



# Etalonnage de l'interféromètre et reconstruction du signal d'onde gravitationnelle : de Virgo à Advanced Virgo

Loïc Rolland

► **To cite this version:**

Loïc Rolland. Etalonnage de l'interféromètre et reconstruction du signal d'onde gravitationnelle : de Virgo à Advanced Virgo. General Relativity and Quantum Cosmology [gr-qc]. Université Savoie Mont Blanc, 2015. <tel-01163891v2>

**HAL Id: tel-01163891**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01163891v2>**

Submitted on 22 Jul 2015

**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.



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux  
de Physique des Particules

LAPP-H-2015-01

Université de Savoie-Mont Blanc

**Mémoire**

présenté par

**Loïc Rolland**

pour obtenir le diplôme

**d'Habilitation à Diriger des Recherches**

Spécialité: Physique des Particules

**Etalonnage de l'interféromètre  
et reconstruction du signal d'onde  
gravitationnelle :  
de Virgo à Advanced Virgo**

Soutenu le 11 juin 2015 devant le jury composé de :

Fabien Cavalier	rapporteur
Laurent Derôme	rapporteur
Stephen Fairhurst	
Yannis Karyotakis	
Benoît Mours	
Mathieu de Naurois	rapporteur





Université de Savoie-Mont Blanc

**Mémoire**

présenté par

**Loïc Rolland**

pour obtenir le diplôme

**d'Habilitation à Diriger des Recherches**

Spécialité: Physique des Particules

**Etalonnage de l'interféromètre  
et reconstruction du signal d'onde  
gravitationnelle :  
de Virgo à Advanced Virgo**

Soutenu le 11 juin 2015 devant le jury composé de :

Fabien Cavalier	rapporteur
Laurent Derôme	rapporteur
Stephen Fairhurst	
Yannis Karyotakis	
Benoît Mours	
Mathieu de Naurois	rapporteur



# Remerciements

Après déjà près de neuf années passées au LAPP dans l'équipe Virgo, j'ai collaboré avec beaucoup de personnes que je remercie même si je ne pourrai pas mentionner tout le monde ici.

Je remercie tout d'abord chaleureusement Fabien Cavalier, Laurent Derôme, Mathieu de Naurois, Stephen Fairhurst, Yannis Karyotakis et Benoît Mours pour avoir accepté de faire partie du jury et pour leurs relectures et commentaires constructifs pour la finalisation de ce manuscrit. Et bravo à tous ceux qui prenaient le train ou l'avion pour avoir vaincu vos péripéties respectives le jour de ma soutenance!

Je tiens à remercier l'ensemble du groupe Virgo du LAPP pour leur enthousiasme dans notre quête aux ondes gravitationnelles et les nombreuses interactions que nous avons pour la construction d'Advanced Virgo. Merci aux physiciens et informaticiens voisins de couloirs, du bâtiment rond puis de la mécatronique, Frédérique Marion, Benoît Mours, Didier Verkindt, Damir Buskucic, Michel Yvert, Edwige Tournefier, Romain Gouaty, Michal Was, Alain Masserot, Emmanuel Pacaud, Thierry Bouedo, Daniel Grosjean, Julia Trummer, Valeria Granata, Gwenaëlle Lecorre, Michael Bebronne, Romain Bonnard, Marine Ducrot, Thomas Adams, Vincent Germain, Alexander Dietz, ... L'équipe ne serait pas complète sans les groupes électronique et mécanique grâce auxquels Virgo a fonctionné et Advanced Virgo se construit et découvrira, on l'espère tous, ces foutues @#! ondes gravitationnelles : Nicolas Letendre, Sylvain Petit, Alexandre Dalmaz, Richard Hermel, Alexandre Paixao ; Bruno Lieunard, Pierre Mugnier, Laurent Giacobone, Laurent Journet, Nicolas Allemandou, Michel Cailles, ... Merci en particulier aux cuisiniers virgotiens qui nous concoctent régulièrement des petits goûters de couloir forts sympathiques, et aux participants motivés du biathlon annuel de Virgo à Pise.

Merci aux stagiaires qui ont bien voulu me supporter comme encadrant pendant quelques mois : Timothée Accadia, Basile Augé, Yann Hermant. Et une mention spéciale à Timothée qui a été mon premier stagiaire et a en plus fait le grand saut et est resté pour sa thèse encore quelques années de plus : merci d'avoir toujours été motivé et de bonne humeur pendant ces trois années ! Je remercie Vincent Germain pour sa thèse qui s'annonce fructueuse et qui nous apporte déjà un peu du soleil marseillais dans le couloir.

Je remercie les éminents membres du bâtiment rond qui ont continué à déjeuner avec nous à la Sodexo, ou parfois pique-niquer au bord du lac, après notre déménagement, en particulier Vincent Poireau, Sami Caroff, Cyril Trichard, Laurent Basara, Armand Fiasson et Fernando Barao.

Je tiens à remercier l'équipe de tennis inter-entreprise du LAPP pour les quelques longues soirées sportives (et parfois victorieuses) de cette dernière année : Vincent Poireau, Maximilien Chefdeville, Alexandre Dalmaz, Romain Bonnard, Guillaume Vouters, Jérôme Samarati et Vivian Poulin. A bientôt pour de nouvelles aventures.

Merci aux membres du CAES de contribuer à la bonne ambiance au laboratoire, en particulier avec des soirées bowling et œnologie, des barbecues, des sorties ski, ...

Merci à tous les joueurs, physiciens ou non, habitants encore ou non la région d'Annecy et qu'il est toujours fort agréable de retrouver n'importe où dans le monde autour d'un plateau, mais aussi tout simplement autour d'un verre ou pour s'entraîner à diverses courses folles autour et dans le lac ; une mention spéciale à Armand, Iro, Olivier, Caroline, Michael, Marie, Guillaume, Timur, Florent, Vincent, Elisabeth, Antje, Christian, Gilles, Marine, Nukri, Julie, Nicolas, Clément, Hélène... et désolé pour ceux que j'ai sûrement oubliés (ayant une année supplémentaire tous les ans...).

Enfin, un grand merci à toute ma famille, à mes parents en particulier. Et bien évidemment, un énoorme merci à Bénédicte pour son soutien sans faille!

Merci aussi à vous, lecteurs, qui oserez peut-être vous aventurer au-delà de cette page...



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>I Introduction à l'expérience Virgo</b>	<b>7</b>
<b>1 Les ondes gravitationnelles</b>	<b>8</b>
1.1 Nature des ondes gravitationnelles et leurs effets détectables . . . . .	8
1.2 Sources d'ondes gravitationnelles . . . . .	8
1.3 Comment détecter les ondes gravitationnelles ? . . . . .	10
<b>2 Le détecteur Virgo</b>	<b>12</b>
2.1 Configuration optique de Virgo . . . . .	12
2.2 Configuration mécanique de Virgo . . . . .	14
2.2.1 Super-atténuateur . . . . .	14
2.2.2 Derniers étages de la suspension : marionnette et miroir . . . . .	15
2.2.3 Principe des actionneurs électro-magnétiques . . . . .	15
2.3 Contrôle (longitudinal) de l'interféromètre . . . . .	17
2.4 Système de synchronisation . . . . .	18
<b>3 Amélioration de la sensibilité de Virgo et prises de données avec LIGO</b>	<b>20</b>
3.1 Bruits limitant la sensibilité des détecteurs . . . . .	20
3.1.1 Les bruits fondamentaux . . . . .	20
3.1.2 Les bruits techniques . . . . .	21
3.2 Sensibilités atteintes avec Virgo . . . . .	22
3.3 Prises de données réalisées avec Virgo et LIGO . . . . .	22
3.4 Evolution de Virgo à Virgo+ en bref . . . . .	24
<b>II Etalonnage de Virgo et mesure de la courbe de sensibilité</b>	<b>27</b>
<b>4 Ce qu'il faut étalonner</b>	<b>29</b>
4.1 Mesure de la sensibilité $h(f)$ de Virgo . . . . .	29
4.2 "Injections hardware" . . . . .	31
4.3 Reconstruction de $h(t)$ . . . . .	31
4.4 Résumé : les sous-systèmes à étalonner . . . . .	32

<b>5</b>	<b>Résumé de l'étalonnage de Virgo</b>	<b>33</b>
5.1	Etalonnage (temporel) des photodiodes principales de Virgo . . . . .	33
5.1.1	Lecture de la photodiode B1 et estampillage temporel . . . . .	33
5.1.2	Etalonnage de l'estampillage temporel des données . . . . .	34
5.1.3	Mesure de la fonction de transfert de la lecture de la photodiode . . . . .	34
5.2	Etalonnage absolu direct des actionneurs des miroirs . . . . .	35
5.2.1	Réponse des actionneurs électro-magnétiques à étalonner . . . . .	35
5.2.2	Mesure absolue de longueur . . . . .	36
5.2.3	Bruits limitant l'étalonnage direct des actionneurs des miroirs . . . . .	36
5.2.4	Etalonnage direct des miroirs des bras de l'interféromètre et de la séparatrice . . . . .	38
5.3	Transfert de l'étalonnage absolu des actionneurs . . . . .	38
5.3.1	Principe du transfert d'étalonnage . . . . .	39
5.3.2	Transfert d'étalonnage du mode "High Power" vers le mode "Low Noise" . . . . .	39
5.3.3	Transfert d'étalonnage vers le miroir PR et les marionnettes . . . . .	40
5.4	Finesse des cavités Fabry-Perot . . . . .	41
5.5	Résumés des mesures d'étalonnage effectuées pour Virgo et des incertitudes obtenues . . . . .	41
<b>6</b>	<b>Mesure de la sensibilité de Virgo</b>	<b>45</b>
6.1	Mesure de la fonction de transfert de Virgo . . . . .	45
6.2	Mesure de la courbe de sensibilité de Virgo . . . . .	47
6.3	Suivi de l'horizon au cours du temps . . . . .	47
<b>III</b>	<b>Reconstruction du signal d'onde gravitationnelle <math>h(t)</math></b>	<b>49</b>
<b>7</b>	<b>Reconstruction de <math>h(t)</math> dans Virgo</b>	<b>51</b>
7.1	Principe de la reconstruction . . . . .	51
7.2	Validité de la reconstruction . . . . .	53
7.3	Incertitudes sur la voie $h(t)$ reconstruite . . . . .	54
7.3.1	Incertitudes sur l'amplitude de $h(t)$ . . . . .	54
7.3.2	Incertitudes sur la phase de $h(t)$ . . . . .	55
7.3.3	Résumé des incertitudes sur $h(t)$ . . . . .	56
<b>8</b>	<b>Approximations du modèle utilisé pour la reconstruction</b>	<b>57</b>
8.1	Réponse du détecteur aux ondes gravitationnelles : approximation des grandes longueurs d'onde . . . . .	57
8.2	Réponses optiques des cavités Fabry-Perot : approximation du pôle simple . . . . .	61
8.2.1	Réponse à une onde gravitationnelle . . . . .	61
8.2.2	Réponse au mouvement d'un miroir de la cavité . . . . .	61
8.2.3	Approximation utilisée . . . . .	62
8.3	Combinaison des deux approximations . . . . .	63
<b>9</b>	<b>Réglages fins de l'étalonnage pour la reconstruction</b>	<b>66</b>
9.1	Réponse des cavités optiques à un déplacement des miroirs . . . . .	66
9.2	Estimation de la finesse . . . . .	67
9.3	Conclusions . . . . .	67

<b>IV</b>	<b>Simulations d’ondes gravitationnelles par excitation des miroirs</b>	<b>69</b>
10.1	Simulation d’ondes gravitationnelles par excitation des miroirs . . . . .	70
10.1.1	Principe de fonctionnement . . . . .	70
10.1.2	Petite précision sur l’application du signal d’excitation . . . . .	71
10.2	Injection en aveugle : le “Big Dog” . . . . .	72
<b>V</b>	<b>Perspectives pour Advanced Virgo</b>	<b>75</b>
<b>11</b>	<b>Evolutions du détecteur vers Advanced Virgo</b>	<b>77</b>
11.1	Améliorations du détecteur Advanced Virgo . . . . .	77
11.2	Scénario d’évolution de la sensibilité d’Advanced Virgo . . . . .	79
<b>12</b>	<b>Vers l’étalonnage d’Advanced Virgo</b>	<b>81</b>
12.1	Etalonnage de l’estampillage temporel . . . . .	81
12.2	Etalonnage des photodiodes du faisceau principal . . . . .	82
12.2.1	Nouvelle électronique de lecture des photodiodes d’Advanced Virgo . . . . .	82
12.2.2	Etalonnage de la lecture des photodiodes d’Advanced Virgo . . . . .	83
12.3	Etalonnage des actionneurs des miroirs d’Advanced Virgo . . . . .	85
12.3.1	Paramètres modifiés pour Advanced Virgo . . . . .	85
12.3.2	Etalonnage direct des actionneurs des miroirs (miroirs des bras et BS) . . . . .	85
12.3.3	Transferts d’étalonnage . . . . .	89
12.3.4	Utilisation du calibrateur optique . . . . .	89
12.4	Mesure de la finesse des cavités optiques . . . . .	90
12.5	Inter-étalonnage avec les détecteurs de LIGO . . . . .	90
<b>13</b>	<b>Vers la reconstruction de <math>h(t)</math> pour Advanced Virgo</b>	<b>91</b>
13.1	Réduction de la latence . . . . .	91
13.1.1	Filtrage dans le domaine fréquentiel . . . . .	92
13.1.2	Filtrage dans le domaine temporel . . . . .	93
13.2	Quels modèles pour la réponse optique des cavités et la réponse d’antenne ? . . . . .	94
13.3	Vérifications de la reconstruction avec le calibrateur optique . . . . .	96
	<b>Conclusion</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Notes sur la caractérisation d’un bruit</b>	<b>103</b>
<b>B</b>	<b>Notes sur la réponse d’antenne d’un interféromètre</b>	<b>106</b>
<b>C</b>	<b>Sélection d’articles</b>	<b>109</b>



# Introduction

Virgo est une collaboration européenne constituée dans le but de construire et faire fonctionner un détecteur capable de mettre en évidence le rayonnement gravitationnel. Ce rayonnement [1, 2] est une prédiction de la théorie de la Relativité Générale, écrite par Albert Einstein en 1915. Ses effets prédits sur la matière sont si ténus qu'il n'a pas encore pu être mis en évidence expérimentalement de manière directe. Virgo est un des détecteurs les plus sensibles aux ondes gravitationnelles pour des fréquences entre 10 Hz et 10 kHz, avec les détecteurs américains LIGO.

Le premier objectif de ces expériences est d'apporter une preuve expérimentale directe de l'existence des ondes gravitationnelles et de vérifier leurs caractéristiques (vitesse de propagation, polarisation) par rapport aux prédictions de la Relativité Générale. Les ondes recherchées seraient émises par des sources d'origine astrophysique telles que les coalescences de systèmes d'étoiles binaires compactes, les supernovae ou les étoiles à neutrons en rotation.

En parallèle, le deuxième objectif est d'ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers, grâce à ce nouveau messager que sont les ondes gravitationnelles. L'observation des sources émettrices permettra d'étudier ces sources et de mieux les comprendre et les modéliser.

L'expérience Virgo a été proposée en 1989 et approuvée en 1993. Le Final Design Report a été publié en 1997. Après plusieurs années de construction et de réglages du détecteur, environ treize mois d'observations ont été réalisés entre 2007 et 2011, en commun avec la collaboration LIGO. Ces périodes d'observations ont été entrecoupées de périodes d'améliorations et de réglages utilisées pour comprendre les sources de bruit limitant la sensibilité du détecteur aux ondes gravitationnelles et réduire ces bruits par des mises au point ou des modifications des différents sous-systèmes du détecteur. Aucune onde gravitationnelle n'a été détectée et des modifications importantes des détecteurs sont en cours afin de construire les détecteurs de deuxième génération Advanced Virgo et Advanced LIGO qui, à l'horizon 2020, seront dix fois plus sensibles que les détecteurs initiaux.

Je participe à l'expérience Virgo depuis octobre 2006. Ce manuscrit développe mes activités principales concernant l'étalonnage du détecteur et la reconstruction du signal d'onde gravitationnelle à partir des données mesurées par Virgo.

Je n'aborderai pas mes autres activités. En particulier, je participe depuis 2010 à la conception du sous-système "détection" d'Advanced Virgo, qui s'occupe de mesurer la puissance des différents faisceaux issus de l'interféromètre. De plus, depuis 2011, je suis coordinateur du sous-système "DAQ" d'Advanced Virgo qui regroupe en particulier l'électronique numérique générique d'acquisition (ADC, DAC, caméras, PC temps-réel), l'architecture du réseau de fibres optiques et les logiciels permettant le contrôle de l'interféromètre par échange de données en ligne entre les différents sous-systèmes, l'arborescence de la collection des données du détecteur et la mise en place du système de suivi de l'environnement (températures, bruits sismiques et

magnétiques, ...) autour de l'interféromètre.

