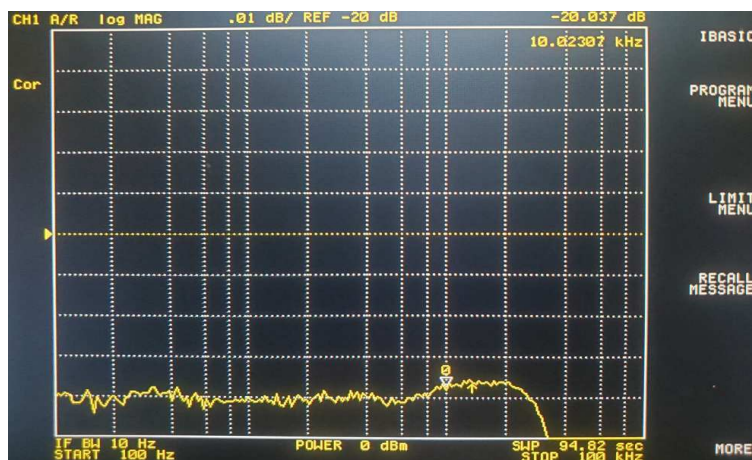


FIGURE 5.36 – Zoom sur la réponse du prototype pour montrer sa platitude de l’ordre de 0.1% entre 10 Hz et 10 kHz.

Bibliographie

- [1] LALSimulation library : LSC ALGORITHM LIBRARY. In : (). URL : <https://git.ligo.org/lscsoft/lalsuite>.
- [2] Bozzi A, Bourgoïn CEDRIC et al. “Last stage control and mechanical transfer function measurement of the VIRGO suspensions”. In : *Rev.Sci.Instrum.* 73 (2002), p. 2143-2149. DOI : 10.1063/1.1463717.
- [3] Brown Duncan A. et al. “Detecting binary neutron star systems with spin in advanced gravitational-wave detectors”. In : *Phys. Rev. D* 86 (8 2012), p. 084017. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.084017>.
- [4] Heger A. et Woosley S. E. “The Nucleosynthetic Signature of Population IIP”. In : *The Astrophysical Journal* 567.1 (2002), p. 532-543. DOI : 10.1086/338487.
- [5] Hughes Scott A. et Thorne Kip S. “Seismic gravity gradient noise in interferometric gravitational wave detectors”. In : *Phys. Rev. D* 58 (12 1998), p. 122002. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.58.122002>.
- [6] Hulse R. A. et Taylor J. H. “Discovery of a pulsar in a binary system.” In : *The astrophysical journal letters* 195 (1975), p. L51-L53. DOI : 10.1086/181708.
- [7] R. ABBASI, M. ACKERMANN, J. ADAMS et al. “The IceCube data acquisition system : Signal capture, digitization, and timestamping”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 601.3 (2009), p. 294-316. ISSN : 0168-9002. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209000084>.
- [8] B P ABBOTT, The LIGO Scientific COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “A guide to LIGO–Virgo detector noise and extraction of transient gravitational wave signals”. In : *Classical and Quantum Gravity* 37.5 (2020), p. 055002. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/ab685e>.
- [9] B. P. ABBOTT, The LIGO Scientific COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “Binary Black Hole Population Properties Inferred from the First and Second Observing Runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 882.2 (2019), p. L24. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab3800>.
- [10] B. P. ABBOTT, the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “All-sky search for continuous gravitational waves from isolated neutron stars using Advanced LIGO O2 data”. In : *Phys. Rev. D* 100 (2 2019), p. 024004. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.024004>.

- [11] B. P. ABBOTT, the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “First Search for Gravitational Waves from Known Pulsars with Advanced LIGO”. In : *The Astrophysical Journal* 839.1 (2017), p. 12. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa677f>.
- [12] B. P. ABBOTT, the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “SUPPLEMENT : “THE RATE OF BINARY BLACK HOLE MERGERS INFERRED FROM ADVANCED LIGO OBSERVATIONS SURROUNDING GW150914””. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 227.2 (2016), p. 14. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/0067-0049/227/2/14>.
- [13] B. P. ABBOTT, the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “THE RATE OF BINARY BLACK HOLE MERGERS INFERRED FROM ADVANCED LIGO OBSERVATIONS SURROUNDING GW150914”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 833.1 (2016), p. L1. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8205/833/1/L1>.
- [14] B. P. ABBOTT, the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “Binary Black Hole Population Properties Inferred from the First and Second Observing Runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 882.2 (2019), p. L24. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab3800>.
- [15] B. P. ABBOTT, the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger : GW170817 and GRB 170817A”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 848.2 (2017), p. L13. DOI : 10.3847/2041-8213/aa920c. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/aa920c>.
- [16] B. P. ABBOTT, the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “GW170817 : Measurements of Neutron Star Radii and Equation of State”. In : *Phys. Rev. Lett.* 121 (16 2018), p. 161101. DOI : 10.1103/PhysRevLett.121.161101.
- [17] R. ABBOTT, The LIGO Scientific COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “Population Properties of Compact Objects from the Second LIGO–Virgo Gravitational-Wave Transient Catalog”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 913.1 (2021), p. L7. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/abe949>.
- [18] R. ABBOTT, the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “GW190814 : Gravitational Waves from the Coalescence of a 23 Solar Mass Black Hole with a 2.6 Solar Mass Compact Object”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 896.2 (2020), p. L44. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab960f>.
- [19] R. ABBOTT et al. “Constraints on Cosmic Strings Using Data from the Third Advanced LIGO–Virgo Observing Run”. In : *Phys. Rev. Lett.* 126 (24 2021), p. 241102. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.241102>.
- [20] R. ABBOTT et al. “Observation of Gravitational Waves from Two Neutron Star–Black Hole Coalescences”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 915.1 (2021), p. L5. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ac082e>.
- [21] R. ABBOTT et al. “Search for Gravitational Waves Associated with Gamma-Ray Bursts Detected by Fermi and Swift during the LIGO–Virgo Run O3b”. In : *The Astrophysical Journal* 928.2 (2022), p. 186. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac532b>.
- [22] T ACCADIA, F ACERNESE et the VIRGO COLLABORATION. “Calibration and sensitivity of the Virgo detector during its second science run”. In : *Classical and Quantum Gravity* 28.2 (2010), p. 025005. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/28/2/025005>.