Les objectifs principaux de l'étalonnage et de la reconstruction de Virgo sont les suivants :

1. caractériser la sensibilité  $h(f)$  de l'interféromètre aux ondes gravitationnelles en fonction de la fréquence. L'évolution de la sensibilité est importante pendant les phases de réglage de l'interféromètre pour évaluer les effets des différentes actions menées. Elle est utile pendant les périodes d'observations pour estimer l'efficacité des algorithmes de recherche des différents types de sources d'ondes gravitationnelles.
2. reconstruire l'amplitude  $h(t)$  de l'onde gravitationnelle à partir des données mesurées. Ce signal est utilisé par les différentes analyses de données.
3. fournir un outil pour simuler le passage d'une onde gravitationnelle dans le détecteur en appliquant un mouvement forcé à certains miroirs. Ces faux signaux permettent de caractériser et valider les algorithmes définissant la qualité des données et les algorithmes de recherches d'ondes gravitationnelles.

Pour ces trois thèmes, les méthodes développées pour Virgo et les résultats obtenus sont décrits, puis des perspectives d'évolution pour s'adapter au nouveau détecteur Advanced Virgo sont données.

La première partie de ce manuscrit est une introduction à l'expérience Virgo et au principe du détecteur. La deuxième partie traite de l'étalonnage de l'interféromètre Virgo et de la mesure de la courbe de sensibilité. La troisième partie décrit la reconstruction du signal d'onde gravitationnelle mise en place pour Virgo et s'attarde en particulier sur les limitations de certaines hypothèses faites lors de cette reconstruction. La quatrième partie aborde rapidement l'injection de faux signaux d'ondes gravitationnelles dans le détecteur. Enfin, les évolutions du détecteur vers Advanced Virgo et les conséquences qui en découlent sur l'étalonnage et la reconstruction dans les prochaines années sont expliquées dans la cinquième partie.

Deux articles traitant, l'un de l'étalonnage et de la mesure de la sensibilité  $h(f)$ , et l'autre de la reconstruction de  $h(t)$  avec le détecteur Virgo, sont reproduits en annexe C. Une méthode d'étalonnage indépendante utilisant un laser auxiliaire pour appliquer une force connue sur un miroir par pression de radiation a été développée pour Virgo. Cette méthode n'est pas détaillée dans ce manuscrit, mais une note décrivant les évolutions de ce dispositif pour Advanced Virgo est reproduite en annexe.

## Première partie

# Introduction à l'expérience Virgo

# Chapitre 1

## Les ondes gravitationnelles

### 1.1 Nature des ondes gravitationnelles et leurs effets détectables

Dans le cadre de la Relativité Générale, les ondes gravitationnelles sont des perturbations de la métrique de l'espace-temps qui se propagent à la vitesse de la lumière dans le vide. Elles sont émises, sous certaines conditions, en présence de masses accélérées et asymétriques.

A grande distance de la source, une onde gravitationnelle est une onde plane, transverse et quadripolaire, possédant deux états de polarisation tournés de  $45^\circ$  l'un par rapport à l'autre, appelés  $+$  et  $\times$ .

La perturbation de la métrique lors du passage d'une onde gravitationnelle modifie la distance entre des masses libres. La figure 1.1 montre les effets d'une onde gravitationnelle monochromatique polarisée  $+$  ou  $\times$  se propageant perpendiculairement au plan d'un anneau de masses libres : la distance entre deux masses est périodiquement raccourcie et allongée et cet effet se fait en opposition de phase selon deux directions perpendiculaires définies par la polarisation de l'onde. La variation relative de distance est proportionnelle à l'amplitude  $h$  de l'onde qui décroît proportionnellement à la distance entre la source et l'observateur.

Les ondes gravitationnelles n'ont encore jamais été observées directement. Cependant, une preuve indirecte de leur existence est donnée par l'accord remarquable, à mieux que que 0,1%, entre les mesures de la variation de la période de rotation du pulsar binaire PSR B1913+16 et les prédictions de la Relativité Générale [3] : la période orbitale du pulsar est modifiée par les pertes d'énergie du système émettant des ondes gravitationnelles. Hulse et Taylor ont reçu le prix Nobel en 1993 pour la découverte de ce pulsar en 1974 [4]. D'autres systèmes binaires découverts depuis permettent de tester la théorie de la Relativité Générale [5].

### 1.2 Sources d'ondes gravitationnelles

Afin de générer une onde gravitationnelle d'amplitude détectable, les sources d'ondes gravitationnelles doivent être des objets astrophysiques. Dans la bande de fréquences à laquelle sont sensibles les détecteurs terrestres, 10 Hz-10 kHz, les sources peuvent se classer en quatre familles selon leurs propriétés :

- les **coalescences d'astres compacts** sont les sources les plus prometteuses pour les détecteurs terrestres d'onde gravitationnelle. Les systèmes binaires compacts sont formés

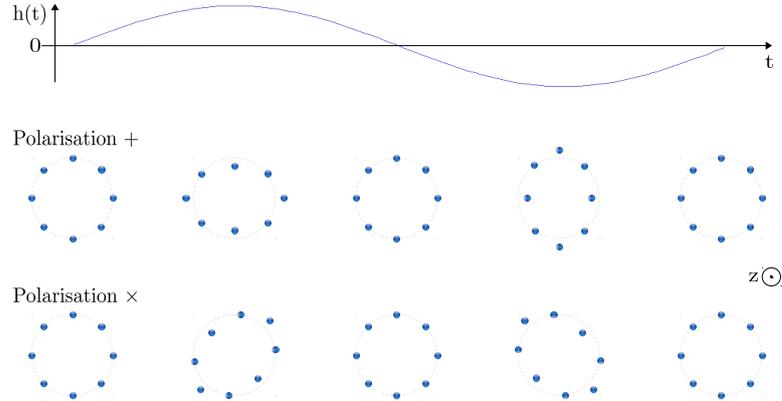


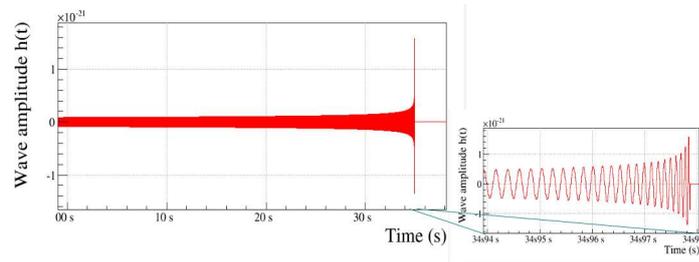
FIGURE 1.1 – Effet sur un anneau de masses libres du passage d’une onde gravitationnelle monochromatique se propageant le long de l’axe  $z$  et d’amplitude  $h(t)$ . Les deux lignes montrent les effets d’une onde de polarisation  $+$  et  $\times$  respectivement.

de deux étoiles à neutrons, de deux trous noirs, ou d’une étoile à neutron et d’un trou noir. La rotation des deux objets l’un autour de l’autre génère des ondes gravitationnelles en permanence, faisant perdre de l’énergie au système. Ces ondes sont à des fréquences trop basses pour être détectées par les détecteurs tels que Virgo, sauf dans les toutes dernières secondes de l’évolution du système, la coalescence, quand les deux objets se sont rapprochés et évoluent en spiralant jusqu’à plusieurs milliers de fois par seconde l’un autour de l’autre. L’onde gravitationnelle générée dans la bande de détection voit son amplitude et sa fréquence augmenter jusqu’au moment de la collision et de la fusion des deux objets en un unique trou noir qui se désexcite. La forme de ces ondes est bien modélisée. Pour Virgo, ces signaux sont de courte durée, de quelques secondes à quelques minutes, et traversent la bande de fréquences du détecteur jusqu’à  $\sim 1$  kHz dans le cas de deux étoiles à neutrons. Leur amplitude est de l’ordre de  $h \sim 10^{-23}$  pour une source située à 100 Mpc de la Terre [6, 7]. Un exemple d’une telle onde est montré sur la figure 1.2(a). Les taux de coalescences de différents types de sources ont été estimés dans [8]. Le taux de coalescences de systèmes binaires d’étoiles à neutrons est estimé entre 1 et 1000 par galaxie équivalente à la Voie Lactée et par million d’années ou entre 0,01 et 10 par  $\text{Mpc}^3$  et par million d’années. En prenant en compte la sensibilité des détecteurs, le taux de détection de ces objets est estimé entre  $2 \times 10^{-4}/\text{an}$  et  $0,2/\text{an}$  avec Virgo en 2011, et devrait attendre entre  $0,4/\text{an}$  et  $400/\text{an}$  avec Advanced Virgo d’ici 2021.

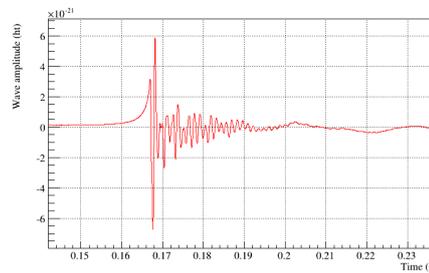
- les **effondrements gravitationnels d’étoiles**, comme les supernovae, peuvent engendrer des ondes gravitationnelles de fréquences autour du kilohertz et de durées très courtes, quelques millisecondes, comme montré sur la figure 1.2(b). L’amplitude de ces ondes impulsives est mal connue. Différentes modélisations prévoient des amplitudes entre  $10^{-23}$  et  $10^{-20}$  pour une source située à 10 kpc de la Terre [9]. Ces sources sont principalement détectables dans notre galaxie, dans laquelle le taux de supernovae est de l’ordre de trois par siècle.
- les **étoiles à neutrons en rotation rapide** peuvent émettre un rayonnement gravita-

tionnel quasi-périodique si elles ne sont pas parfaitement sphériques. L'ellipticité attendue des étoiles à neutrons est inférieure à  $10^{-6}$  [10, 11, 12]. Les signaux sont recherchés à des fréquences inférieures au kilohertz et avec des amplitudes très faibles, inférieures à  $h \sim 10^{-26}$  pour une source située à 1 kpc de la Terre [13]. Cependant, le caractère permanent de ces ondes, ainsi que la modulation en amplitude et en phase induite par les mouvements du détecteur par rapport à la source peuvent être exploités pour les mettre en évidence.

- un **fond cosmique stochastique** aurait été produit par les fluctuations du vide dans les premiers instants de l'univers, puis par la superposition de toutes les sources d'ondes gravitationnelles émettant depuis le début de l'univers. Un tel signal est difficilement distinguable d'un bruit instrumental dans un détecteur donné mais il est recherché via des corrélations entre les données de plusieurs détecteurs.



(a) Onde gravitationnelle attendue pour une coalescence de deux étoiles à neutrons situées à 20 Mpc.



(b) Exemple d'onde gravitationnelle qui pourrait être émise par une explosion de supernova (tiré de [9])

FIGURE 1.2 – Exemples de formes d'ondes gravitationnelles impulsionnelles attendues et recherchées par Virgo (amplitude  $h(t)$ ) .

### 1.3 Comment détecter les ondes gravitationnelles ?

Un détecteur possédant des masses libres et un système de mesure de distance suffisamment sensible pour mettre en évidence la variation de distance induite entre ces masses permet de détecter le passage des ondes gravitationnelles.

Le principe des détecteurs interférométriques tels que Virgo est d'utiliser un interféromètre de Michelson. Les miroirs sont suspendus afin de se comporter comme des masses libres au-

dessus de la fréquence de résonance du pendule et dans la direction perpendiculaire au faisceau. La variation relative de longueur des bras due au passage d'une onde gravitationnelle modifie la phase entre les deux faisceaux qui interfèrent et ainsi la puissance du faisceau transmis par l'interféromètre. Cette modification peut-être détectée à l'aide d'un photodétecteur.

Après étalonnage du détecteur, la variation de puissance mesurée permet de reconstruire la variation de longueur différentielle des bras  $\Delta L$ , et d'en déduire l'amplitude  $h$  de l'onde gravitationnelle :

$$h = \frac{\Delta L}{L_0} \quad \text{où } L_0 \text{ est la longueur des bras, 3 km pour Virgo.} \quad (1.1)$$

Notons dès maintenant que la définition que  $h$  représente plus précisément l'amplitude qu'aurait une onde gravitationnelle pour induire la variation de longueur différentielle des bras  $\Delta L$  mesurée si elle arrivait au-dessus (ou au-dessous) de l'interféromètre (avec un plan d'onde parallèle au plan de l'interféromètre).

En 2011, le détecteur Virgo a été sensible à des amplitudes d'ondes gravitationnelles  $h$  inférieures à  $10^{-21}$  sur une large bande de fréquences, d'environ 15 Hz à 10 kHz, atteignant environ  $5 \times 10^{-23}$  dans la zone de sensibilité optimale autour de 100 Hz. Ceci a nécessité d'employer un interféromètre de grande envergure, avec des bras de 3 km de long pour Virgo, et avec une configuration optique plus compliquée qu'un simple interféromètre de Michelson afin d'amplifier le rapport signal sur bruit.

## Chapitre 2

# Le détecteur Virgo

Le principe du détecteur Virgo construit pour détecter les ondes gravitationnelles dans la bande de fréquences de 10 Hz à 10 kHz est relativement simple, mais sa mise en œuvre est complexe afin de réduire au maximum les sources de bruits limitant la mesure. Virgo est un interféromètre avec recyclage de puissance et avec des cavités Fabry-Perot de 3 km de long dans ses bras. Comme les miroirs se déplacent à cause des bruits environnementaux et afin d'atteindre la sensibilité recherchée, les positions des miroirs sont contrôlées pour garder le faisceau laser en résonance dans les différentes cavités et avoir des interférences destructives en sortie de l'interféromètre.

Le signal d'onde gravitationnelle est reconstruit à partir des données mesurées par le détecteur. Un des signaux importants est bien sûr la puissance mesurée, par des photodiodes, en sortie de l'interféromètre. Mais du fait du contrôle de la position des miroirs, les signaux appliqués aux actionneurs des miroirs doivent aussi être pris en compte.

Dans cette partie, les éléments les plus importants du détecteur sont décrits, en détaillant plus précisément ceux qui participent aux procédures d'étalonnage et de reconstruction : la configuration optique, la configuration mécanique, le boucle de contrôle longitudinale de l'interféromètre et la synchronisation temporelle des données mesurées.

### 2.1 Configuration optique de Virgo

La configuration optique de Virgo est schématisée sur la figure 2.1. La complexification par rapport à un interféromètre de Michelson simple a pour but principal d'augmenter le rapport entre le signal engendré par une variation relative de longueur des bras et les différents bruits, le bruit de grenaille des photons en particulier. Il faut noter que les miroirs et les tubes où se propage le faisceau laser sont placés sous vide, à une pression inférieure à  $10^{-7}$  mbar, afin de limiter le bruit de phase introduit sur le faisceau laser.

Les principaux éléments de la configuration optique de Virgo sont :

- la génération d'un *faisceau laser* gaussien (mode TEM00<sup>1</sup>) infra-rouge ( $\lambda = 1064$  nm) continu de 17 W qui entre dans l'interféromètre<sup>2</sup>. Le faisceau est stabilisé en puissance, en fréquence et en position à l'aide de contrôles actifs et d'un filtrage passif à travers une cavité résonnante triangulaire de 144 m de long (cavité *mode-cleaner d'entrée*). Dans la

---

1. TEM : Transverse ElectroMagnetic

2. Cette puissance a été atteinte lors de la prise de données VSR4 en 2011.

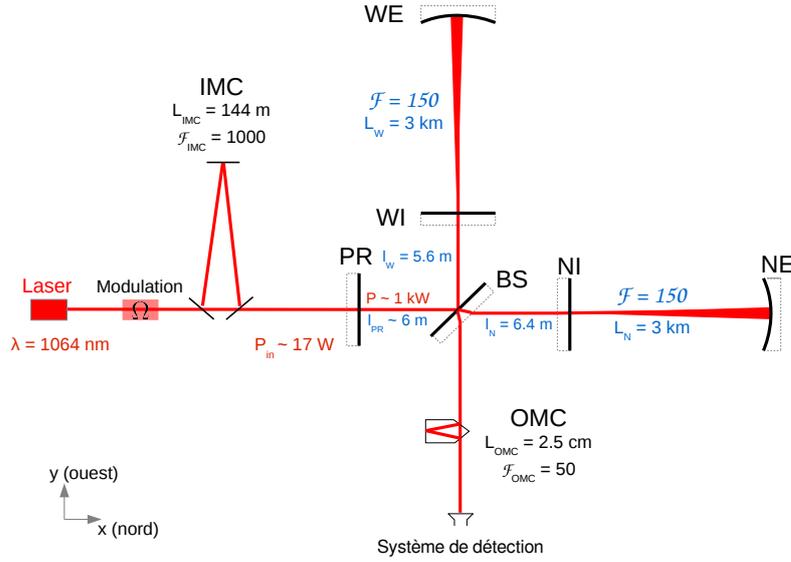


FIGURE 2.1 – Configuration optique de Virgo+.

bande de mesure, les fluctuations relatives de l'amplitude du laser et le bruit en fréquence sont respectivement  $^3 \delta\dot{P}/P \sim 10^{-7}/\sqrt{\text{Hz}}$  et  $\sigma_f \sim 10^{-6} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