- [23] F ACERNESE, T ADAMS et the VIRGO COLLABORATION. “Calibration of advanced Virgo and reconstruction of the gravitational wave signal $h(t)$ during the observing run O2”. In : *Classical and Quantum Gravity* 35.20 (2018), p. 205004. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/aadf1a>.
- [24] F ACERNESE, M AGATHOS et The Virgo COLLABORATION. “Calibration of advanced Virgo and reconstruction of the detector strain $h(t)$ during the observing run O3”. In : *Classical and Quantum Gravity* 39.4 (2022), p. 045006. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/ac3c8e>.
- [25] F. ACERNESE et The Virgo COLLABORATION. “Performances of the Virgo interferometer longitudinal control system”. In : *Astroparticle Physics* 33.2 (2010), p. 75-80. ISSN : 0927-6505. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650509001765>.
- [26] F ACERNESE et al. “Advanced Virgo : a second-generation interferometric gravitational wave detector”. In : *Classical and Quantum Gravity* 32.2 (2014). URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/32/2/024001>.
- [27] B. ALEJANDRO, SHAO et al. “Improved effective-one-body model of spinning, nonprecessing binary black holes for the era of gravitational-wave astrophysics with advanced detectors”. In : *Phys. Rev. D* 95 (4 2017), p. 044028. DOI : 10.1103/PhysRevD.95.044028. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.044028>.
- [28] Buonanno ALESSANDRA, Faye GUILLAUME et Hinderer TANJA. “Spin effects on gravitational waves from inspiraling compact binaries at second post-Newtonian order”. In : *Phys. Rev. D* 87 (4 2013), p. 044009. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.044009>.
- [29] Buonanno ALESSANDRA et Chen YANBEI. “Quantum noise in second generation, signal recycled laser interferometric gravitational wave detectors”. In : *Phys. Rev. D* 64 (4 2001), p. 042006. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.64.042006>.
- [30] Buonanno ALESSANDRA, Chen YANBEI et Vallisneri MICHELE. “Detecting gravitational waves from precessing binaries of spinning compact objects : Adiabatic limit”. In : *Phys. Rev. D* 67 (10 2003), p. 104025. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.67.104025>.
- [31] Buonanno ALESSANDRA et al. “Comparison of post-Newtonian templates for compact binary inspiral signals in gravitational-wave detectors”. In : *Phys. Rev. D* 80 (8 2009), p. 084043. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.80.084043>.
- [32] A. ALLOCCA et the OPTCHAR TEAM. “Optical characterisation update”. In : *Virgo Note : VIR 0568A 17* (2017).
- [33] Pau AMARO-SEOANE, AUDLEY et al. “Laser Interferometer Space Antenna”. In : *arXiv e-prints* (2017), arXiv :1702.00786. DOI : 10.48550/arXiv.1702.00786. arXiv : 1702.00786 [astro-ph.IM].
- [34] N ANDRES et al. “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 (2022), p. 055002. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/ac482a>.

- [35] Pietro ANTONIOLI, Richard Tresch FIENBERG et al. “SNEWS : the SuperNova Early Warning System”. In : *New Journal of Physics* 6.1 (2004), p. 114. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/6/1/114>.
- [36] M. ARMANO, AUDLEY et the LISA PATHFINDER COLLABORATION. “Precision charge control for isolated free-falling test masses : LISA pathfinder results”. In : *Phys. Rev. D* 98 (6 2018), p. 062001. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.062001>.
- [37] Gregory ASHTON, Moritz HÜBNER et al. “Bilby : A User-friendly Bayesian Inference Library for Gravitational-wave Astronomy”. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 241.2 (2019), p. 27. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/ab06fc>.
- [38] F AUBIN et al. “The MBTA pipeline for detecting compact binary coalescences in the third LIGO–Virgo observing run”. In : *Classical and Quantum Gravity* 38.9 (2021), p. 095004. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/abe913>.
- [39] Callen Herbert B. et Greene Richard F. “On a Theorem of Irreversible Thermodynamics”. In : *Phys. Rev.* 86 (5 1952), p. 702-710. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.86.702>.
- [40] Stanislav BABAK. “Building a stochastic template bank for detecting massive black hole binaries”. In : *Classical and Quantum Gravity* 25.19 (2008), p. 195011. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/25/19/195011>.
- [41] M BECCARIA et al. “Relevance of Newtonian seismic noise for the VIRGO interferometer sensitivity”. In : *Classical and Quantum Gravity* 15.11 (1998), p. 3339. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/15/11/004>.
- [42] Krzysztof BELCZYNSKI et al. “ON THE MAXIMUM MASS OF STELLAR BLACK HOLES”. In : *The Astrophysical Journal* 714.2 (2010), p. 1217. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/714/2/1217>.
- [43] BELCZYNSKI, K., HEGER, A. et al. “The effect of pair-instability mass loss on black-hole mergers”. In : *A&A* 594 (2016), A97. URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628980>.
- [44] Carr BERNARD, Kuhnel FLORIAN et Sandstad MARIT. “Primordial black holes as dark matter”. In : *Phys. Rev. D* 94 (8 2016), p. 083504. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.94.083504>.
- [45] Schutz B.F. et Tinto M. “Antenna patterns of interferometric detectors of gravitational waves”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 224.1 (1987), p. 131-154.
- [46] Alejandro BOHÉ, Sylvain MARSAT et Luc BLANCHET. “Next-to-next-to-leading order spin–orbit effects in the gravitational wave flux and orbital phasing of compact binaries”. In : *Classical and Quantum Gravity* 30.13 (2013), p. 135009. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/30/13/135009>.
- [47] V. BONVIN, Courbin F., SUYU et al. “H0LiCOW V. New COSMOGRAIL time delays of HE 0435 1223 : H0 to 3.8 % precision from strong lensing in a flat Λ CDM model”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465.4 (2016), p. 4914-4930. ISSN : 0035-8711. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/stw3006>.
- [48] Abbott B.P., the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “GW150914 : Implications for the Stochastic Gravitational-Wave Background from Binary Black Holes”. In : *Physical review letters* 116.13 (2016), p. 131102.