- le choix du point de fonctionnement du détecteur sur la frange noire et l'utilisation d'une *cavité de recyclage* de la puissance entre le miroir PR et l'interféromètre. Le faisceau est résonnant dans la cavité de recyclage de telle sorte que la puissance incidente sur la séparatrice BS est augmentée d'un facteur 50, atteignant environ 1 kW.
- l'insertion de *cavités Fabry-Perot* de 3 km de long dans les bras de l'interféromètre, afin d'amplifier le signal mesuré. Elles avaient une finesse  $\mathcal{F}$  de 50 dans Virgo puis de 150 dans Virgo+. Au premier ordre, tout se passe comme si les photons faisaient  $2\mathcal{F}/\pi$  allers-retours dans les bras, ce qui amplifie le déphasage accumulé par le faisceau résonnant et donc le signal d'onde gravitationnelle. Pour une finesse de 150, le déphasage est amplifié d'un facteur 100 environ, et la puissance du faisceau dans les cavités atteint environ 50 kW.
- l'utilisation de *miroirs* en silice de grande qualité au niveau du substrat, du polissage et du revêtement de surface permet de minimiser les pertes de puissance de l'interféromètre par transmission, absorption ou diffusion d'une partie du faisceau laser et de limiter la déformation des fronts d'onde du faisceau qui dégraderait le contraste. Le contrôle du rayon de courbure des miroirs lors du polissage permet d'assurer un couplage optimal entre le faisceau laser et l'interféromètre et de maximiser son contraste. Afin de propager le faisceau sur de longues distances avec peu de divergence, le faisceau gaussien doit être large : dans Virgo, son rayon était d'environ 2 cm au niveau de la séparatrice et d'environ 5 cm au bout des cavités Fabry-Perot.
- l'utilisation d'une cavité résonnante en sortie de l'interféromètre (*mode-cleaner de sortie*, cavité monolithique de 2 cm de long), avant les photodétecteurs, afin de filtrer les modes d'ordres supérieurs apparus dans le faisceau à cause des défauts de l'interféromètre et

3. voir pied de page p. 20 pour une explication concernant les unités

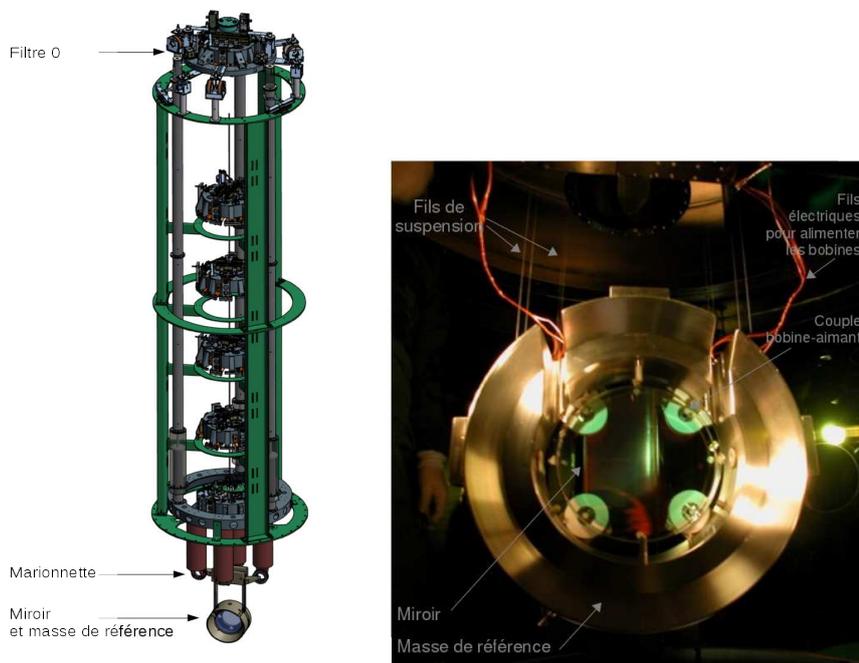
ainsi d'améliorer le contraste (seul le mode gaussien, TEM00, du faisceau résonne dans les cavités Fabry-Perot et est donc sensible au passage d'une onde gravitationnelle).

- le choix de *photodiodes* de grande efficacité quantique ( $\eta > 95\%$ ) pour mesurer la puissance en sortie de l'interféromètre (pour Virgo, ces photodiodes étaient placées sur des tables optiques standard à l'extérieur de l'enceinte à vide).

## 2.2 Configuration mécanique de Virgo

### 2.2.1 Super-atténuateur

Afin d'isoler les miroirs du bruit sismique, les miroirs sont suspendus à un système de suspension complexe [14] (appelé super-atténuateur). L'objectif de la suspension est de réduire les mouvements parasites des miroirs dans une bande de fréquences la plus large possible, commençant en particulier à partir de quelques hertz.



(a) Suspension de Virgo

(b) Miroir BS de Virgo et sa masse de référence suspendus

FIGURE 2.2 – Suspension de Virgo, permettant d'atténuer le bruit sismique atteignant les miroirs. (a) schéma d'un super-atténuateur. Les trois niveaux où sont situés des actionneurs électromagnétiques sont indiqués. (b) photographie du miroir BS de Virgo et de sa masse de référence, suspendus au super-atténuateur. Les quatre couples aimant-bobine sont bien visibles.

Le système, représenté sur la figure 2.2(a) est constitué d'une série de filtres passe-bas mécaniques qui fournissent un amortissement passif dans tous les degrés de liberté. Les pendules amortissent les mouvements horizontaux, les ressorts à lame les mouvements verticaux, et les fils de torsion les rotations autour de l'axe vertical. Le système a été conçu de telle sorte que les fréquences de résonance des différents filtres soient suffisamment faibles, inférieures au hertz, pour

fournir une atténuation dès les basses fréquences. Les six miroirs de l'interféromètre sont suspendus à une série de sept pendules. Les bancs optiques de l'injection (qui contient deux miroirs du mode-cleaner d'entrée et le télescope d'entrée) et de la détection (qui contient le télescope de sortie et le mode-cleaner de sortie) sont suspendus à des super-atténuateurs plus courts.

Afin de réduire la dynamique des mouvements transmis aux miroirs à basse fréquence et aux fréquences de résonance du super-atténuateur, un système d'amortissement actif est mis en place. Des accéléromètres et des capteurs de position permettent d'établir un signal d'erreur et d'agir sur le système à différents niveaux afin de contrôler les vibrations.

Ce système de contrôle local réduit le déplacement résiduel des miroirs à  $\sim 1 \mu\text{m}$  RMS et leur rotation résiduelle à  $\sim 0,1 \mu\text{rad}$  RMS et l'amortissement passif permet de rendre le bruit sismique complètement négligeable au-delà de quelques hertz, dans la bande de recherche des ondes gravitationnelles.

### 2.2.2 Derniers étages de la suspension : marionnette et miroir

Les deux derniers étages du super-atténuateur sont formés d'un élément appelé *marionnette* comme premier pendule puis du miroir et de sa masse de recul, suspendus à la marionnette à l'aide de paires de fils. Aux deux niveaux, des actionneurs électromagnétiques permettent de déplacer le miroir suspendu le long de l'axe du faisceau, mais aussi de modifier son alignement angulaire. La photographie de la figure 2.2(b) montre le miroir BS de Virgo et sa masse de recul. Les quatre actionneurs électromagnétiques sont visibles : un aimant est collé sur le miroir, en face d'une bobine, supportée par la masse de recul<sup>4</sup>

### 2.2.3 Principe des actionneurs électro-magnétiques

Des actionneurs électro-magnétiques sont utilisés pour déplacer les miroirs de Virgo. Le principe de ces actionneurs est décrit ici en détail car ils sont à la base de l'étalonnage de l'interféromètre.

Quatre aimants sont collés sur le miroir. En face de chaque aimant, une bobine dans laquelle on contrôle le courant permet d'appliquer une force sur l'aimant<sup>5</sup>. En général, pour un déplacement longitudinal, on utilise deux actionneurs (ou quatre pour le miroir BS). Le principe d'un actionneur est représenté sur la figure 2.3 (certains détails de la figure sont discutés plus tard). Afin de contrôler le courant dans la bobine, un signal numérique *zCtrl* est tout d'abord généré dans un PC temps-réel et envoyé par fibre optique à l'actionneur. Ce signal y est d'abord filtré numériquement dans un DSP puis converti en tension analogique à l'aide d'un DAC. Puis un circuit d'électronique analogique permet de convertir cette tension en un courant dans la

---

4. la masse de recul permet d'appliquer une force sur le miroir sans couplage avec le bruit sismique : les bobines permettant de générer le champ électromagnétique sont supportées par un élément suspendu qui a la même atténuation sismique que le miroir ; de plus, au premier ordre, le centre de masse du système {masse de recul + miroir} ne bouge pas quand un déplacement est appliqué au miroir : ceci permet de ne pas introduire de couplage entre le mouvement longitudinal du miroir et la partie supérieure de la suspension ; enfin, la masse de recul est plus lourde (60 kg) que le miroir (21 kg) car c'est le mouvement du miroir qui est important, avec un compromis sur la masse total du système suspendu : pour une interaction donnée entre masse de recul et miroir, le déplacement du miroir est plus grand que celui de la masse de référence.

5. Pour Virgo+, le coefficient de conversion courant-force était de  $\sim 2 \text{ mN/A/bobine}$  pour les miroirs des cavités Fabry-Perot et  $\sim 10 \text{ mN/A/bobine}$  pour les autres miroirs

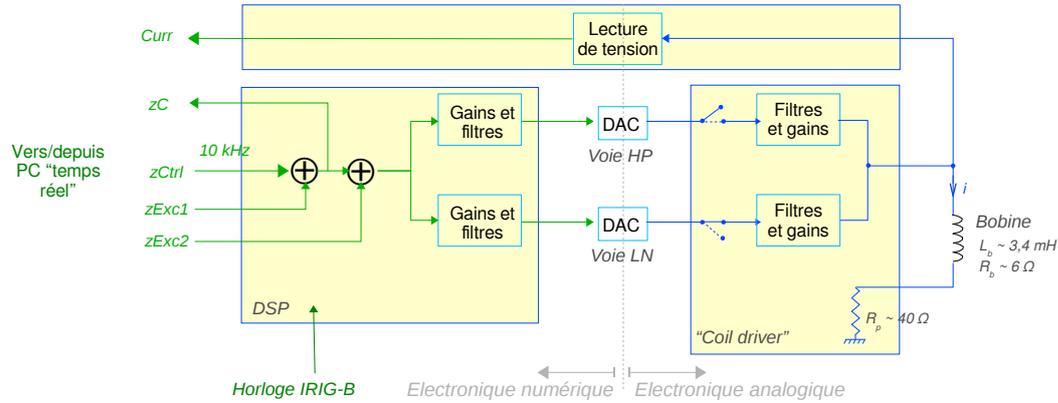


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'actionneur électro-magnétique d'un miroir de Virgo.

bobine<sup>6</sup>.

Deux voies sont mesurées et envoyées vers l'acquisition des données. La première,  $zC$ , est le signal envoyé à l'actionneur, et la seconde,  $Curr$ , est une mesure de la tension aux bornes de la bobine et de résistances en série.  $Curr$  est proportionnelle au courant traversant la bobine.

En pratique, une force de quelques mN est nécessaire sur chaque miroir pour amener l'interféromètre à son point de fonctionnement, alors qu'une force beaucoup plus faible, quelques  $\mu\text{N}$ , est suffisante pour conserver son point de fonctionnement. Par conséquent, le "coil driver" possède deux voies d'électronique : une voie appelée "High Power" (HP) qui permet de générer des courants élevés mais est relativement bruyante, et une voie appelée "Low Noise" (LN) qui génère moins de bruit mais dont la dynamique est plus faible<sup>7</sup>. Des signaux d'excitation  $zExc$  peuvent être ajoutés au signal  $zCtrl$ . Ces voies sont utilisés pour l'étalonnage du détecteur.

Pour l'étalonnage, nous ne nous intéresserons qu'au mouvement longitudinal des miroirs et pas aux rotations. Dans la suite, nous parlerons d'*un actionneur* pour un ensemble de couples aimants-bobines :

- miroir BS : les quatre couples aimant-bobine sont placés sur les diagonales du miroir montré sur la figure 2.2(b). L'actionneur du miroir BS utilise les quatre couples aimant-bobine.
- autres miroirs : les quatre couples aimant-bobine sont placés en haut, en bas, à droite et à gauche du miroir.
  - l'actionneur "up-down" est utilisé pour contrôler la position du miroir. Il n'agit que sur deux couples aimant-bobine situés en haut et en bas du miroir.
  - l'actionneur "left-right" n'a été utilisé que pour les "injections hardware". Il agit sur deux couples aimant-bobine situés à gauche et à droite du miroir.

6. Pour Virgo+, le coefficient de conversion tension-courant était de  $\sim 1,2 \text{ A/V/bobine}$  pour les miroirs des cavités Fabry-Perot, et  $\sim 0,1 \text{ A/V/bobine}$  pour les autres miroirs

7. Pour Virgo+, le coil driver possédait quatre voies LN et deux ont été utilisées pendant VSR4, LN1 et LN2.

## 2.3 Contrôle (longitudinal) de l'interféromètre

La réponse du détecteur Virgo aux déplacements des miroirs est linéaire dans un domaine limité, d'une dizaine de nanomètres, autour de son point de fonctionnement. Ce point de fonctionnement est choisi afin de maximiser la sensibilité de détecteur : différentes conditions de résonances sont définies dans les différentes cavités optiques. Les distances entre les différents miroirs suspendus doivent être fixées avec une précision sub-nanométrique. Nous avons vu que le déplacement résiduel des miroirs contrôlés localement est de l'ordre du micromètre. Par conséquent, un système de contrôle global de l'interféromètre est nécessaire, sensible aux différentes longueurs des cavités à partir du faisceau laser [15].

Le contrôle de la résonance des cavités couplées se traduit dans différentes longueurs à contrôler :

- $DARM = L_{NI-NE} - L_{WI-WE} = \Delta L$ , la longueur différentielle des deux cavités Fabry-Perot (les variations de cette longueur sont proportionnelles à l'amplitude de l'onde gravitationnelle  $h(t)$  comme montré dans l'équation 1.1),
- $CARM = \frac{L_{NI-NE} + L_{WI-WE}}{2}$ , la longueur moyenne des deux cavités Fabry-Perot,
- $MICH = L_{BS-NI} - L_{BS-WI}$ , la longueur différentielle du petit Michelson,
- $PRCL = L_{PR-BS} + \frac{L_{BS-NI} + L_{BS-WI}}{2}$  la longueur de la cavité de recyclage de puissance.

Afin d'extraire des signaux sensibles à ces différentes longueurs, le laser de Virgo est modulé en phase avant d'être envoyé dans l'interféromètre, et la mesure de puissance est réalisée par technique hétérodyne. La modulation du faisceau en phase revient à générer plusieurs faisceaux de longueurs d'onde très proches (pour une modulation à 6 MHz, la différence de longueur d'onde entre le faisceau principal à 1064 nm et les faisceaux générés, appelés "bandes latérales", est de  $\sim 2,3 \times 10^{-5}$  nm). Les longueurs des différentes cavités de Virgo sont contrôlées de telle sorte que le faisceau principal résonne dans les bras de 3 km et accumule un déphasage lors d'une variation de la longueur  $DARM$ , alors que les bandes latérales sont anti-résonnantes et ne sont donc pas du tout sensibles à  $DARM$ . En sortie de l'interféromètre, l'interférence entre ces faisceaux résulte en une modulation à 6 MHz de la puissance contenant l'information sur les variations de  $DARM$ . En démodulant de façon synchrone le signal mesuré par les photodiodes, on obtient un signal d'erreur permettant de contrôler la longueur  $DARM$  en appliquant des forces sur les miroirs de bout des cavités, NE et WE. Cette boucle de contrôle est montrée sur la figure 2.4 et décrite plus en détail dans le paragraphe suivant. De plus, ce signal démodulé est le signal principal de Virgo, sensible aux ondes gravitationnelles.

Les puissances mesurées sur d'autres faisceaux extraits de l'interféromètre et éventuellement démodulées à différentes fréquences sont sensibles aux autres degrés de liberté et permettent de définir les forces à appliquer aux différents miroirs pour conserver le détecteur à son point de fonctionnement. Nous avons vu que  $DARM$  est contrôlé en déplaçant les miroirs NE et WE. Le contrôle de  $CARM$  est réalisé en déplaçant ces mêmes miroirs mais aussi en ajustant la fréquence du laser. Le contrôle de  $MICH$  déplace les miroirs BS et PR, alors que seul PR est déplacé pour le contrôle de  $PRCL$ . Les déplacements RMS résiduels des différents degrés de liberté obtenus sont de l'ordre de  $8 \times 10^{-16}$  m pour  $DARM$ ,  $2 \times 10^{-13}$  m pour  $PRCL$ ,  $3 \times 10^{-12}$  m pour  $MICH$  et  $9 \times 10^{-9}$  m pour  $CARM$  (pendant VSR2 [15]).

Notons que l'alignement des différents miroirs de l'interféromètre est aussi contrôlé de façon globale mais ne sera pas détaillé ici.

Revenons à la boucle de contrôle principale de  $DARM$ , représentée sur la figure 2.4. Le signal

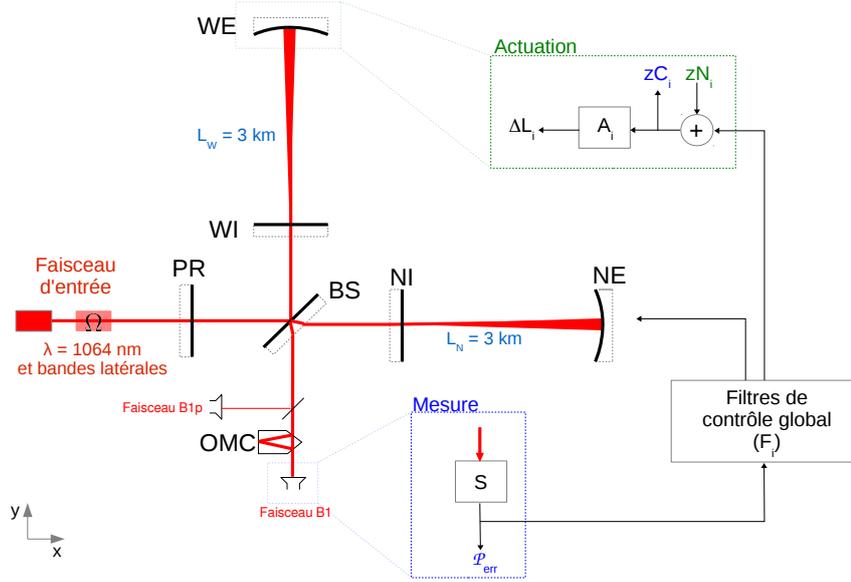


FIGURE 2.4 – Schéma de la configuration optique de Virgo et de la boucle de contrôle longitudinale *DARM* de l'interféromètre. La cavité mode-cleaner de sortie (OMC) est indiquée. Une petite fraction du faisceau est extrait avant l'OMC : il est appelé B1p et sera utilisé pour l'étalonnage du détecteur décrit dans le chapitre suivant.

d'erreur est la puissance  $\mathcal{P}_{err}$  (W) mesurée, en sortie de l'interféromètre, avec une fonction de transfert  $S$ . Des filtres  $F_i$  (V/W) sont définis pour déterminer les signaux de contrôle envoyés aux différents actionneurs des miroirs  $i$  afin de garder les miroirs à leurs positions nominales. La fonction de transfert des actionneurs est notée  $A_i$  (m/V). La puissance en sortie de l'interféromètre dépend des variations des positions des miroirs via la réponse optique  $G_i O_i$  de l'interféromètre (W/m) (où  $G_i$  est appelé gain optique (W/m) et  $O_i$  est la dépendance en fréquence de la réponse optique du détecteur, passe-bas de gain normalisé à 1 à basse fréquence). Cette boucle de contrôle passe par le gain unité à une fréquence de l'ordre de 80 Hz.

Pendant Virgo et Virgo+, les miroirs NE, WE, BS et PR étaient contrôlés à l'aide des actionneurs électromagnétiques des miroirs. Les actionneurs au niveau des marionnettes étaient aussi utilisés pour le contrôle basse fréquence ( $f < \sim 50$  Hz) des miroirs NE et WE.

## 2.4 Système de synchronisation

La plupart des boucles de contrôle de Virgo sont des boucles numériques : les signaux d'erreur analogiques mesurés sur le détecteur sont échantillonnés par des ADC, des calculs numériques sont réalisés dans des processeurs temps-réel (PC temps réel ou DSP) afin de générer les signaux de contrôle. Ceux-ci sont convertis en signaux analogiques par des DAC et appliqués aux actionneurs de la boucle de contrôle. Les voies d'ADC et de DAC sont relativement proches des capteurs et actionneurs. Les données numérisées sont échangées entre les différents sous-systèmes de Virgo à travers un réseau de fibres optiques dédié. Dans Virgo, la boucle de contrôle longitudinale était cadencée à une fréquence de 10 kHz. Pour réaliser ces boucles, il est nécessaire que

tous les éléments numériques des boucles de contrôles soient synchronisés.

Un système centralisé de distribution d'horloge a été mis en place pour Virgo, et amélioré en 2008 pour Virgo+ [16]. Il est basé sur le système GPS, permettant la synchronisation des données de Virgo avec celles d'autres expériences, LIGO en particulier. Un récepteur GPS génère un signal IRIG-B. Ce signal contient un signal 1 PPS<sup>8</sup>, associé à une date GPS. Le signal est distribué à travers une série de cartes de distribution d'horloge et envoyé par fibres optiques jusqu'aux différentes cartes d'électronique numérique de Virgo implantées dans les différents locaux de l'interféromètre. Le signal IRIG-B reçu est utilisé pour verrouiller les oscillateurs locaux des cartes numériques et pour estampiller les données avec le temps GPS.

Afin de synchroniser tous les éléments répartis sur le site de Virgo, les longueurs des fibres optiques ont été ajustées et des retards supplémentaires réglés dans les cartes de distribution d'horloge afin que la durée de propagation du signal IRIG-B depuis le récepteur GPS soit la même pour tous les éléments électroniques, avec une précision meilleure que 50 ns. Cette durée a été mesurée à 16,041  $\mu$ s ; elle est dominée par la longueur des fibres optiques, de l'ordre de 3 km.

---

8. pulse per second

## Chapitre 3

# Amélioration de la sensibilité de Virgo et prises de données avec LIGO

Dans ce chapitre, les principaux bruits limitant la sensibilité sont d'abord brièvement évoqués, avant de discuter l'amélioration de la sensibilité de Virgo au cours du temps. A partir de 2007, la sensibilité était suffisante pour prendre des données pour la recherche d'ondes gravitationnelles. Les différentes périodes d'observations, communes avec LIGO, sont décrites dans la dernière section.

Quelques remarques sur la caractérisation d'un bruit sont données dans l'annexe A.

### 3.1 Bruits limitant la sensibilité des détecteurs

Les bruits limitant les interféromètres utilisés pour rechercher les ondes gravitationnelles peuvent être classés en deux types, les *bruits fondamentaux*, c'est-à-dire les bruits ultimes limitant la sensibilité (bruit quantique, bruit thermique et bruit sismique) et les *bruits techniques*, c'est-à-dire des bruits qui peuvent en principe être réduits pendant les phases de réglages du détecteur<sup>1</sup>.

#### 3.1.1 Les bruits fondamentaux

- **Bruit sismique.** Le bruit sismique provient de l'activité géologique et de l'activité humaine à proximité du détecteur. C'est un bruit de déplacement : il induit un mouvement des miroirs. La densité spectrale typique du bruit sismique au niveau du sol sur le site de Virgo est  $\tilde{x}(f) \sim 10^{-7} \times \left(\frac{1\text{Hz}}{f}\right)^2 \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour  $f > 1 \text{ Hz}$ .

Ces déplacements sont jusqu'à  $10^8$  fois plus importants que la sensibilité à atteindre à 100 Hz pour détecter des coalescences d'étoiles à neutrons. Ce bruit est réduit à l'aide

---

1. **Remarque sur la caractérisation d'un bruit.** Une mesure est la somme du signal à mesurer et de bruits qui induisent des fluctuations de la valeur mesurée. En supposant que le bruit est gaussien, ces fluctuations tendent vers 0 quand on moyenne les données mesurées, ce qui permet d'estimer la valeur du signal à mesurer. Un bruit est donc caractérisé par sa dispersion  $\sigma$ , dont la dimension  $d$  est celle du signal mesuré. Mais cette dispersion dépend de la fenêtre temporelle  $\Delta t$  sur laquelle les données sont mesurées :  $\sigma \propto 1/\sqrt{\Delta t}$ . Afin de caractériser un bruit indépendamment de la façon dont les données sont moyennées, on utilise le coefficient de proportionnalité  $D$  défini par :  $\sigma = D/\sqrt{\Delta t}$ .  $D$ , de dimension  $d/\sqrt{T^{-1}}$  est donc caractéristique du bruit. L'étude fréquentielle d'un bruit conduit à définir un tel paramètre mais en fonction de la fréquence,  $D(f)$ , aussi appelée densité spectrale d'amplitude. Le paramètre  $D$  a pour unité l'unité du signal divisée par  $\sqrt{\text{Hz}}$ .

d'une chaîne de pendules réduisant le bruit en  $\sim 1/f^{14}$  au-dessus de leur fréquence de résonance de  $\sim 1$  Hz. Dans Virgo, le bruit sismique est suffisamment atténué pour ne pas limiter la sensibilité dans la bande de détection des ondes gravitationnelles.

- **Bruit thermique.** Le bruit thermique est un autre bruit de déplacement. Il provient des fluctuations de l'énergie thermique associée à chacun des modes propres des miroirs et de leurs fils de suspension au travers de mécanismes de dissipation. Le bruit thermique peut-être réduit en choisissant des matériaux spécifiques pour les miroirs et les fils, un faisceau laser plus large et éventuellement en refroidissant les miroirs. C'est le bruit qui limite la sensibilité nominale de Virgo de 10 Hz à une centaine de hertz.
- **Bruit de grenaille des photons.** Le bruit de grenaille des photons (ou *shot-noise*) est un bruit de mesure : il est associé à la statistique de comptage des photons sur les photodétecteurs. C'est le bruit fondamental qui limite la sensibilité de Virgo au-delà de  $\sim 100$  Hz. Le signal mesuré est proportionnel à la puissance  $P_{BS}$  du laser arrivant sur la séparatrice et le shot-noise à  $\sqrt{P_{BS}}$ . Par conséquent, le rapport signal sur bruit est proportionnel à  $\sqrt{P_{BS}}$  : le bruit dû au shot-noise est donc réduit en augmentant la puissance incidente sur la séparatrice. Pour cela, le moyen le plus direct est d'utiliser un laser puissant, mais d'autres méthodes sont aussi utilisées.

Tout d'abord, il faut remarquer que, pour un interféromètre de contraste parfait, le rapport signal sur bruit est maximal lorsque le détecteur est réglé sur une *frange noire*. On peut s'en convaincre qualitativement : une petite variation de puissance due à une onde gravitationnelle est plus facile à détecter si la puissance mesurée au point de fonctionnement est quasiment nulle que si elle est déjà forte.

Le fait que l'interféromètre soit réglé sur une frange noire permet d'utiliser la *technique de recyclage de puissance* : la puissance incidente sur la séparatrice étant peu transmise vers le port de détection, elle est principalement réfléchi vers le laser. L'ajout d'un miroir dit de recyclage de puissance (PR), réglé de telle sorte qu'on crée une cavité résonnante entre ce miroir et la réflexion de l'interféromètre, permet d'amplifier la puissance du laser dans cette cavité, et donc la puissance incidente sur la séparatrice. Par conséquent, cette technique réduit la contribution du shot-noise.

- **Bruit de pression de radiation.** La pression de radiation est un bruit de déplacement dû aux fluctuations quantiques du nombre de photons qui sont réfléchis sur les miroirs. Ce bruit augmente lorsque la puissance du faisceau augmente. Il contribue essentiellement à basse fréquence. Il n'était pas limitant pour Virgo mais va contribuer à limiter la sensibilité autour de 10 Hz pour Advanced Virgo. Notons que la puissance du laser résulte d'un compromis entre ses effets inverses sur le bruit de grenaille et sur le bruit de pression de radiation.

### 3.1.2 Les bruits techniques

En général, les bruits techniques ne sont pas entièrement prédictibles a priori. Cependant, ils peuvent être réduits à mesure que des procédures de diagnostic sont mises en place et l'appareillage mieux compris. Seuls quelques bruits techniques sont évoqués ici.

Certains bruits proviennent des imperfections de l'interféromètre. Par exemple, un des nouveaux miroirs installés pour Virgo+ en 2010 s'est avéré avoir un mauvais rayon de courbure, (3260 m au lieu de 3400 m) introduisant une asymétrie entre les faisceaux réfléchis par les deux bras et l'apparition de modes d'ordre supérieur dans le faisceau laser initialement gaussien. Ceci

avait pour effet de réduire le signal d'onde gravitationnelle tout en augmentant le bruit de grenaille. Il a fallu développer un système permettant de modifier le rayon de courbure du miroir en le chauffant suivant un motif particulier à l'aide d'une source de chaleur.

Une autre source est la contamination électromagnétique de l'électronique. En particulier, la sensibilité est détériorée pour des fréquences multiples de 50 Hz, fréquence du réseau électrique.

Les limitations des capteurs ou des actionneurs utilisés dans les boucles d'asservissement du détecteur (asservissements de la position et de l'orientation des miroirs, de la fréquence du laser, ...) peuvent aussi contribuer au bruit limitant la sensibilité du détecteur.

Un dernier exemple qui a limité la sensibilité de Virgo à basse fréquence est la lumière diffusée. La lumière diffusée par des éléments optiques peut se recombiner avec le faisceau principal. Si les éléments optiques sont mal isolés des bruits sismiques et acoustiques, cette lumière diffusée introduit du bruit de phase lors de la mesure du faisceau. Le couplage de la lumière diffusée avec l'interféromètre n'est pas linéaire et a été difficile à diagnostiquer puis à corriger dans Virgo. La réduction du bruit dû à la lumière diffusée est à l'origine de nombreuses améliorations techniques développées pour Advanced Virgo.

## 3.2 Sensibilités atteintes avec Virgo

La sensibilité des détecteur d'ondes gravitationnelles est représentée par la densité spectrale d'amplitude du bruit présent dans la mesure de l'amplitude d'onde gravitationnelle,  $h(t)$ , en fonction de la fréquence dans la bande de détection. La densité spectrale d'amplitude est donnée en  $1/\sqrt{\text{Hz}}$  ( $h$  est sans unité).

La courbe de sensibilité de Virgo a fortement évolué au cours du temps entre 2003 et 2011. Un historique des sensibilités est donné sur la figure 3.1(a). De 2003 à 2004, l'interféromètre était encore en construction, et les sensibilités sont données pour des configurations optiques incomplètes. A partir de 2005, Virgo avait atteint sa configuration optique nominale, avec cependant un faisceau laser dont la puissance a été augmentée progressivement. De plus, de nombreux bruits techniques limitaient la sensibilité aux ondes gravitationnelles et il a fallu plusieurs années pour identifier les sources de bruits et les réduire pour atteindre une sensibilité proche de la sensibilité nominale en 2009.

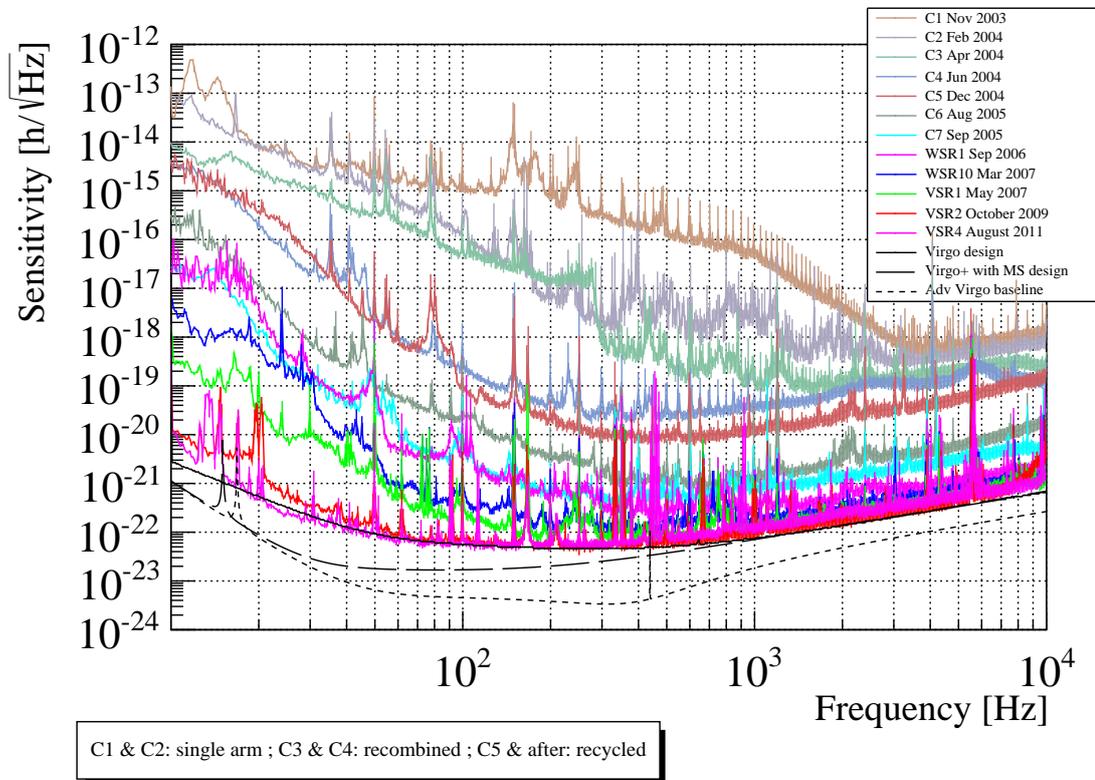
A partir de ces courbes de sensibilité, on définit en général un horizon moyen : c'est la distance maximale à laquelle une coalescence de deux étoiles à neutrons peut être détectée avec un rapport signal sur bruit de 8, moyennée sur toutes les directions du ciel et les orientations de la source. L'horizon atteint avant l'arrêt de Virgo fin 2011 était de 12 Mpc.