- [49] Abbott B.P. et the LVK COLLABORATION. “Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with Advanced LIGO, Advanced Virgo and KAGRA”. In : *Living Rev Relativ* 23 (3 2020). URL : <https://doi.org/10.1007/s41114-020-00026-9>.
- [50] V.B. BRAGINSKY, M.L. GORODETSKY et S.P. VYATCHANIN. “Thermo refractive noise in gravitational wave antennae”. In : *Physics Letters A* 271.5 (2000), p. 303-307. ISSN : 0375-9601. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960100003893>.
- [51] Lawrence D. BROWN, T. Tony CAI et Anirban DASGUPTA. “Interval Estimation for a Binomial Proportion”. In : *Statistical Science* 16.2 (2001), p. 101 -133. URL : <https://doi.org/10.1214/ss/1009213286>.
- [52] Allen BRUCE. “ χ^2 time frequency discriminator for gravitational wave detection”. In : *Phys. Rev. D* 71 (6 2005), p. 062001. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.71.062001>.
- [53] Christian T. BYRNES et al. “Primordial black holes with an accurate QCD equation of state”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2018.08 (2018), p. 041. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2018/08/041>.
- [54] Perigois CAROLE, Regimbau TANIA et al. “Gravitational background from dynamical binaries and detectability with 2G detectors”. In : *Phys. Rev. D* 105 (10 2022), p. 103032. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.105.103032>.
- [55] B. J. CARR et S. W. HAWKING. “Black Holes in the Early Universe”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 168.2 (1974), p. 399-415. ISSN : 0035-8711. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/168.2.399>.
- [56] Sebastien CLESSE et Juan GARCÍA-BELLIDO. “GW190425, GW190521 and GW190814 : Three candidate mergers of primordial black holes from the QCD epoch”. In : *Physics of the Dark Universe* 38 (2022), p. 101111. ISSN : 2212-6864. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S221268642200084X>.
- [57] Messick CODY, BLACKBURN et al. “Analysis framework for the prompt discovery of compact binary mergers in gravitational-wave data”. In : *Phys. Rev. D* 95 (4 2017), p. 042001. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.042001>.
- [58] LIGO Scientific COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “Search for Substellar-Mass Binaries in the First Half of Advanced LIGO’s and Advanced Virgo’s Third Observing Run”. In : *Phys. Rev. Lett.* 129 (6 2022), p. 061104. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.129.061104>.
- [59] LIGO Scientific COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “Search for subsolar-mass black hole binaries in the second part of Advanced LIGO’s and Advanced Virgo’s third observing run”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (2023). ISSN : 0035-8711. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/stad588>.
- [60] LIGO Scientific COLLABORATION et al. “Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 848.2 (2017), p. L12.
- [61] Planck COLLABORATION. “Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters”. In : *Astronomy and Astrophysics* 641 (2020), A6. URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>.
- [62] The Gaia COLLABORATION. “The Gaia mission”. In : *Astronomy and Astrophysics* 595 (2016). DOI : 10.1051/0004-6361/201629272.

- [63] The LIGO Scientific COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “GWTC-2.1 : Deep Extended Catalog of Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the First Half of the Third Observing Run”. In : (2022). arXiv : 2108.01045 [gr-qc].
- [64] The LIGO Scientific COLLABORATION, the VIRGO COLLABORATION et the KAGRA COLLABORATION. “GWTC-3 : Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the Second Part of the Third Observing Run”. In : (2021). arXiv : 2111.03606 [gr-qc].
- [65] The LIGO Virgo KAGRA COLLABORATION. “Constraints on the Cosmic Expansion History from GWTC-3”. In : *The Astrophysical Journal* 949.2 (2023), p. 76. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac74bb>.
- [66] The LVK COLLABORATION. “GraceDB”. In : (). URL : <https://gracedb.ligo.org/>.
- [67] The LVK COLLABORATION. “LALSuite”. In : (). URL : <https://git.ligo.org/einsteinathome/lalsuite/>.
- [68] The LVK COLLABORATION. “LIGO Virgo KAGRA Public Alerts User Guide”. In : (). URL : <https://emfollow.docs.ligo.org/userguide/>.
- [69] The Planck COLLABORATION. “Planck 2015 results - XIII. Cosmological parameters”. In : *Astronomie and Astrophysics* 594 (2016). URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830>.
- [70] The Virgo COLLABORATION. “Advanced Virgo Technical Design Report”. In : *Internal note* (2012).
- [71] Neil J CORNISH et Tyson B LITTENBERG. “Bayeswave : Bayesian inference for gravitational wave bursts and instrument glitches”. In : *Classical and Quantum Gravity* 32.13 (2015), p. 135012. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/32/13/135012>.
- [72] Stefan COUNTRYMAN et al. “Low Latency Algorithm for Multi messenger Astrophysics (LLAMA) with Gravitational Wave and High Energy Neutrino Candidates”. In : (2019). arXiv : 1901.05486 [astro-ph.HE].
- [73] Cahillane CRAIG, Betzwieser JOE, Brown Duncan A. et al. “Calibration uncertainty for Advanced LIGO’s first and second observing runs”. In : *Phys. Rev. D* 96 (10 2017), p. 102001. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.102001>.
- [74] Black Eric D., Villar AKIRA et Libbrecht Kenneth G. “Thermoelastic Damping Noise from Sapphire Mirrors in a Fundamental Noise Limited Interferometer”. In : *Phys. Rev. Lett.* 93 (24 2004), p. 241101. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.241101>.
- [75] Ivanenko D.D. et Kurdgelaidze D.F. “Hypothesis concerning quark stars.” In : *Astrophysics* (1965), p. 251-252. URL : <https://doi.org/10.1007/BF01042830>.
- [76] Bersanetti DIEGO, Patricelli BARBARA et al. “Advanced Virgo : Status of the Detector, Latest Results and Future Prospects”. In : *Universe* 7 (2021). URL : <https://www.mdpi.com/2218-1997/7/9/322>.
- [77] Prialnik DINA. *An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution*. 2009.
- [78] Olaf DREYER et al. “Black-hole spectroscopy : testing general relativity through gravitational-wave observations”. In : *Classical and Quantum Gravity* 21.4 (2004). URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/21/4/003>.

- [79] M. R. DROUT et al. “Light curves of the neutron star merger GW170817/SSS17a : Implications for r-process nucleosynthesis”. In : *Science* 358.6370 (2017), p. 1570-1574. DOI : 10.1126/science.aag0049. URL : <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.aag0049>.
- [80] Albert EINSTEIN. In : *Annalen der Physik* 17 (1905), p. 549-560. URL : <https://doi.org/10.1002/andp.19053220806>.
- [81] Albert EINSTEIN. “Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie”. In : *Annalen der Physik* 354 (1916), p. 769-822. DOI : <https://doi.org/10.1002/andp.1916354070>.
- [82] Albert EINSTEIN. “Ueber Gravitationswellen”. In : *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften Berlin* part 1 (1918), p. 154-167.
- [83] D. ESTEVEZ et the MBTA TEAM. “pAstro computation for O3”. In : *Technical note LIGO-T2100192* (2021).
- [84] D ESTEVEZ, B MOURS et T PRADIER. “Newtonian calibrator tests during the Virgo O3 data taking”. In : *Classical and Quantum Gravity* 38.7 (2021), p. 075012. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/abe2da>.
- [85] D. ESTEVEZ et al. “Advanced Virgo SDB2 B1/B1p timing for O2”. In : *VIR NOT 0773A 17* (2017).
- [86] D ESTEVEZ et al. “First tests of a Newtonian calibrator on an interferometric gravitational wave detector”. In : *Classical and Quantum Gravity* 35.23 (2018), p. 235009. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/aae95f>.
- [87] D ESTEVEZ et al. “The Advanced Virgo photon calibrators”. In : *Classical and Quantum Gravity* 38.7 (2021), p. 075007. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/abe2db>.
- [88] Dimitri ESTEVEZ. “Upgrade of Advanced Virgo photon calibrators and first intercalibration of Virgo and LIGO detectors for the observing run O3”. In : (2022). URL : <https://theses.hal.science/tel-03337258v2>.
- [89] Acernese F. et The Virgo COLLABORATION. “Quantum Backaction on kg Scale Mirrors : Observation of Radiation Pressure Noise in the Advanced Virgo Detector”. In : *Phys. Rev. Lett.* 125 (13 2020), p. 131101. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.131101>.
- [90] Acernese F. et Virgo COLLABORATION. “Increasing the Astrophysical Reach of the Advanced Virgo Detector via the Application of Squeezed Vacuum States of Light”. In : *Phys. Rev. Lett.* 123 (23 2019), p. 231108. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.231108>.
- [91] Piergiovanni F, Punturo M et Puppo P. “The thermal noise of the Virgo+ and Virgo Advanced Last Stage Suspension (the PPP effect)”. In : *Virgo Note : VIR 0015E 09* (2009).
- [92] Amanda FARAH et al. “Bridging the Gap : Categorizing Gravitational-wave Events at the Transition between Neutron Stars and Black Holes”. In : *The Astrophysical Journal* 931.2 (2022), p. 108. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac5f03>.
- [93] Will M. FARR et al. “THE MASS DISTRIBUTION OF STELLAR-MASS BLACK HOLES”. In : *The Astrophysical Journal* 741.2 (2011), p. 103. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/741/2/103>.

- [94] R. FLAMINIO. “Thermal Noise in Laser Interferometer Gravitational Wave Detectors”. In : (2014).
- [95] Aubin FLORIAN. “Recherche à faible latence d’ondes gravitationnelles émises lors de coalescences de binaires compactes durant la troisième période d’observation de Advanced Virgo et Advanced LIGO”. In : (2021). URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03336046v1>.
- [96] Foucart FRANCOIS, Hinderer TANJA et Nissanke SAMAYA. “Remnant baryon mass in neutron star-black hole mergers : Predictions for binary neutron star mimickers and rapidly spinning black holes”. In : *Phys. Rev. D* 98 (8 2018), p. 081501. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.081501>.
- [97] Karl Pearson F.R.S. “X. On the criterion that a given system of deviations from the probable in the case of a correlated system of variables is such that it can be reasonably supposed to have arisen from random sampling”. In : *Philosophical Magazine Series 1* 50 (2009), p. 157-175.
- [98] Chris L. FRYER. “Mass Limits For Black Hole Formation”. In : *The Astrophysical Journal* 522.1 (1999), p. 413. URL : <https://dx.doi.org/10.1086/307647>.
- [99] Chris L. FRYER et Vassiliki KALOGERA. “Theoretical Black Hole Mass Distributions”. In : *The Astrophysical Journal* 554.1 (2001), p. 548. URL : <https://dx.doi.org/10.1086/321359>.
- [100] Desvignes G., CABALLERO et al. “High-precision timing of 42 millisecond pulsars with the European Pulsar Timing Array”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 458.3 (2016), p. 3341-3380. ISSN : 0035-8711. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/stw483>.
- [101] Dálya G et al. “GLADE+ : an extended galaxy catalogue for multimessenger searches with advanced gravitational-wave detectors”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 514.1 (2022), p. 1403-1411. ISSN : 0035-8711. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/stac1443>.
- [102] Dani GAMERMAN et Hedibert F. LOPES. “Markov Chain Monte Carlo : Stochastic Simulation for Bayesian Inference.” In : (1997). URL : <https://doi.org/10.1201/9781482296426>.
- [103] Juan GARCÍA-BELLIDO, Marco PELOSO et Caner UNAL. “Gravitational wave signatures of inflationary models from Primordial Black Hole dark matter”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 09 (2017), p. 013. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2017/09/013>.
- [104] Carullo GREGORIO, Del Pozzo WALTER et Veitch JOHN. “Observational black hole spectroscopy : A time-domain multimode analysis of GW150914”. In : *Phys. Rev. D* 99 (12 2019), p. 123029. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99.123029>.
- [105] Nitz Alexander H. et al. “Rapid detection of gravitational waves from compact binary mergers with PyCBC Live”. In : *Phys. Rev. D* 98 (2 2018), p. 024050. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.024050>.
- [106] Carl W. HELSTROM. *Statistical Theory of Signal Detection, International Series of Monographs in Electronics and Instrumentation 2nd Edition*. 1968.