## 3.3 Prises de données réalisées avec Virgo et LIGO

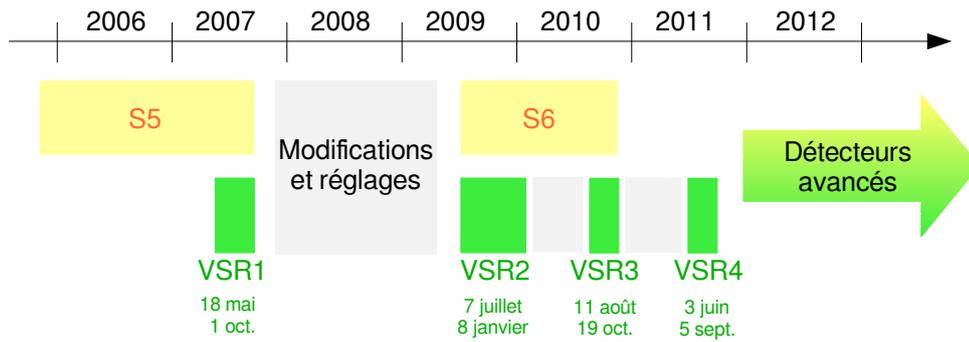
Une fois la sensibilité du détecteur Virgo suffisante, quatre périodes de prises de données scientifiques de quelques mois (VSR<sup>2</sup>, appelées *runs* dans la suite), ont été réalisées entre 2007 et 2011 afin de rechercher des signaux d'ondes gravitationnelles. Ces runs étaient séparés par des périodes d'amélioration du détecteur afin d'augmenter la sensibilité et l'horizon, augmentant les chances de détection des ondes gravitationnelles. Ces runs ont été réalisés de façon conjointe avec les runs de LIGO, collaboration qui possédait trois interféromètres sur deux sites aux Etats-Unis.

---

2. Virgo Science Run



(a) Historique de la courbe de sensibilité de Virgo au cours du temps. La courbe de sensibilité nominale d'Advanced Virgo est aussi montrée.



(b) Prises de données réalisées avec les détecteurs LIGO et Virgo initiaux de 2007 à 2011.

FIGURE 3.1 – Les courbes de sensibilité et les différents runs de Virgo au cours du temps.

Un accord a été signé en 2007 afin d'échanger les données des différents détecteurs et de mettre en place des groupes d'analyse communs. Un résumé des runs réalisés par Virgo et LIGO depuis 2007 est donné sur la figure 3.1(b). Virgo a réalisé quatre runs, qui représentent un total de 13 mois d'observation. L'horizon moyen atteint lors des runs a été de 4.5 Mpc, 10 Mpc, 7 Mpc et 12 Mpc pour VSR1, VSR2, VSR3 et VSR4 respectivement. Pendant ces périodes d'observation, le cycle utile du système d'acquisition des données était supérieur à 99,8% (en incluant les périodes de maintenance), et le temps mort de la reconstruction de  $h(t)$  en ligne hors périodes de maintenance était inférieur à 0,07%.

### 3.4 Evolution de Virgo à Virgo+ en bref

Des améliorations du détecteur ont été mises en œuvre en deux étapes pour passer de Virgo à Virgo+ de 2008 à 2010.

En 2008, entre VSR1 et VSR2, afin de pouvoir augmenter la puissance du faisceau laser dans l'interféromètre, un système de compensation thermique a été mis en place pour contrôler les effets de lentilles thermiques sur les miroirs d'entrée des bras ; les actionneurs des miroirs ont été remplacés afin de réduire le bruit de contrôle ainsi que des effets non-linéaires présents dans la première version ; la force des aimants collés sur les miroirs a été réduite pour limiter le couplage avec le bruit électromagnétique ambiant ; les systèmes de synchronisation temporelle et l'électronique numérique pour les boucles de contrôle rapides ont été remplacés.

En 2010, entre VSR2 et VSR3, les miroirs des cavités Fabry-Perot ont été changés afin de réduire les effets thermiques liés à l'absorption du faisceau dans le substrat des miroirs. Le remplacement des miroirs a permis d'augmenter la finesse des cavités (de 50 à 150) et de les suspendre avec des suspensions monolithiques [17] permettant de réduire le bruit thermique<sup>3</sup> Cependant, le bruit thermique des suspensions était plus important que prévu, limitant la sensibilité à basse fréquence, en dessous d'environ 100 Hz, pour VSR3 et VSR4. Il s'est avéré que ce bruit était dû en partie à un défaut du point d'accrochage des fils d'une suspension. De plus, les nouveaux miroirs NE et WE installés avaient des courbures trop différentes (rayons de courbure de 3280 m et 3400 m respectivement) et les deux faisceaux qui se recombinaient ayant des tailles différentes, le contraste de l'interféromètre, et par conséquent sa sensibilité, étaient dégradés. Afin de régler ce problème, un système auxiliaire a été mis en place entre décembre 2010 et mars 2011, afin de chauffer à l'aide d'une lampe halogène les miroirs NE et WE pour modifier leur courbure (il fallait environ 3 W absorbé par le miroir pour modifier son rayon de courbure de 130 m). Ces dispositifs ont permis de retrouver une configuration dans laquelle les courbures des miroirs étaient proches et ainsi d'améliorer la sensibilité pour le run VSR4. Enfin, un problème de lumière diffusée a été mis à jour : la cavité mode-cleaner de sortie (OMC) transmet la partie du faisceau qui contient le signal d'onde gravitationnelle et réfléchit les modes d'ordres supérieurs créés par les défauts de l'interféromètre. Cette cavité était installée sur un banc suspendu sous vide, mais le faisceau réfléchi était envoyé sur un banc externe à travers un hublot, où seule une petite fraction de sa puissance était mesurée, le reste étant envoyé vers un absorbeur. Une partie de la lumière diffusée

3. Initialement, les miroirs de Virgo étaient suspendus à des fils en acier de 0,2 mm de diamètre qui faisaient le tour du miroir par dessous. Du fait des caractéristiques mécaniques de l'acier et du contact entre le miroir et les fils, le bruit thermique de la suspension, qui limite la sensibilité jusqu'à quelques dizaines de hertz, était trop grand pour les nouveaux détecteurs. Afin de réduire ce bruit dans Virgo+, les fils ont été réalisés en silice (fused silica) qui a de bien meilleures propriétés mécaniques, et ils ont été accrochés au miroir "de façon monolithique" sur le côté des miroirs, de telle sorte que le miroir et le fil forment un élément de silice continu.

sur le hublot et les éléments optiques du banc externe se recouplait avec le faisceau principal. Ces optiques et le hublot étant soumis au bruit sismique, ce couplage générait un bruit de phase limitant la sensibilité dans certaines bandes de fréquences entre 1 Hz et 300 Hz. Ce bruit n'a été réduit qu'après VSR4, en novembre 2011, grâce à l'installation d'un dispositif absorbant la majeure partie de ce faisceau sur le banc suspendu, permettant de n'envoyer qu'un faisceau de faible puissance vers le banc externe : la quantité de lumière diffusée sur des éléments soumis au bruit sismique était ainsi largement réduite.



## Deuxième partie

# Etalonnage de Virgo et mesure de la courbe de sensibilité

Les objectifs principaux de l'étalonnage et de la reconstruction de Virgo sont (i) de caractériser la sensibilité de l'interféromètre aux ondes gravitationnelles en fonction de la fréquence,  $h(f)$ , (ii) de reconstruire l'amplitude  $h(t)$  de l'onde gravitationnelle à partir des données mesurées et (iii) de fournir un outil pour simuler le passage d'une onde gravitationnelle dans le détecteur en appliquant un mouvement forcé à certains miroirs. Ces trois objectifs nécessitent d'étalonner un certain nombre d'éléments du détecteur afin de connaître leur réponse fréquentielle (fonction de transfert) et leur synchronisation temporelle. Dans tous les cas, la base des mesures est l'étalonnage d'un actionneur d'un miroir de manière absolue. Il faut pour cela utiliser un étalon de longueur. Nous verrons que l'étalon de longueur utilisé est la longueur d'onde du laser de Virgo,  $1064,0 \pm 0,1$  nm. Les incertitudes systématiques de l'étalonnage sont estimées à partir de mesures réalisées avec différents types de données et la stabilité des paramètres étalonnés au cours du temps est étudiée.

Dans cette partie, les paramètres à étalonner, les méthodes utilisées et les incertitudes obtenues lors de l'étalonnage de Virgo sont d'abord résumés. La mesure de la sensibilité de Virgo est ensuite décrite. Des détails supplémentaires sont donnés dans la publication [18] parue en 2011 et reportée en annexe C.

## Chapitre 4

# Ce qu'il faut étalonner

Les algorithmes de recherches d'ondes gravitationnelles utilisent comme signal à analyser les variations différentielles relatives de la longueur des bras induites par des sources externes, incluant le bruit et un potentiel signal d'onde gravitationnel. Cette variation différentielle de longueur est notée  $\Delta L_{ext}$  et le but de l'étalonnage est de fournir le signal  $h_{ext}$  mesuré par le détecteur en fonction de la fréquence  $h(f)$  ou en fonction du temps  $h(t)$  :

$$h_{ext} = \frac{\Delta L_{ext}}{L_0} \quad (4.1)$$

où  $\Delta L(t) = L_x(t) - L_y(t)$  est la variation de longueur des bras  $x$  et  $y$  par les sources externes et  $L_0 = 3$  km la longueur des bras en l'absence de perturbation<sup>1</sup>.

Nous avons vu que l'interféromètre Virgo est asservi par une boucle de contrôle afin de conserver son point de fonctionnement, en particulier pour conserver ses cavités en résonance. Un schéma bloc de cette boucle est représenté sur la figure 4.1. A basse fréquence, le bruit est dominé par l'activité sismique : un déplacement  $\Delta L_{ctrl}$  dû aux contrôles est appliqué pour déplacer effectivement les miroirs à l'opposé du mouvement  $\Delta L_{ext}$  dû aux sources externes. Ainsi, le déplacement résiduel  $\Delta L_{res}$  reste suffisamment petit pour garder les cavités à la résonance.

### 4.1 Mesure de la sensibilité $h(f)$ de Virgo

Les signaux d'ondes gravitationnelles étant très rares, le signal mesuré par Virgo est totalement dominé par le bruit de mesure. La sensibilité du détecteur est définie comme la densité spectrale d'amplitude du bruit présent dans la mesure de l'amplitude d'onde gravitationnelle,  $h_{ext}(t)$ , en fonction de la fréquence dans la bande de détection, de 10 Hz à 10 kHz.

La sensibilité de l'interféromètre  $h_{ext}(f)$  est estimée en multipliant, dans le domaine fréquentiel, la densité spectrale d'amplitude de la puissance mesurée en sortie de l'interféromètre<sup>2</sup>  $\mathcal{P}_{err}$  ( $W/\sqrt{Hz}$ ) par l'inverse de la fonction de transfert décrivant la réponse de l'interféromètre, en  $m/W$ , puis en divisant le résultat par 3 km pour obtenir  $h(f)$  (selon l'équation 4.1).

La fonction de transfert de l'interféromètre pourrait être modélisée complètement entre 10 Hz et 10 kHz à partir de la connaissance de toutes les fonctions de transfert de la boucle,  $O_{ITF}$ ,  $S$ ,

---

1. Nous utilisons  $L_0 = 3000$  m alors que  $L_0 = 2999,800$  m. Ceci introduit une erreur de 0,007% dans l'étalonnage, complètement négligeable.

2. puissance souvent appelée *signal de frange noire*

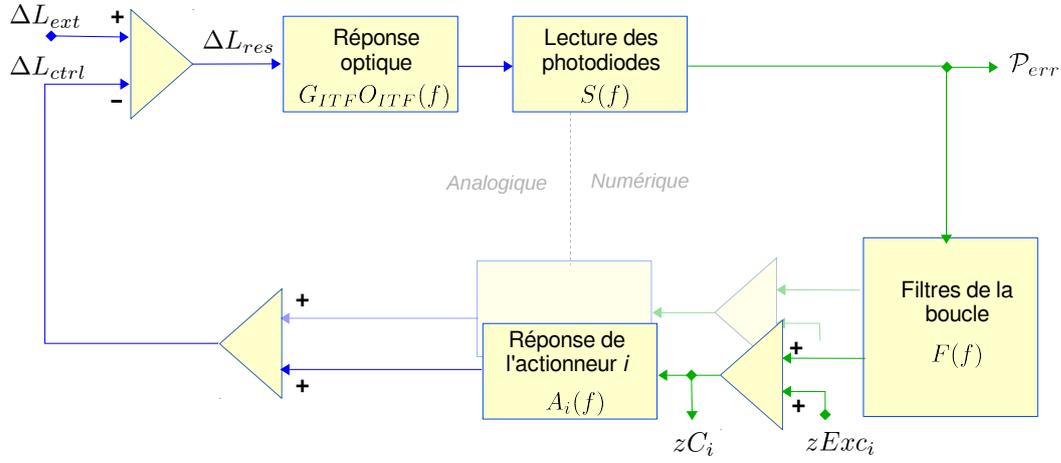


FIGURE 4.1 – Schéma de la boucle de contrôle longitudinale de Virgo.

$F$ ,  $A_{mir}$ , normalisée par le gain optique  $G$  :

$$TF_{ITF} = \frac{\mathcal{P}_{err}(f)}{\Delta L_{ext}(f)} = \frac{G \cdot O_{ITF} \cdot S}{1 + G \cdot O_{ITF} \cdot S \cdot F \cdot A} \quad (4.2)$$

$F$  est un filtre numérique complexe qui permet d'estimer les signaux de contrôle de chaque miroir à partir du signal d'erreur de la photodiode.

Il a une bande passante d'environ 100 Hz : l'interféromètre est donc contrôlé jusqu'à quelques centaines de hertz, mais aucune correction n'est appliquée à plus haute fréquence où les miroirs sont complètement libres.

**Mesure de la fonction de transfert** – En pratique, il est plus simple de mesurer directement la fonction de transfert de l'interféromètre : il suffit de forcer un déplacement connu à un miroir de bout de bras (en ajoutant un signal sur la voie  $zExc$ ) et de mesurer son effet sur le signal de frange noire  $\mathcal{P}_{err}$  : nous obtenons ainsi la fonction de transfert en W/m. Nous voyons qu'il suffit pour cela d'avoir au préalable étalonné l'actionneur du miroir utilisé,  $A_{mir}$ , en m/V, pour connaître le déplacement induit.

**Extrapolation de la fonction de transfert à haute fréquence** – Du fait de la sensibilité du détecteur et de la dynamique et de la bande-passante limitées des actionneurs, il n'est pas possible de réaliser cette mesure dans toute la bande-passante de Virgo, mais seulement entre 10 Hz et  $\sim 1$  kHz. Cependant, à haute fréquence, les miroirs étant libres ( $F \rightarrow 0$ ), la fonction de transfert s'exprime plus simplement par :

$$TF_{ITF}^{HF} = G \cdot O_{ITF} \cdot S \quad (4.3)$$

Cette équation montre qu'il suffit de connaître la réponse optique  $G \cdot O_{ITF}$  et d'avoir étalonné la réponse de la lecture de la photodiode  $S$  pour modéliser complètement la fonction de transfert à

haute fréquence. La forme de la réponse optique est approchée par un pôle simple à la fréquence  $f_p$  :

$$O_{ITF}(f) \sim C_{pole}(f) = \frac{1}{1 + j\frac{f}{f_p}} \quad (4.4)$$

Pour connaître la réponse optique, il faut donc d’abord connaître la fréquence  $f_p$  du pôle, qui dépend de la finesse  $\mathcal{F}$  des cavités Fabry-Perot :  $f_p = \frac{c}{4\mathcal{F}L_0}$ . Le gain optique  $G$  (W/m) varie au cours du temps et doit être mesuré au moment de la mesure de la sensibilité de Virgo : il suffit d’appliquer une excitation sinusoïdale d’amplitude connue à un miroir (appelée “ligne de calibration”) et de mesurer l’amplitude de cette ligne dans le signal  $\mathcal{P}_{err}$ . C’est donc encore la réponse d’un actionneur électromagnétique,  $A_{mir}$  qu’il faut connaître au préalable.

Soulignons que cette mesure directe de la fonction de transfert par excitation d’un miroir a l’avantage de s’affranchir de la connaissance et du suivi des filtres  $F$  qui sont régulièrement modifiés pour améliorer le verrouillage de l’interféromètre et pour suivre l’évolution des conditions du détecteur.

## 4.2 “Injections hardware”

Les groupes d’analyse fournissent un signal  $h(t)$  à simuler dans l’interféromètre. Ce signal est injecté en déplaçant de la quantité correspondante un des miroirs d’extrémité de l’interféromètre. Il faut donc au préalable avoir étalonné la réponse de l’actionneur du miroir utilisé pour cette simulation :  $A_{mir}$ , en m/V. A partir de  $h(t)$  et de  $A_{mir}(f)$ , on construit le signal d’excitation, en V, à envoyer à l’actionneur du miroir.

Ces simulations de faux événements d’onde gravitationnelle sont réalisées de façon cohérente et en coïncidence dans les différents détecteurs Virgo et LIGO. Afin que le signal détecté par les analyses soit correct, il est donc important d’exciter le miroir au moment demandé, à quelques microsecondes près. L’étalonnage temporel de  $A_{mir}(f)$  par rapport au temps GPS est donc très important.

## 4.3 Reconstruction de $h(t)$

La reconstruction du signal  $h(t)$  dans le domaine temporel est décrite en détail dans la partie suivante. La technique de reconstruction développée pour l’expérience Virgo est basée sur la soustraction de la contribution des signaux de contrôle au signal de frange noire. Ceci permet de retrouver le signal d’un interféromètre comme s’il n’était pas contrôlé. La méthode utilise les signaux mesurés en ligne  $\mathcal{P}_{err}(t)$  et  $zC_i(t)$  et les fonctions de transfert suivantes étalonnées au préalable :  $O_{ITF}$ ,  $S(f)$  et  $A_i(f)$  ( $A_{mir,i}(f)$  et  $A_{mar,i}(f)$ , les réponses des actionneurs des miroirs et des marionnetes)..

Chaque détecteur du réseau LIGO-Virgo fournit un tel signal  $h(t)$  pour les analyses de données. Afin de combiner correctement les signaux des différents détecteurs, leur synchronisation par rapport au temps GPS est importante. Là aussi, une précision de quelques dizaines de microsecondes est nécessaire.

## 4.4 Résumé : les sous-systèmes à étalonner

Dans cette section, nous venons de voir quels paramètres doivent être étalonnés afin d'accomplir les trois objectifs finals de l'étalonnage. Pour résumer, les sous-systèmes à étalonner sont :

- les réponses des actionneurs des miroirs et marionnettes à une excitation longitudinale, permettant de convertir le signal noté  $zC_i$  en un déplacement noté  $\Delta L_i$  pour le miroir  $i$ . L'étalonnage fournit les fonctions de transfert notées  $A_i(f)$ , données en m/V.
- l'électronique de lecture des photodiodes du faisceau B1, en sortie de l'interféromètre, permettant de mesurer la voie  $\mathcal{P}_{err}$ . Il n'est pas nécessaire d'étalonner précisément le gain absolu de cette fonction de transfert (nous verrons plus tard comment est étalonné un paramètre de normalisation plus global), mais il est important de bien connaître la dépendance en fréquence de la fonction de transfert associée à cette lecture entre quelques hertz et une dizaine de kilohertz. L'estampillage temporel absolu (relatif au GPS) de la voie  $\mathcal{P}_{err}$  mesurée doit aussi être déterminé. L'étalonnage fournit la fonction de transfert notée  $S(f)$ .
- la réponse optique de l'interféromètre à une variation différentielle de la longueur des cavités Fabry-Perot, en W/m. La forme de cette fonction de transfert,  $O_{ITF}(f)$ , est approchée par un pôle simple, suivant l'équation 4.4, dont la fréquence  $f_p$  dépend de la finesse des cavités. La mesure de la finesse des cavités fait donc partie de l'étalonnage du détecteur.
- le gain optique  $G$  de cette réponse, en W/m : ce gain varie de quelques pourcents au cours du temps. Il est donc estimé en-ligne lors de l'estimation de la sensibilité de Virgo  $h(f)$  d'une part, et en permanence pour la reconstruction du signal  $h(t)$ . Pour cela, des "lignes de calibration" sont injectées en permanence dans le détecteur : ce sont des excitations sinusoïdales appliquées à chaque miroir à des fréquences précises. Le déplacement des miroirs induit est connu grâce à l'étalonnage de  $A_{mir}$ , et l'amplitude de ces lignes dans le signal  $\mathcal{P}_{err}$  permet d'estimer et de suivre les valeurs de ce gain optique. Notons que ce gain optique inclut le gain de  $S(f)$ .

# Chapitre 5

## Résumé de l'étalonnage de Virgo

### 5.1 Etalonnage (temporel) des photodiodes principales de Virgo

#### 5.1.1 Lecture de la photodiode B1 et estampillage temporel

Le principe de lecture d'une photodiode est représenté sur la figure 5.1. Le signal radio-fréquence de la photodiode est amplifié puis démodulé analogiquement à la fréquence de référence ( $\sim 6$  MHz pour le signal de frange noire). La démodulation génère deux signaux, résultats de la démodulation en phase et en quadrature. La phase de la démodulation est ajustée pour que le signal à mesurer se trouve dans le signal en phase et que le signal en quadrature reste proche de zéro. Le signal en sortie du préamplificateur est mesuré en parallèle sur une

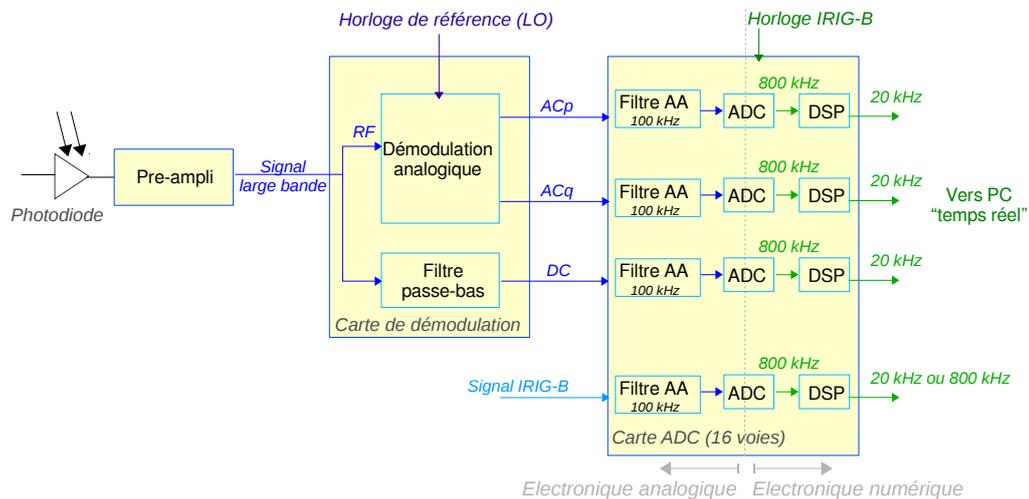


FIGURE 5.1 – Schéma de principe de la lecture du signal d'une photodiode. (Filtre AA : filtre anti-repliement). La quatrième voie échantillonne un signal en provenance d'une horloge GPS pour l'étalonnage temporel du système.

voie “DC” qui ne conserve que les composantes du signal en dessous d’une centaine de kHz. Ces trois signaux analogiques sont numérisés sur une carte ADC dont chaque voie comprend plusieurs étages : (1) filtrage anti-repliement<sup>1</sup> réalisé de façon analogique avec une fréquence de coupure à 100 kHz, (2) numérisation des données à 800 kHz dans un chip ADC, (3) filtrage anti-repliement numérique et sous-échantillonnage à 20 kHz réalisés dans un DSP. Les trois voies échantillonnées à 20 kHz sont ensuite envoyées par fibre optique vers un PC temps-réel dans lequel les signaux numériques sont utilisés dans les boucles de contrôle et orientés vers l’arbre de collection des données. Rappelons que tous les éléments numériques (cartes ADC et PC temps-réel) sont synchronisés par un système de distribution d’horloge basé sur le temps GPS.

Le signal de frange noire,  $\mathcal{P}_{err}$ , est une combinaison des signaux  $ACp$  mesurés sur deux photodiodes recevant chacune la moitié de la puissance du faisceau B1 en sortie de l’interféromètre.

### 5.1.2 Etalonnage de l’estampillage temporel des données

Il est important de mesurer l’estampillage absolu de la voie mesurée par rapport au temps GPS. Le temps de réponse de la photodiode, du préamplificateur et de la démodulation analogique est de l’ordre de quelques nanosecondes : il introduit donc un retard négligeable dans la chaîne de lecture. Les mesures de l’estampillage absolu concernent donc principalement la carte ADC : un signal 1 PPS auxiliaire généré par le récepteur GPS de Virgo est envoyé “directement” sur une voie d’ADC, numérisé et enregistré dans les données, comme indiqué sur la figure 5.1. Il est alors possible de comparer la position du signal 1 PPS à la position du début de la seconde dans les données. L’écart entre les deux provient du retard de  $\sim 16 \mu\text{s}$  dans la distribution de l’horloge IRIG-B centrale (voir section 2.4), du retard de l’électronique analogique et du retard introduit par les opérations numériques (celui-ci est connu a priori). Les détails des mesures sont décrits dans la note [19]. Les différentes mesures et la compréhension de la chaîne d’acquisition sont cohérentes et ont permis de déterminer la datation absolue des données en temps GPS avec une incertitude systématique de  $4 \mu\text{s}$ .

Des signaux d’horloge émis par différentes sources (un deuxième récepteur GPS et une horloge atomique non asservie) ont été numérisés en permanence sur une voie d’ADC afin de contrôler la stabilité de l’estampillage [20]. Ces mesures ont permis de conclure que la génération du signal d’horloge de référence est stable à 300 ns près, et que le retard introduit par la voie de lecture de la photodiode est stable à mieux que quelques dizaines de nanosecondes près.

### 5.1.3 Mesure de la fonction de transfert de la lecture de la photodiode

La dépendance en fréquence de la réponse de la voie de lecture des photodiodes B1 doit être connue. La réponse de la photodiode et de l’électronique analogique (étages de préamplification et de démodulation) avait été mesurée lors de la fabrication des cartes électroniques. Le module de cette réponse est constant à mieux que 0,5% près sur une bande passante de quelques dizaines de kilohertz. La fonction de transfert introduite par les filtres numériques est censée être parfaitement connue et modélisée. Cependant, afin de la vérifier, le signal de la photodiode

1. filtre anti-repliement : filtre chargé d’éliminer les parties du signal dont la fréquence est supérieure à la fréquence de Nyquist (la moitié de la fréquence d’échantillonnage). En l’absence d’un tel filtre, les composantes hautes fréquences du signal génèrent des signaux parasites dans la bande basse fréquence qu’on cherche à mesurer. Pour un signal échantillonné à  $f_{ech}$ , la fréquence de Nyquist est  $f_N = \frac{f_{ech}}{2}$ . Les composantes du signal à la fréquence  $f$  créent un artifact à la fréquence  $f' = (-1)^i f + (-1)^{i+1} 2[\frac{i+1}{2}] f_N$  où  $i = \lfloor \frac{f}{f_N} \rfloor$  : on dit que le spectre est “replié”

a été échantillonné sur deux voies d'ADC avec des fréquences d'échantillonnage différentes et des filtres numériques coupant à des fréquences différentes : la comparaison des deux signaux mesurés a permis de valider que les filtres numériques se comportaient comme prévu.

Il faut noter que, pour l'étalonnage des actionneurs des miroirs discuté dans la prochaine section, une petite fraction du faisceau sortant de l'interféromètre est extraite avant le mode-cleaner de sortie et envoyée sur d'autres photodiodes<sup>2</sup> (faisceau appelé B1p, représenté sur la figure 2.4). Afin d'étalonner correctement les actionneurs, les voies de lecture de ces photodiodes doivent aussi être étalonnées. La réponse est globalement la même que pour les photodiodes principales, avec un retard légèrement différent (différence inférieure à 1  $\mu$ s) lié aux filtres anti-repliement analogiques dont les valeurs des composants électroniques varient faiblement d'une voie ADC à une autre.

## 5.2 Etalonnage absolu direct des actionneurs des miroirs

Nous avons vu qu'il est nécessaire d'étalonner les actionneurs des miroirs, c'est-à-dire mesurer leurs fonctions de transfert, en m/V. Il faut pour cela déterminer un étalon absolu de longueur. L'étalon est la longueur d'onde du laser de Virgo lui-même lorsque l'interféromètre est configuré en Michelson simple<sup>3</sup> : la relation non-linéaire entre la longueur des cavités de l'interféromètre et la puissance en sortie de l'interféromètre permet de "compter les franges" d'interférences qui défilent et de leur associer un déplacement des miroirs : on sait que, entre chaque frange, la longueur différentielle des bras a varié de  $\frac{1}{2}1064,0 \pm 0,1$  nm. La méthode, basée sur cet effet non-linéaire, et qui permet d'étalonner le miroir BS et les miroirs des bras, n'est pas expliquée ici, mais ses performances et les résultats obtenus sont décrits.

### 5.2.1 Réponse des actionneurs électro-magnétiques à étalonner

Le principe des actionneurs électro-magnétiques de Virgo a été décrit dans la section 2.2.3. Rappelons que plusieurs voies électroniques sont disponibles : une voie appelée "High Power" (HP) qui permet de générer des courants élevés mais est relativement bruyante, et une ou deux voies appelées "Low Noise" (LN) qui génèrent moins de bruit mais dont la dynamique est plus faible.

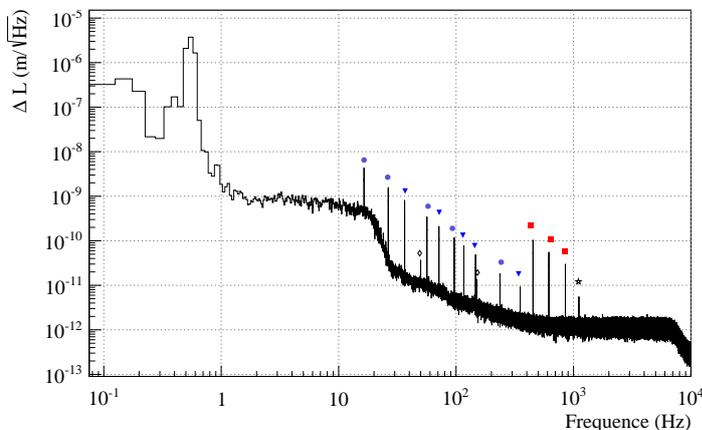
La fonction de transfert à étalonner est la fonction de transfert, en m/V, de l'actionneur configuré dans le même mode que lorsque Virgo prend des données, c'est-à-dire dans le mode "Low Noise". Cependant, du fait de la dynamique des différentes voies des actionneurs, seule la voie "High Power" peut être étalonnée avec la méthode directe décrite dans cette section. L'étalonnage du mode "Low Noise" nécessite une étape supplémentaire qui sera discutée plus tard.

---

2. en effet, pour les mesures d'étalonnage de miroirs, nous verrons que l'interféromètre n'est pas à son point de fonctionnement : en particulier, il n'est pas possible de verrouiller la cavité mode-cleaner sur une résonance pour pouvoir utiliser le faisceau transmis dans ce cas.

3. afin de configurer l'interféromètre dans une configuration de Michelson simple avec les miroirs BS, NI et WE par exemple, il suffit de désaligner les autres miroirs, PR, NE et WI. La réflexion du faisceau sur ces miroirs introduit des pertes de puissance mais les deux faisceaux qui se recombinaient sur la séparatrice ne sont sensibles qu'aux longueurs entre BS et NI d'une part et BS et WE d'autre part.

## 5.2.2 Mesure absolue de longueur



(a) Sensibilité des mesures d'étalonnage pendant VSR4

FIGURE 5.2 – Etalonnage des actionneurs des miroirs. (a) Courbe de sensibilité (ou courbe de bruit) des mesures d'étalonnage des actionneurs des miroirs : densité spectrale d'amplitude  $\Delta L(f)$  de la voie  $\Delta L(t)$  reconstruite dans le domaine temporel. Différentes lignes sont visibles : les excitations sinusoïdales appliquées aux actionneurs de BS (carrés rouges), aux actionneurs “up-down” de WE (triangles bleus) et “left-right” de WE (ronds bleus) ; les lignes avec des marqueurs vides sont les lignes dues au secteur électrique (50 Hz et 150 Hz) et une ligne utilisée pour la boucle de stabilisation de la fréquence du laser à 1111 Hz.

Afin d'étalonner ces actionneurs, un moyen de faire une mesure absolue de longueur est nécessaire. Le déplacement relatif des miroirs est reconstruit en configurant l'interféromètre en Michelson simple, et en utilisant la longueur d'onde du laser comme étalon de longueur<sup>4</sup> et la réponse non linéaire du Michelson quand les franges d'interférence défilent. Cette méthode est décrite en détail dans les notes [21, 22] et la publication [18].

Le résultat de cette reconstruction est un signal numérique noté  $\Delta L(t)$  et étalonné en mètres. La sensibilité de ces mesures,  $\Delta L(f)$ , est montrée sur la figure 5.2(a).

## 5.2.3 Bruits limitant l'étalonnage direct des actionneurs des miroirs

Des simulations ont été réalisées [22] afin de mieux comprendre les bruits limitant la mesure de  $\Delta L$  lors de l'étalonnage des actionneurs. La simulation se déroule en deux étapes : tout d'abord, le détecteur est simulé<sup>5</sup> [23] (laser et modulation frontale, configuration optique, suspension des miroirs, bruit sismique, bruit thermique, bruit de grenaille, bruit de l'électronique de lecture des photodiodes) afin d'obtenir les signaux temporels mesurés par la photodiode utilisée

4. L'incertitude de l'étalon absolu de longueur est de l'ordre de 0,1 nm, soit une erreur relative de  $10^{-5}$ , négligeable dans le processus d'étalonnage. Notons que le laser de Virgo était un Nd-YAG et celui de Virgo+ un Nd-YVO4 : avec ces matériaux amplificateurs différents, un écart de 0.1 nm avait été observé entre les longueurs d'onde des faisceaux émis par les deux laser.