- [107] S HILD, M ABERNATHY, F ACERNESE et al. “Sensitivity studies for third-generation gravitational wave observatories”. In : *Classical and Quantum Gravity* 28.9 (2011), p. 094013. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/28/9/094013>.
- [108] Bartos IMRE, VESKE et al. “Bayesian multimessenger search method for common sources of gravitational waves and high energy neutrinos”. In : *Phys. Rev. D* 100 (8 2019), p. 083017. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.083017>.
- [109] Kimble H. J. et al. “Conversion of conventional gravitational wave interferometers into quantum non demolition interferometers by modifying their input and/or output optics”. In : *Phys. Rev. D* 65 (2 2001), p. 022002. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.65.022002>.
- [110] Meers Brian J. “Recycling in laser-interferometric gravitational-wave detectors”. In : *Phys. Rev. D* 38 (8 1988), p. 2317-2326. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.38.2317>.
- [111] Veitch J., RAYMOND et al. “Parameter estimation for compact binaries with ground-based gravitational-wave observations using the LALInference software library”. In : *Phys. Rev. D* 91 (4 2015), p. 042003. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.91.042003>.
- [112] Weber J. “Evidence for Discovery of Gravitational Radiation”. In : *Phys. Rev. Lett.* 22 (24 1969), p. 1320-1324. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.22.1320>.
- [113] Weber J. “Gravitational Radiation”. In : *Phys. Rev. Lett.* 18 (13 1967), p. 498-501. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.18.498>.
- [114] Weber J. “Gravitational-Wave-Detector Events”. In : *Phys. Rev. Lett.* 20 (23 1968), p. 1307-1308. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.20.1307>.
- [115] H.Th. JANKA et al. “Theory of core-collapse supernovae”. In : *Physics Reports* 442.1 (2007), p. 38-74. ISSN : 0370-1573. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157307000439>.
- [116] G. H. JANSSEN et al. “Gravitational wave astronomy with the SKA”. In : (2014). arXiv : 1501.00127 [astro-ph.IM].
- [117] Piotr JARANOWSKI et Andrzej KRÓLAK. “Gravitational-Wave Data Analysis. Formalism and Sample Applications : The Gaussian Case”. In : (2007). arXiv : 0711.1115 [gr-qc].
- [118] Close JO, Wallis SEAN et Aarts SEBASTIAAN. “Choices over time : methodological issues in current change”. In : (2013).
- [119] Baird JONATHON et Barsuglia MATTEO. “Fine-Tuning the Optical Design of the Advanced Virgo+ Gravitational-Wave Detector Using Binary-Neutron Star Signals”. In : *Galaxies* 8.4 (2020). URL : <https://www.mdpi.com/2075-4434/8/4/86>.
- [120] Shasvath J KAPADIA, Sarah CAUDILL et al. “A self-consistent method to estimate the rate of compact binary coalescences with a Poisson mixture model”. In : *Classical and Quantum Gravity* 37.4 (2020), p. 045007. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/ab5f2d>.
- [121] S. KARKI, Tuyenbayev D. et al. “The Advanced LIGO photon calibrators”. In : *Review of Scientific Instruments* 87.11 (2016). ISSN : 0034-6748. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4967303>.
- [122] Matthew KERR, REARDON et al. “The Parkes Pulsar Timing Array project : second data release”. In : *Astronomical Society of Australia* 37, e020 (2020), e020.

- [123] Roy P. KERR. “Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics”. In : *Phys. Rev. Lett.* 11 (5 1963), p. 237-238. DOI : 10.1103/PhysRevLett.11.237. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.11.237>.
- [124] Chandra KOUSTAV, Villa ORTEGA et al. “Optimized PyCBC search for gravitational waves from intermediate mass black hole mergers”. In : *Phys. Rev. D* 104 (4 2021), p. 042004. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.104.042004>.
- [125] Laura KREIDBERG et al. “MASS MEASUREMENTS OF BLACK HOLES IN X-RAY TRANSIENTS : IS THERE A MASS GAP ?” In : *The Astrophysical Journal* 757.1 (2012), p. 36. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/757/1/36>.
- [126] Alexander L. “Monsters in the Dark : High Energy Signatures of Black Hole Formation with Multimessenger Astronomy”. In : *Theses and Dissertations* (2016). URL : <https://dc.uwm.edu/etd/1218>.
- [127] G. LEMAITRE. “Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques”. In : *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles* 47 (1927), p. 49-59.
- [128] Shing-Chi LEUNG, Ken’ichi NOMOTO et Sergei BLINNIKOV. “Pulsational Pair-instability Supernovae. I. Pre-collapse Evolution and Pulsational Mass Ejection”. In : *The Astrophysical Journal* 887.1 (2019), p. 72. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab4fe5>.
- [129] Abbott B. P. the LIGO SCIENTIFIC et Virgo COLLABORATION. “Search for the isotropic stochastic background using data from Advanced LIGO’s second observing run”. In : *Phys. Rev. D* 100 (6 2019), p. 061101. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.061101>.
- [130] B. P. Abbott the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “GW190425 : Observation of a Compact Binary Coalescence with Total Mass $\sim 3.4 M_{\odot}$ ”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 892.1 (2020), p. L3. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab75f5>.
- [131] Lucas LOMBRISER et Nelson A. LIMA. “Challenges to self-acceleration in modified gravity from gravitational waves and large-scale structure”. In : *Physics Letters B* 765 (2017), p. 382-385. ISSN : 0370-2693. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316307948>.
- [132] Lucas LOMBRISER et Andy TAYLOR. “Breaking a dark degeneracy with gravitational waves”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016.03 (2016), p. 031. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2016/03/031>.
- [133] L.ROLLAND et al. “Stability of the timing system during VSR2”. In : *VIR-0354A-10* (2010).
- [134] Wyrzykowski LUKASZ et Mandel ILYA. “Constraining the masses of microlensing black holes and the mass gap with Gaia DR2”. In : *A&A* 636 (2020), A20. URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935842>.
- [135] BALSER M. et WAGNER C. “Observations of Earth–Ionosphere Cavity Resonances”. In : *Nature* 188.638 (1960). URL : <https://doi.org/10.1038/188638a0>.
- [136] Farr Will M. et al. “Counting and confusion : Bayesian rate estimation with multiple populations”. In : *Phys. Rev. D* 91 (2 2015), p. 023005. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.91.023005>.

- [137] Mapelli M., Colpi M. et Zampieri L. “Low metallicity and ultra-luminous X-ray sources in the Cartwheel galaxy”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* 395.1 (2009), p. L71-L75. ISSN : 1745-3925. URL : <https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2009.00645.x>.
- [138] Mapelli M. et al. “Dynamics of stellar black holes in young star clusters with different metallicities – I. Implications for X-ray binaries”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 429.3 (2013), p. 2298-2314. ISSN : 0035-8711. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/sts500>.
- [139] Ryan MAGEE et al. “First Demonstration of Early Warning Gravitational-wave Alerts”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 910.2 (2021), p. L21. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/abed54>.
- [140] Michele MAGGIORE. *Gravitational Waves. Vol. 1 : Theory and Experiments*. Oxford University Press, 2007. DOI : 10.1093/acprof:oso/9780198570745.001.0001.
- [141] Spera MARIO et Mapelli MICHELA. “Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the sevn code”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 470.4 (2017), p. 4739-4749. ISSN : 0035-8711. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/stx1576>.
- [142] Spera MARIO, Mapelli MICHELA et Bressan ALESSANDRO. “The mass spectrum of compact remnants from the parsec stellar evolution tracks”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 451.4 (2015), p. 4086-4103. ISSN : 0035-8711. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/stv1161>.
- [143] Katarina MARTINOVIC et al. “Footprints of Population III Stars in the Gravitational-wave Background”. In : *The Astrophysical Journal* 940 (2022). URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac9840>.
- [144] M.COLOMBINI et al. “Virgo+ Thermal Noise Study”. In : *VIR-0074B-12* (2012).
- [145] Gertsenshtein M.E. et Pustovoit V.I. “On the Detection of Low-Frequency Gravitational Waves”. In : *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* 16 (1963), p. 433.
- [146] B. D. METZGER et al. “Electromagnetic counterparts of compact object mergers powered by the radioactive decay of r-process nuclei”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 406.4 (2010), p. 2650-2662. ISSN : 0035-8711. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2010.16864.x. URL : <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16864.x>.
- [147] Maggiore MICHELE. *Gravitational Waves. Vol. 2 : Astrophysics and Cosmology*. Oxford University Press, 2018. ISBN : 978-0-19-857089-9.
- [148] Y. MICHIMURA. “Entry on the Virgo logbook”. In : *42370* (2018).
- [149] Sasaki MISAO et al. “Primordial Black Hole Scenario for the Gravitational-Wave Event GW150914”. In : *Phys. Rev. Lett.* 117 (6 2016), p. 061101. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.061101>.
- [150] C J MOORE, R H COLE et C P L BERRY. “Gravitational-wave sensitivity curves”. In : *Classical and Quantum Gravity* 32.1 (2014), p. 015014. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/32/1/015014>.
- [151] Nikolaos E. MYRIDIS. “Numerical Relativity : Solving Einstein’s Equations on the Computer, by Th.W. Baumgarte and S.L. Shapiro”. In : *Contemporary Physics* 52.6 (2011), p. 598-599. URL : <https://doi.org/10.1080/00107514.2011.586052>.

- [152] Antonios NATHANAIL, Elias R. MOST et Luciano REZZOLLA. “GW170817 and GW190814 : Tension on the Maximum Mass”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 908.2 (2021), p. L28. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/abdfc6>.
- [153] Jerzy NEYMAN et Egon Sharpe PEARSON. “On the problem of the most efficient tests of statistical hypotheses”. In : (1933). URL : <https://doi.org/10.1098/rsta.1933.0009>.
- [154] Giacobbo NICOLA, Mapelli MICHELA et Spera MARIO. “Merging black hole binaries : the effects of progenitor’s metallicity, mass-loss rate and Eddington factor”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 474.3 (2018), p. 2959-2974. DOI : 10.1093/mnras/stx2933.
- [155] Alexander H. NITZ et al. “Detecting Binary Compact object Mergers with Gravitational Waves : Understanding and Improving the Sensitivity of the PyCBC Search”. In : *The Astrophysical Journal* 849.2 (2017), p. 118. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa8f50>.
- [156] Abbott B. P., The LIGO Scientific COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “Tests of general relativity with the binary black hole signals from the LIGO-Virgo catalog GWTC-1”. In : *Phys. Rev. D* 100 (10 2019), p. 104036. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.104036>.
- [157] Abbott B. P., the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “GWTC-1 : A Gravitational Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs”. In : *Phys. Rev. X* 9 (3 2019), p. 031040. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.9.031040>.
- [158] Abbott B. P., the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”. In : *Phys. Rev. Lett.* 116 (6 2016), p. 061102. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102>.
- [159] Singer Leo P. et Price Larry R. “Rapid Bayesian position reconstruction for gravitational-wave transients”. In : *Phys. Rev. D* 93 (2 2016), p. 024013. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.024013>.
- [160] Julius S. Bendat Allan G. PIERSOL. *Random Data : Analysis and Measurement Procedures*. Wiley-Interscience, 1986].
- [161] M. PUNTURO et F. TRAVASSO. “Virgo internal note”. In : *VIR NOT PER 1390 263* (2004).
- [162] Michael PÜRRER. “Frequency-domain reduced order models for gravitational waves from aligned-spin compact binaries”. In : *Classical and Quantum Gravity* 31.19 (2014), p. 195010. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/31/19/195010>.
- [163] Abbott R., the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “GW190412 : Observation of a binary-black-hole coalescence with asymmetric masses”. In : *Phys. Rev. D* 102 (4 2020), p. 043015. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.043015>.
- [164] Abbott R., the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “GW190521 : A Binary Black Hole Merger with a Total Mass of $150 M_{\odot}$ ”. In : *Phys. Rev. Lett.* 125 (10 2020), p. 101102. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.101102>.

- [165] Abbott R., the LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et Virgo COLLABORATION. “GWTC-2 : Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo during the First Half of the Third Observing Run”. In : *Phys. Rev. X* 11 (2 2021), p. 021053. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.11.021053>.
- [166] Abbott R. et OTHERS. “Tests of general relativity with GWTC-3”. In : *Physical Review D, (Accepted for Publication)* (2022).
- [167] Abbott R. et al. “Population of Merging Compact Binaries Inferred Using Gravitational Waves through GWTC-3”. In : *Phys. Rev. X* 13 (1 2023), p. 011048. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.13.011048>.
- [168] Saulson Peter R. *Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors*. 1994. DOI : 10.1142/2410.
- [169] Saulson Peter R. “Terrestrial gravitational noise on a gravitational wave antenna”. In : *Phys. Rev. D* 30 (4 1984), p. 732-736. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.30.732>.
- [170] Martti RAIDAL, Ville VASKONEN et Hardi VEERMÄE. “Gravitational waves from primordial black hole mergers”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2017.09 (2017), p. 037. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2017/09/037>.
- [171] Rao Shanti RAJA. “Mirror thermal noise in interferometric gravitational wave detectors”. In : *PhD Thesis* (2003).
- [172] M RAKHMANOV, J D ROMANO et J T WHELAN. “High frequency corrections to the detector response and their effect on searches for gravitational waves”. In : *Classical and Quantum Gravity* 25.18 (2008), p. 184017. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/25/18/184017>.
- [173] David REITZE, ADHIKARI et al. “Cosmic Explorer : The U.S. Contribution to Gravitational-Wave Astronomy beyond LIGO”. In : 51, 35 (2019), p. 35. DOI : 10.48550/arXiv.1907.04833. arXiv : 1907.04833 [astro-ph.IM].
- [174] Loïc ROLLAND. “L’étalonnage de Virgo”. In : *Habilitation à Diriger des Recherches* (2015).
- [175] Lynch RYAN, VITALE et al. “Information theoretic approach to the gravitational wave burst detection problem”. In : *Phys. Rev. D* 95 (10 2017), p. 104046. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.104046>.
- [176] Lynch RYAN et al. “Information-theoretic approach to the gravitational-wave burst detection problem”. In : *Phys. Rev. D* 95 (10 2017), p. 104046. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.104046>.
- [177] Butterworth S. “On the Theory of Filter Amplifiers”. In : *Experimental Wireless & the Wireless Engineer* 7 (1930), p. 536-541.
- [178] Chandrasekhar S. et Detweiler Steven L. “The quasi-normal modes of the Schwarzschild black hole”. In : *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 344 (1975), p. 441-452. DOI : 10.1098/rspa.1975.0112.
- [179] Klimentenko S., VEDOVATO et al. “Method for detection and reconstruction of gravitational wave transients with networks of advanced detectors”. In : *Phys. Rev. D* 93 (4 2016), p. 042004. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.042004>.