5. avec le logiciel Siesta

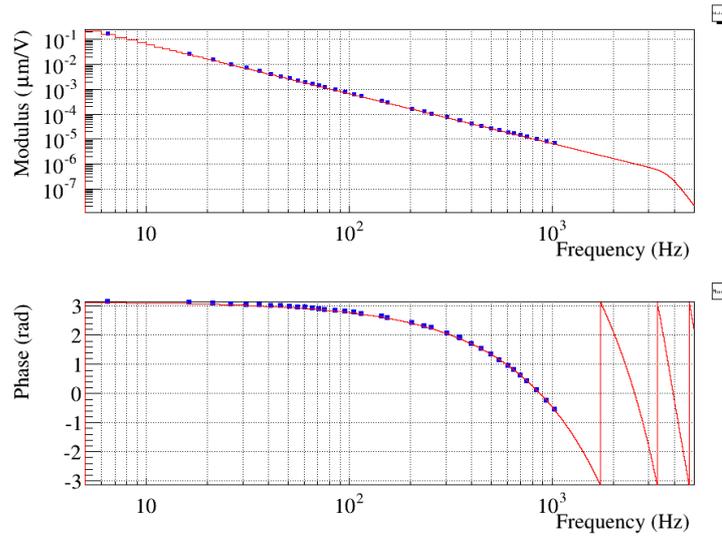
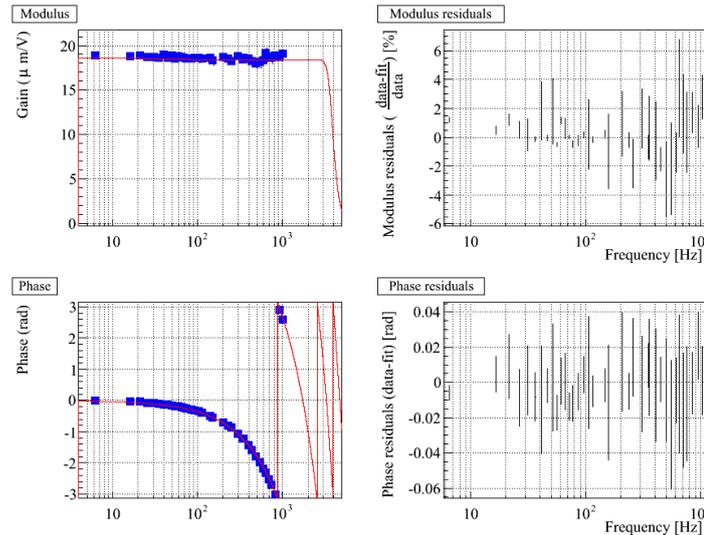
(a) Fonction de transfert d'un actionneur,  $A_{WE}(f)$ (b) Fonction de transfert d'un actionneur, corrigée de la réponse nominale du pendule,  $A_{WE}(f)/A_{WE,nominale}(f)$ 

FIGURE 5.3 – Fonction de transfert (module et phase) de l'actionneur du miroir WE mesurée en mode “Low Noise”, après combinaison des mesures en mode “High Power” et des mesures de courant permettant de transférer la mesure d'un mode à l'autre. (a) Fonctions de transfert mesurée (points bleus) et ajustement (courbe rouge). La réponse est dominée par la réponse mécanique du pendule : le module décroît en  $1/f^2$ . Des excitations sinusoïdales d'amplitude 1 V et de fréquences 10 Hz ou 1 kHz induisent un déplacement sinusoïdale du miroir aux mêmes fréquences mais d'amplitudes de l'ordre de 100 nm et 10 pm respectivement. Le modèle prend en compte le filtre anti-alias nominal du DAC dont la fréquence de coupure est autour de 3 kHz. La phase est dominée par une variation linéaire en fréquence, ce qui correspond à un retard : c'est le retard de la chaîne d'actuation. De plus, la phase à basse fréquence est égale à  $\pi$ , ce qui indique que, du fait de la réponse mécanique du pendule, le mouvement du miroir est en opposition de phase avec la tension d'excitation sinusoïdale appliquée en entrée de l'actionneur. (b) Pour mieux visualiser les variations et incertitudes de la fonction de transfert qui décroît en  $f^{-2}$ , la fonction de transfert mesurée a été divisée par la fonction de transfert mécanique nominale du pendule : un pôle complexe à 0.6 Hz avec un facteur de qualité de 1000. A gauche : mesures (points bleus) de la fonction de transfert et ajustement par un modèle (courbe rouge). A droite : résidus entre l'ajustement et les mesures. Ces mesures ont été obtenues pour le run VSR4 (2011).

pour l'étalonnage ; ensuite, l'algorithme de reconstruction de  $\Delta L(t)$  est appliqué sur ces données simulées.

Dans un premier temps, la simulation optique a été validée par comparaison à un calcul analytique. Un calcul analytique a permis d'estimer les valeurs moyennes et les amplitudes des variations des puissances "DC" et démodulées attendues, en fonction des différents paramètres optiques du détecteur mais en négligeant les bruits. Les simulations du détecteur Virgo+ ont été réalisées. La comparaison des simulations, du calcul analytique et des données réelles de Virgo+ ont permis de valider les simulations. Ensuite, la sensibilité de la reconstruction de  $\Delta L$  sur les données simulées a été comparée aux données réelles reconstruites de Virgo+, ce qui a permis de valider la chaîne complète.

Ces simulations ont permis de mieux comprendre l'origine des bruits limitant la sensibilité  $\Delta L$  des mesures d'étalonnage montrée sur la figure 5.2(a). A haute fréquence, les mesures de Virgo+ étaient limitées par le bruit de l'électronique de lecture de la photodiode, un facteur 10 au-dessus du bruit de grenaille. Autour de quelques dizaines de hertz, les simulations indiquent que le bruit provient d'un couplage non-linéaire entre du bruit sismique à plus basse fréquence et le mouvement longitudinal de l'interféromètre simple. Il est probable que ce soit lié à un mouvement de rotation des miroirs. Cette source de bruit mérite d'être étudiée plus en détail afin de réduire ce bruit dans le futur.

#### 5.2.4 Etalonnage direct des miroirs des bras de l'interféromètre et de la séparatrice

Afin d'étalonner les miroirs des cavités Fabry-Perot et la séparatrice BS, le détecteur est configuré dans différentes configurations de Michelson simple en désalignant les miroirs inutiles. La différence de longueur  $\Delta L$  des deux bras de l'interféromètre est reconstruite avec la méthode décrite précédemment. On applique alors un signal  $zC$  connu à l'actionneur d'un miroir. La fonction de transfert allant de  $zC$  à  $\Delta L$  est une mesure de l'actionneur des miroirs.

Le principe est simple, mais il faut noter que la fonction de transfert mesurée doit être corrigée de la réponse optique du Michelson : en particulier, pour les miroirs de bout de bras, un retard de 10  $\mu\text{s}$  doit être enlevé de la mesure car il correspond au temps mis par la lumière pour aller du miroir à la photodiode et n'est donc pas lié à l'actionneur lui-même.

Du fait de la sensibilité de cette mesure de  $\Delta L$  et de la force maximum que l'on peut appliquer au miroir, la fonction de transfert ne peut être mesurée qu'à quelques fréquences à la fois (il n'est pas possible d'appliquer un signal large bande suffisamment puissant à l'actionneur), et seulement dans le mode "High Power". Pour chaque fréquence mesurée, une force sinusoïdale d'amplitude de l'ordre du mN était appliquée pendant quelques minutes.

### 5.3 Transfert de l'étalonnage absolu des actionneurs

Nous venons de voir comment étalonner les actionneurs des miroirs des cavités Fabry-Perot et de la séparatrice en mode "High Power". Cependant, c'est leur étalonnage en mode "Low Noise" qui est utile pour les étapes finales de l'étalonnage. De plus, il faut aussi étalonner les actionneurs du miroir PR et des marionettes.

La mesure absolue que nous venons de voir sert de première étape. En comparant la réponse des autres actionneurs à ceux calibrés initialement, on peut en déduire leur fonction de transfert.

### 5.3.1 Principe du transfert d'étalonnage

Comme schématisé sur la figure 5.4, le transfert d'étalonnage est basé sur la comparaison de la réponse d'un détecteur  $R$  à deux excitations  $Exc$  différentes, l'une appliquée à travers un système étalonné  $A_{ref}$  qui sert de référence, et l'autre appliquée à travers le système à étalonner  $A_{inconnu}$ .

Ce principe est utilisé pour transférer l'étalonnage en longueur depuis les actionneurs étalonnés sur la longueur d'onde du laser (actionneurs miroirs des bras de l'interféromètre et BS, en mode "High Power") vers les autres actionneurs : actionneurs des mêmes miroirs mais en mode "Low Noise", actionneurs d'autres miroirs (PR en particulier) et actionneurs des marionnettes. Les systèmes utilisés pour ces trois types de transfert sont maintenant brièvement décrits.

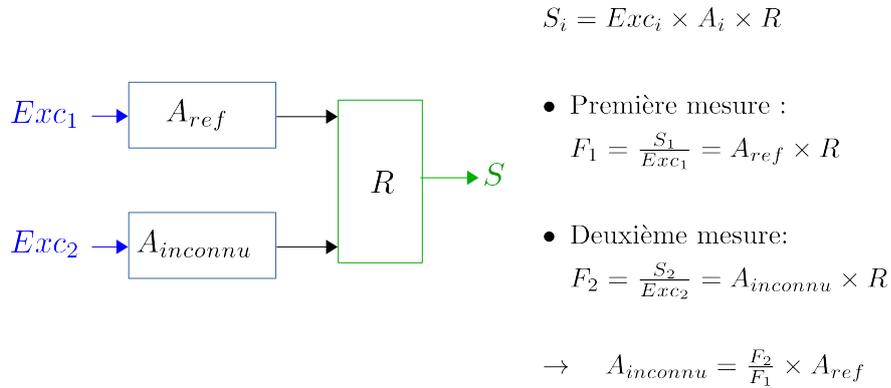


FIGURE 5.4 – Schéma de principe du transfert d'étalonnage entre deux systèmes, l'un de référence déjà étalonné, et l'autre à étalonner. Les signaux mesurés sont  $S$ ,  $Exc1$  et  $Exc2$ .

### 5.3.2 Transfert d'étalonnage du mode "High Power" vers le mode "Low Noise"

Nous avons vu que ce sont les actionneurs en mode "Low Noise" qu'il faut étalonner, mais que les mesures directes ne permettent de les étalonner qu'en mode "High Power". Le système permettant de faire le transfert d'étalonnage est l'actionneur lui-même, avec une mesure du courant circulant dans la bobine  $Curr$  (voir figure 2.3). En comparant le courant qui circule dans la bobine en réponse à une excitation donnée en mode "High Power" puis en mode "Low Noise", l'amplitude et la phase de la fonction de transfert mesurée précédemment peuvent être modifiées pour obtenir la fonction de transfert de l'actionneur en mode "Low Noise". Pour ce transfert, il est supposé que la force appliquée par l'actionneur sur le miroir est proportionnelle au courant mesuré<sup>6</sup>.

Afin d'obtenir une paramétrisation de la fonction de transfert, ces données sont ensuite ajustées par un modèle composé du filtre anti-repliement nominal de l'actionneur, de la réponse mécanique nominale du pendule, et d'un nombre ad hoc de pôles et de zéros. Un exemple de résultat d'étalonnage est montré sur la figure 5.3. Pour la première version des actionneurs, utilisés pendant VSR1 et VSR2, une diminution du gain avec la fréquence était observé : ceci était

6. cette hypothèse est validée a posteriori, en particulier en comparant les résultats obtenus indépendamment avec le calibrateur optique

dû à des courants de Foucault induits dans les masses de référence en Aluminium supportant les bobines des actionneurs. Lors du remplacement des miroirs au printemps 2010, les masses de référence ont aussi été remplacées par des masses en acier inoxydable et la géométrie des supports modifiés afin de réduire les courants de Foucault générés. Après ce changement, pour les runs VSR3 et VSR4, la réponse des actionneurs a pu être modélisé simplement avec les réponses nominales des différents éléments, en ajustant seulement le gain et le retard global.

### 5.3.3 Transfert d'étalonnage vers le miroir PR et les marionnettes

Une fois les miroirs des bras et la séparatrice étalonnés, le transfert d'étalonnage vers les actionneurs de PR et des marionnettes est réalisé en utilisant un système optique verrouillé, dont la longueur d'une ou plusieurs cavités sont contrôlés.

#### Etalonnage du miroir de recyclage PR

Pour étalonner l'actionneur du miroir PR, une cavité optique est formée entre les miroirs PR-BS-WI et est amenée à résonance, comme schématisé sur la figure 5.5. Une photodiode est utilisée pour contrôler la cavité à la résonance. Lorsqu'une excitation est appliqué sur le miroir BS, la photodiode voit un signal proportionnel au déplacement induit du miroir BS, à la réponse optique de la cavité et à la lecture de la photodiode. Une excitation est ensuite appliquée sur le miroir PR, qui est aussi visible dans le signal de la photodiode. La réponse optique de la cavité étant la même<sup>7</sup>, la comparaison des deux mesures permet de déduire la réponse de l'actionneur de PR à partir de celle de l'actionneur de BS. Une fois les mesures obtenues, un modèle ad hoc est ajusté pour estimer la fonction de transfert d'étalonnage.

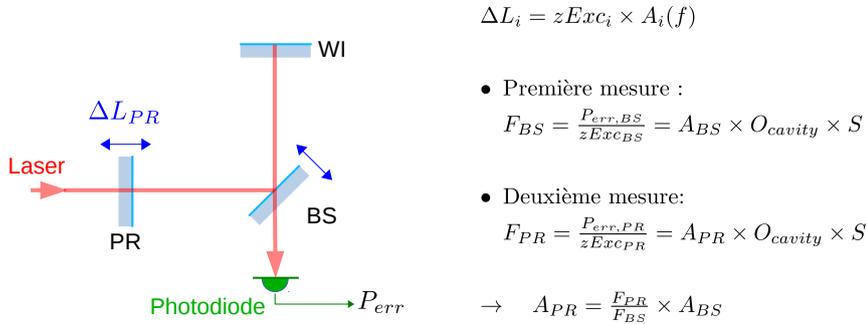


FIGURE 5.5 – Schéma de principe de l'étalonnage des actionneurs de PR en transférant l'étalonnage des actionneurs de BS à l'aide d'une cavité optique verrouillée à la résonance.  $\Delta L_i$  est la variation de longueur de la cavité liée à un déplacement du miroir  $i$ .

#### Etalonnage des actionneurs des marionnettes

Pour étalonner les actionneurs des marionnettes, les mesures sont réalisés lorsque l'interféromètre est à son point de fonctionnement nominal. Une excitation est appliquée à un miroir. La

7. Un facteur  $\sqrt{2}$  qui existe entre le déplacement de BS et son effet sur la longueur parcourue par le faisceau dans le bras est déjà pris en compte dans la mesure initiale de  $A_{BS}$  et n'est donc pas pris en compte une deuxième fois dans cette mesure.

photodiode B1 voit alors un signal  $\mathcal{P}_{err}$  proportionnel au déplacement du miroir induit, à la réponse optique du détecteur et à la réponse de lecture de la photodiode. Une excitation, appliquée ensuite sur la marionnette du même miroir, est aussi visible dans le signal de la photodiode. La réponse des actionneurs de la marionnette est alors déterminée à partir de celle des actionneurs du miroir. Une fois les mesures obtenues, un modèle ad hoc est ajusté pour estimer la fonction de transfert d'étalonnage.

## 5.4 Finesse des cavités Fabry-Perot

La valeur de la finesse des cavités Fabry-Perot est nécessaire pour l'estimation de la sensibilité de Virgo et pour la reconstruction temporelle de  $h(t)$ . Les deux algorithmes utilisés estiment eux-mêmes la finesse à partir des données avec l'interféromètre verrouillé à son point de fonctionnement avec des méthodes décrites plus tard.

Une autre méthode a été développée pour avoir une mesure indépendante dans une configuration optique différente : les cavités Fabry-Perot sont laissées libres. Dans cette configuration, la cavité passe par la résonance lorsque les miroirs se déplacent et les pics de résonance défilent sur le signal mesuré par la photodiode. La forme des pics dépend de la finesse de la cavité et de la vitesse relative des deux miroirs : ils sont bien décrits par des pics d'Airy si la vitesse est faible, mais le pic est déformé et des rebonds sont visibles après le passage à la résonance quand la vitesse augmente. Un algorithme qui détecte les pics de résonance dans les données et réalise un ajustement de leur forme permet d'estimer la finesse des cavités [24]. Cette méthode a permis de mesurer régulièrement la finesse avec une incertitude systématique de l'ordre de 5%.

## 5.5 Résumés des mesures d'étalonnage effectuées pour Virgo et des incertitudes obtenues

Nous avons vu que l'étalonnage des différents sous-systèmes de Virgo implique diverses mesures dédiées dans différentes configurations. Certaines mesures peuvent se faire de façon permanente une fois l'acquisition des signaux utiles mise en place mais la plupart des mesures nécessitent de placer le détecteur dans une configuration optique donnée, souvent différente de la configuration optique standard : en particulier, certaines mesures nécessitent un Michelson simple ou une seule cavité. De plus, des signaux d'excitation doivent être générés et appliqués à différents actionneurs de l'interféromètre. Afin d'accélérer la procédure d'étalonnage et d'avoir des mesures reproductibles, le réglage du détecteur dans ces différentes configurations et l'application des signaux d'excitation ont été automatisés depuis 2007.