- [180] Klimentenko S. et al. “Constraint likelihood analysis for a network of gravitational wave detectors”. In : *Phys. Rev. D* 72 (12 2005), p. 122002. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.72.122002>.
- [181] Surabhi SACHDEV, Sarah CAUDILL, Heather FONG et al. “The GstLAL Search Analysis Methods for Compact Binary Mergers in Advanced LIGO’s Second and Advanced Virgo’s First Observing Runs”. In : (2019). arXiv : 1901.08580 [gr-qc].
- [182] Finn Lee SAMUEL et Chernoff David F. “Observing binary inspiral in gravitational radiation : One interferometer”. In : *Phys. Rev. D* 47 (6 1993), p. 2198-2219. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.47.2198>.
- [183] Bernard F SCHUTZ. “Networks of gravitational wave detectors and three figures of merit”. In : *Classical and Quantum Gravity* 28.12 (2011), p. 125023. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/28/12/125023>.
- [184] Karl SCHWARZSCHILD. “Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie”. In : *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften* (1916), p. 189-196.
- [185] Ghosh SHAON, LIU et al. “Rapid model comparison of equations of state from gravitational wave observation of binary neutron star coalescences”. In : *Phys. Rev. D* 104 (8 2021), p. 083003. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.104.083003>.
- [186] Hooper SHAUN, CHUNG et al. “Summed parallel infinite impulse response filters for low latency detection of chirping gravitational waves”. In : *Phys. Rev. D* 86 (2 2012), p. 024012. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.024012>.
- [187] Chatterji SHOUROV et al. “Coherent network analysis technique for discriminating gravitational-wave bursts from instrumental noise”. In : *Phys. Rev. D* 74 (8 2006), p. 082005. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.74.082005>.
- [188] Bird SIMEON et al. “Did LIGO Detect Dark Matter?” In : *Phys. Rev. Lett.* 116 (20 2016), p. 201301. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.201301>.
- [189] Liebling S.L. et Palenzuela C. “Dynamical boson stars.” In : *Living Rev Relativ* (2023). URL : <https://doi.org/10.1007/s41114-023-00043-4>.
- [190] Julius O. SMITH. *Introduction to Digital Filters with Audio Applications*. W3K Publishing, 2007. ISBN : 978-0-9745607-1-7. URL : <http://www.w3k.org/books/>.
- [191] Roy SOUMEN, Sengupta Anand S. et Thakor NILAY. “Hybrid geometric-random template-placement algorithm for gravitational wave searches from compact binary coalescences”. In : *Phys. Rev. D* 95 (10 2017), p. 104045. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.104045>.
- [192] Roy SOUMEN, Sengupta Anand S. et Ajith PARAMESWARAN. “Effectual template banks for upcoming compact binary searches in Advanced-LIGO and Virgo data”. In : *Phys. Rev. D* 99 (2 2019), p. 024048. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99.024048>.
- [193] Karki SUDARSHAN, Bhattacharjee DRIPTA et Savage Richard L. “Toward Calibration of the Global Network of Gravitational Wave Detectors with Sub-Percent Absolute and Relative Accuracy”. In : *Galaxies* 10.2 (2022). DOI : 10.3390/galaxies10020042.
- [194] Ling SUN, Evan GOETZ et al. “Characterization of systematic error in Advanced LIGO calibration”. In : *Classical and Quantum Gravity* 37.22 (2020), p. 225008. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/abb14e>.

- [195] B. SWINKELS. “Entry on the Virgo logbook”. In : *38844* (2017).
- [196] Li TAN et Jean JIANG, éd. *Digital Signal Processing, Fundamentals and Applications*. Academic Press, 2014. ISBN : 978-0-12-415893-1. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780124158931010015>.
- [197] Samantha A USMAN, Alexander H NITZ et al. “The PyCBC search for gravitational waves from compact binary coalescence”. In : *Classical and Quantum Gravity* 33.21 (2016), p. 215004. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/33/21/215004>.
- [198] VAN LOON, J. TH. et al. “An empirical formula for the mass-loss rates of dust-enshrouded red supergiants and oxygen-rich Asymptotic Giant Branch stars”. In : *A&A* 438.1 (2005), p. 273-289. URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042555>.
- [199] Germain VINCENT. “De l’etalonnage d’Advanced Virgo a la recherche d’ondes gravitationnelles emises par des coalescences de binaires compactes”. In : (2017). URL : <https://theses.hal.science/tel-02120852>.
- [200] H. M. WAHL, M. A. MCLAUGHLIN, P. A. GENTILE et al. “The NANOGrav 12.5 yr Data Set : Polarimetry and Faraday Rotation Measures from Observations of Millisecond Pulsars with the Green Bank Telescope”. In : *The Astrophysical Journal* 926.2 (2022), p. 168. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac4045>.
- [201] Sean WALLIS. “Binomial Confidence Intervals and Contingency Tests : Mathematical Fundamentals and the Evaluation of Alternative Methods”. In : *Journal of Quantitative Linguistics* 20.3 (2013), p. 178-208. URL : <https://doi.org/10.1080/09296174.2013.799918>.
- [202] J. M. WEISBERG et Y. HUANG. “RELATIVISTIC MEASUREMENTS FROM TIMING THE BINARY PULSAR PSR B1913+16”. In : *The Astrophysical Journal* 829.1 (2016), p. 55. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/829/1/55>.
- [203] Edwin B. WILSON. “Probable Inference, the Law of Succession, and Statistical Inference”. In : *Journal of the American Statistical Association* 22.158 (1927), p. 209-212. URL : <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/01621459.1927.10502953>.
- [204] S. E. WOOSLEY. “Pulsational Pair-instability Supernovae”. In : *The Astrophysical Journal* 836.2 (2017), p. 244. URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/836/2/244>.
- [205] Lecoecuche Y. “Performance Review of Pcal Power Standard Detector Spacers”. In : *LIGO Document Control Center T12000714* (2020).
- [206] Michael Z. et al. “Constraining Formation Models of Binary Black Holes with Gravitational-wave Observations”. In : *The Astrophysical Journal* 846 (2017). URL : <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa8408>.
- [207] Feryal ÖZEL et al. “THE BLACK HOLE MASS DISTRIBUTION IN THE GALAXY”. In : *The Astrophysical Journal* 725.2 (2010), p. 1918. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/725/2/1918>.

Résumé

La collaboration LIGO Virgo a marqué les débuts de l'astronomie gravitationnelle en apportant une preuve directe de leur existence en Septembre 2015. Ce domaine connaît depuis un bel essor dont chaque découverte permet une avancée dans les disciplines telles que l'astrophysique, la cosmologie et la physique fondamentale. À l'issue de chaque période d'observation, les détecteurs sont arrêtés et de nombreux aspects sont améliorés. Ce travail s'inscrit durant la phase de préparation entre la période O3 et O4 débutant en mai 2024 visant à configurer les interféromètres dans leurs états avancés en optimisant leurs sensibilités. L'étalonnage devient alors crucial afin de reconstruire avec précision le signal contenant l'information sur les ondes gravitationnelles, permettant les détections et la production de résultats scientifiques comme la mesure de la constante de Hubble, etc. Un travail d'instrumentation a été mené, permettant une mesure précise et régulière de l'horodatage du signal de l'interféromètre, qui doit être maîtrisé à mieux que 0.01 ms près dans le but d'une analyse conjointe des données du réseau de détecteurs. De nombreux dispositifs permettant l'étalonnage de l'interféromètre reposent sur la lecture de signaux de contrôles par des photo-détecteurs dont la réponse fréquentielle a été supposée constante. Afin d'éviter tout biais introduit dans la reconstruction du signal, une méthode de mesure se doit d'être développée en vue d'une calibration en fréquence de chaque photo-détecteur impliqué. Deux méthodes sont ici comparées en vue d'une utilisation pour la période O5. Par ailleurs, la sensibilité accrue des détecteurs est synonyme de détections plus nombreuses. Les chaînes d'analyse de la collaboration se doivent de suivre les améliorations instrumentales en développant de nouveaux outils afin d'optimiser la recherche de signal en temps réel. La chaîne d'analyse à faible latence MBTA est un des 4 pipelines d'analyse de la collaboration se concentrant sur la recherche de coalescences de binaires compactes en combinant une analyse indépendante des données des 3 détecteurs. Elle dispose de nombreux outils de réjection de bruit performants, mais ne prend en compte aucune information astrophysique a priori. Grâce à l'accumulation de données dans les périodes d'observation précédentes, la collaboration a pu établir des modèles de distribution de masses plus précis pour les populations de coalescences de binaires compactes. Durant ma thèse un nouvel outil a été développé par l'équipe MBTA en utilisant ces nouvelles informations, visant à estimer la probabilité d'origine des événements (astrophysique ou non) ainsi qu'à en classifier la nature de la source astrophysique. Cet outil a finalement permis de restructurer la chaîne d'analyse globale en l'utilisant comme paramètre principal pour classer les événements selon leur niveau de significativité. La collaboration produit des alertes publiques à faible latences pour l'astronomie multi-messenger, dans lesquelles sont fournies des informations liées aux signaux détectés communes aux différents pipelines d'analyses. Ne sachant pas à l'avance les préférences des différentes expériences partenaires de la collaboration LIGO Virgo pour définir les paramètres optimaux permettant un suivi multi-messagers, il a été décidé de tester une autre méthode permettant l'implémentation d'information astrophysique similaires dans la chaîne d'analyse MBTA. Une technique permettant d'inclure l'information astrophysique directement dans le paramètre définissant le classement par niveau de significativité des événements candidats est pré-

sentée. Cette méthode permet d'améliorer la recherche en fournissant une meilleure discrimination entre les événements astrophysiques et ceux provenant du bruit d'arrière-plan. En considérant la période d'observation O3 cette méthode permet d'augmenter le nombre de détection de 10% avec MBTA , détections qui ont été confirmés par les autres chaînes d'analyses.

Abstract

The LIGO Virgo collaboration marked the beginnings of gravitational astronomy by providing direct evidence of their existence in September 2015. The detection of gravitational wave coming from a binary black holes merger led to the physicist's Nobel prize. This field has since experienced a great growth, each discovery of which allows an advance in disciplines such as astrophysics, cosmology and fundamental physics. At the end of each observation period, the detectors are stopped and many aspects are improved. This work is part of the preparation phase between period O3 and O4 beginning in May 2024 to configure interferometers in their advanced states in order to optimize their sensitivities. Calibration then becomes crucial in order to accurately reconstruct the signal containing gravitational wave information, allowing detection and the production of scientific results such as the measurement of the Hubble constant, etc. An instrumentation work has been carried out, allowing an accurate and regular measurement of the time stamp (timing) of the readout sensing chain of the interferometer signal, which must be mastered better than 0.01 ms for the purpose of a joint analysis of the detectors network data. Many devices for the calibration of the interferometer rely on the reading of control signals by photodetectors whose frequency response has been assumed to be flat. In order to avoid any bias introduced in the reconstruction of the signal, a measurement method must be developed for a frequency calibration of each photodetector involved. Two methods are compared for use in the O5 period. In addition, the increasing sensitivity of the detectors means more detections. Collaboration analysis chains need to follow instrumental improvements by developing new tools to optimize real-time and off-line signal search. The MBTA Low Latency Analysis Chain is one of 4 collaboration analysis pipelines focusing on the search for compact binary coalescences by combining independent data analysis from all 3 detectors. It has many powerful noise rejection tools, but does not take into account any astrophysical information a priori. Through the accumulation of data in previous observation periods, the collaboration was able to establish more accurate mass distribution models for compact binary coalescence populations. During my thesis, a new tool was developed by the MBTA team using this new information, aimed at estimating the probability of origin of events (astrophysics or not) and at classifying the nature of the astrophysical source. This tool finally made it possible to restructure the global analysis chain by using it as the main parameter for classifying events according to their level of significance. The collaboration produces low-latency public alerts for multi-messenger astronomy, providing information related to detected signals common to the different analytical pipelines. Not knowing in advance the preferences of the different experiences partners of the LIGO Virgo collaboration to define the optimal parameters allowing multi-messenger detections, it was decided to test another method to implement similar astrophysical information in the MBTA analysis chain. A technique for including astrophysical information directly in the parameter defining the ranking by significance level of candidate events is presented. This method makes it possible to improve research by providing better discrimination between astrophysical and background noise events. By considering the observation period O3 this method makes it possible to increase the

number of detection by 10% with MBTA , detections that have been confirmed by the other chains of analysis.