L'automatisation des mesures a permis de les faire de façon régulière, hebdomadaire en général, afin de faire un suivi temporel des différents paramètres étalonnés. Ces mesures ont confirmé la stabilité générale des paramètres mesurés. Cependant, de légères variations temporelles ont parfois été observées. Elles ont été prises en compte dans les incertitudes systématiques.

L'automatisation des mesures a aussi permis de réaliser des campagnes d'étalonnage efficaces avant (et parfois après) les prises de données scientifiques. Ces campagnes consistent en une dizaine d'heures dédiées aux mesures d'étalonnage. A cette occasion, les signaux d'excitation ont pu être plus variés que pendant les mesures hebdomadaires, permettant d'avoir des mesures de fonction de transfert à davantage de fréquences, et surtout, en faisant varier l'amplitude des

signaux d'excitations, d'estimer la linéarité des paramètres d'étalonnage. Là encore, les mesures ont en général validé la linéarité des paramètres, mais certaines non linéarités observées ont été incluses dans les incertitudes systématiques.

Un résumé des différentes fonctions de transfert à étalonner, des méthodes d'étalonnage et des durées des mesures est présenté dans le tableau 5.1.

Un résumé des différentes fonctions de transfert à étalonner, du domaine de validité de leur étalonnage et des ordres de grandeur des incertitudes statistiques et systématiques de chacune est présenté dans le tableau 5.2.

Sous-système à étalonner			Méthode		Signal de référence		Durée	Périodicité
					Type	Amplitude	(minutes)	(semaines)
Actionneurs des miroirs	BS, WE, NI	HP	Mesure directe	Michelson WE-NI	sin.	$\sim$ mN	$\sim 7 \times 3$	2
	BS, NE, WI	HP	Mesure directe	Michelson NE-WI	sin.	$\sim$ mN	$\sim 7 \times 3$	2
	BS	LN	Mesure directe	Michelson NI-WI	sin.	$\sim$ $\mu$ N	$\sim 7 \times 15$	pre/post run
	BS, bras	LN	Transfert	Mesures de courant	LB	$\sim$ mA (HP) $\sim 10 \mu$ A (LN)	$\sim 6$	1
	BS, bras	LN	Transfert	Mesures de courant	sin.		$\sim 6$	pre/post run
	PR	–	Transfert	Cavité PR-WI	LB	$\sim 10 \mu$ N	$\sim 5$	pre/post run
Actionneurs des marionnettes	WE	–	Transfert	ITF verrouillé	LB	$\sim \mu$ N	$\sim 3$	2
	NE	–	Transfert	ITF verrouillé	LB	$\sim \mu$ N	$\sim 3$	2
	BS, NI, WI	–	Transfert	ITF verrouillé	–	–	–	–
Lecture photodiodes B1 et B1p	Estampillage		Echantillonnage d'horloge		–	–	–	continu
	Elec. analogique		–		–	–	–	pre-instal
	Elec. numérique		Comparaison 20 kHz vs 40 kHz		–	–	–	continu
Finesse	Cavités des bras		Cavités libres, pics de résonance		–	–	qqs minutes	variable

TABLE 5.1 – Résumé des différentes mesures d'étalonnage réalisées pendant Virgo+ Pour chaque système à étalonner, la méthode, le type de signal d'excitation, la durée d'une mesure et la périodicité des mesures réalisées pendant les runs sont donnés. Types de signaux d'excitation : sin. : lignes sinusoïdales ; LB : signal large bande.

Sous-système	Domaine d'étalonnage	Mesure principale	Source d'incertitude	$\frac{\Delta G}{G}$	$\Delta\Phi$	$\Delta t_d$
Estampillage temporel absolu		Position du signal 1 PPS dans les données	Syst.	–	–	4 $\mu$ s
Lecture de la photodiode de frange noire	1 Hz – 20 kHz		Stat.	0,5%	–	0,3 $\mu$ s
Actionneurs des miroirs NE, WE, BS	5 – 900 Hz	Michelson simple et transfert LN→HP	Stat.	1,4%	14 mrad	–
			Syst. Michelson simple (t)	1%	–	–
			Syst. LN/HP (nl)	1,5%	–	10 $\mu$ s
Actionneurs des miroirs NE, WE, BS	900–1200 Hz		Stat.	3,1%	31 mrad	–
			Syst. Michelson simple (t)	1%	–	–
			Syst. LN/HP (nl)	1,5%	–	10 $\mu$ s
Actionneurs du miroir PR	5 – 300 Hz	Cavité PR-WI résonnante	Stat.	5%	50 mrad	–
			Syst. (miroir BS)	3%	14 mrad	10 $\mu$ s
Actionneurs des marionnettes NE, WE	5 – 100 Hz	Interféromètre verrouillé	Stat.	3%	30 mrad	–
			Syst. (miroir NE ou WE)	3%	14 mrad	10 $\mu$ s
Finesse		Cavités libres	Syst.	~ 5%		

TABLE 5.2 – Résumé des incertitudes statistiques et systématiques obtenues pendant Virgo+ sur les différentes fonctions de transfert étalonnées. Pour chaque fonction de transfert, le domaine de validité de l'étalonnage et le type principal de mesure utilisée sont aussi rappelés. Sources d'incertitudes systématiques principales : (t) variation temporelle, (nl) non linéarités.

## Chapitre 6

# Mesure de la sensibilité de Virgo

Le principe de la mesure de la sensibilité de l'interféromètre,  $h(f)$ , a déjà été décrit dans la section 4.1 : l'effet de l'excitation d'un des miroirs de bout de bras sur le signal de frange noire est une mesure de la fonction de transfert de l'interféromètre en W/m. La densité spectrale d'amplitude du signal de frange noire est ensuite multipliée par la fonction de transfert inverse puis divisé par  $L_0$  afin d'obtenir la sensibilité  $h(f)$ . Des détails supplémentaires sont maintenant donnés sur les mesures et les incertitudes associées.

### 6.1 Mesure de la fonction de transfert de Virgo

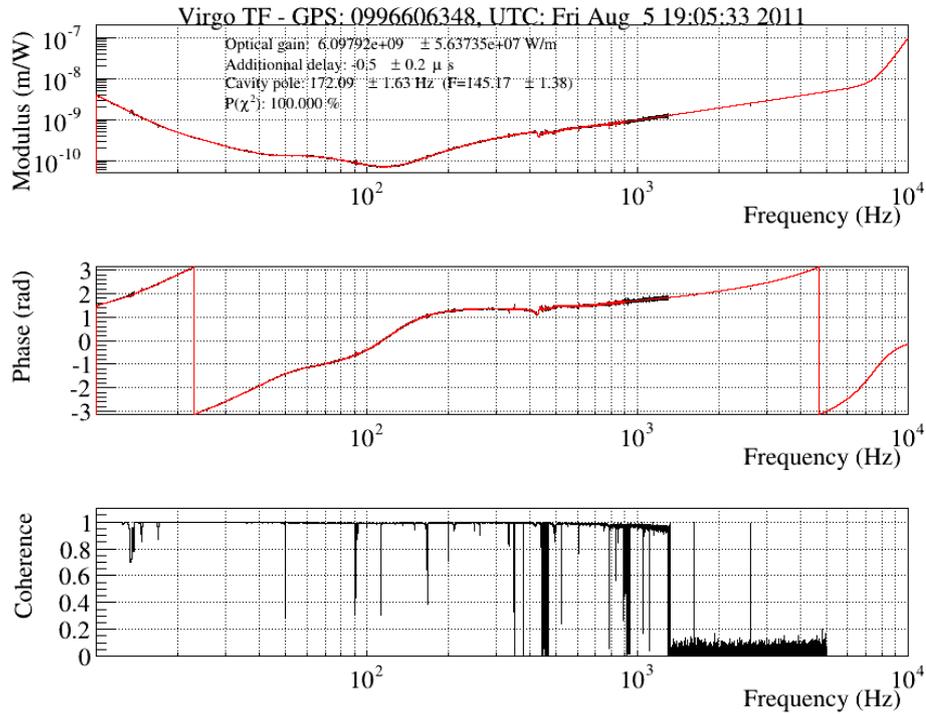
En pratique, cette mesure directe n'est possible que jusqu'à environ 1 kHz. A plus haute fréquence, on a vu que la fonction de transfert est une expression simple (equation 4.3). Un ajustement, entre 900 Hz et  $\sim 1$  kHz, de la fonction de transfert mesurée est réalisé afin d'estimer les valeurs de la finesse moyenne des cavités (ou le pole  $f_p$ ) et du gain optique ( $G$ ) du détecteur.

Un exemple de fonction de transfert obtenue est montré sur la figure 6.1(a), avec les mesures en noir, et la combinaison {mesures+ajustement} en rouge. Sur la combinaison, les fluctuations statistiques de la mesure sont visibles jusqu'à 900 Hz. Au-delà, le modèle ajusté est tracé.

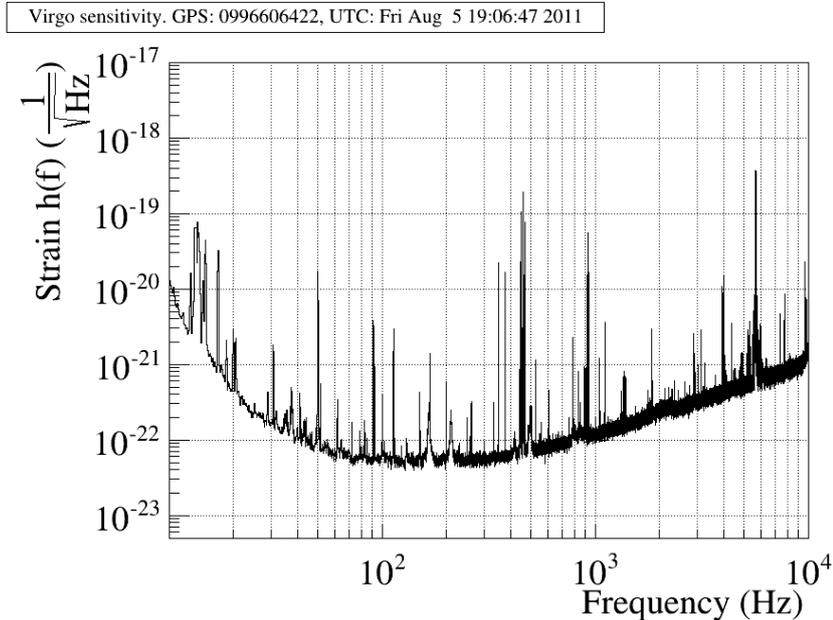
Notons que la mesure a une incertitude systématique qui n'est pas visible sur la figure. L'incertitude systématique principale provient de l'incertitude d'étalonnage de l'actionneur du miroir (WE) utilisé pour appliquer l'excitation :  $\sim 4\%$  jusqu'à 900 Hz puis  $\sim 5,5\%$  à plus haute fréquence.

De plus, des erreurs sur la finesse ajustée peuvent être introduites par des incertitudes sur la réponse des actionneurs, sur la réponse de la lecture des photodiodes du faisceau B1, ou sur une mauvaise modélisation de la réponse optique du détecteur. En particulier, une erreur de  $10\ \mu\text{s}$  a parfois été commise dans le modèle de la réponse optique, introduisant des erreurs de l'ordre de  $7\%$  sur la finesse estimée. Notons ici que lors de l'ajustement de la fonction de transfert en boucle fermée, un retard avait dû être laissé comme paramètre libre pour que l'ajustement converge correctement. Le retard additionnel trouvé par l'ajustement était de l'ordre de  $7\ \mu\text{s}$ , compensant à peu près les  $10\ \mu\text{s}$  oubliées dans la réponse optique.

Pendant les runs scientifiques de Virgo, la fonction de transfert a été mesurée une fois par semaine en appliquant un mouvement au miroir WE pendant 5 minutes.



(a) Fonction de transfert de l'interféromètre Virgo en boucle fermée : amplitude et phase. La cohérence entre l'excitation appliquée à un actionneur et la puissance mesurée sur la photodiode *B1* est aussi donnée. Noir : mesures. Rouge : mesures puis ajustement.



(b) Sensibilité de l'interféromètre Virgo.

FIGURE 6.1 – Fonction de transfert et sensibilité de l'interféromètre Virgo mesurées pendant VSR4 (5 août 2011).

## 6.2 Mesure de la courbe de sensibilité de Virgo

Les données utilisées pour mesurer la fonction de transfert de l'interféromètre étaient suivies de 5 minutes de données pendant lesquelles l'interféromètre était conservé à son point de fonctionnement sans appliquer d'excitation particulière. La densité spectrale d'amplitude du signal de frange noire était réalisée sur ces données puis multipliée par la fonction de transfert mesurée pendant les minutes précédentes. Un exemple de courbe de sensibilité de Virgo est montré sur la figure 6.1(b).

Les mêmes incertitudes systématiques que celles estimées sur la fonction de transfert s'appliquent à cette courbe de sensibilité :  $\sim 4\%$  jusqu'à 900 Hz puis  $\sim 5,5\%$  à plus haute fréquence.

De plus, afin de réaliser un suivi de la sensibilité de Virgo, une courbe de sensibilité était calculée toutes les 30 minutes : la densité spectrale d'amplitude du signal de frange noire sur 5 minutes était multipliée par la dernière fonction de transfert de l'interféromètre mesurée, normalisée par le gain optique. Le gain optique varie de quelques pourcents au cours du temps. Ses variations sont proportionnelles aux variations de l'amplitude des lignes de calibration injectées dans l'interféromètre<sup>1</sup>. Il suffit donc de normaliser la fonction de transfert par le rapport de l'amplitude de ces lignes au moment où l'on veut estimer la sensibilité sur leur amplitude au moment où a été mesurée la dernière fonction de transfert. Ces courbes de sensibilité étaient disponibles sur une page web mise à jour toutes les 30 minutes.

## 6.3 Suivi de l'horizon au cours du temps

Afin d'avoir un suivi plus rapide et plus simple de la sensibilité du détecteur, un nombre représentatif peut être extrait de la courbe de sensibilité : on définit l'*horizon moyen du détecteur* comme la distance à laquelle une coalescence d'un système binaire d'étoiles à neutrons serait vue avec un rapport signal-sur-bruit de 8 dans le détecteur, en moyennant cette distance sur la direction et l'orientation de la source. Pour ce suivi, la densité spectrale d'amplitude du signal de frange noire, et donc une courbe de sensibilité, est calculée toute les 10 secondes. Une valeur de l'horizon est alors estimé, toutes les 10 secondes. La figure 6.3 montre l'horizon de Virgo mesuré pendant le run VSR4 en 2011. Là encore, l'horizon est estimé avec une incertitude systématique de l'ordre de 5%. L'horizon maximal atteint avec Virgo a été de  $\sim 12$  Mpc en août/septembre 2011.

Notons que l'horizon ainsi estimé est particulièrement sensible à la sensibilité de l'interféromètre entre  $\sim 70$  Hz et quelques centaines de hertz. Les fluctuations de l'horizon indiquent donc des fluctuations de la sensibilité dans cette bande de fréquences, mais est peu sensible à des fluctuations à plus basse ou plus haute fréquence.

---

1. L'amplitude des sinusoïdes injectées autour de 350 Hz était de l'ordre de 600 nV, soit un courant de 700 nA dans les bobines et une force de 3 nN sur les miroirs

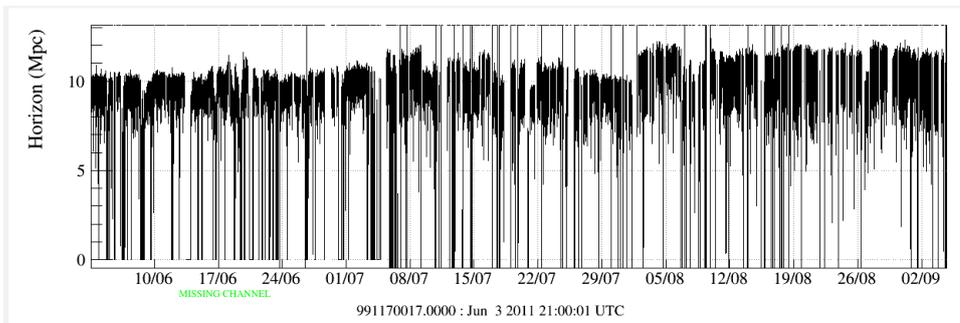


FIGURE 6.2 – Evolution de l’horizon moyen du détecteur Virgo pendant le run VSR4 (du 3 juin au 5 septembre 2011). L’horizon est égal à 0 lorsque le détecteur n’est pas à son point de fonctionnement. L’horizon calculé pendant des courtes périodes de maintenance ou de réglages du détecteur est aussi montré sur cette figure.

Troisième partie

Reconstruction du signal d'onde  
gravitationnelle  $h(t)$

Une fois l'étalonnage de l'interféromètre réalisé, il est possible de reconstruire le signal d'onde gravitationnelle  $h(t)$ , dans le domaine temporel, à partir des signaux mesurés par le détecteur. Ce signal est ensuite analysé en coïncidence avec les signaux  $h(t)$  mesurés par les autres interféromètres du réseau de recherche d'ondes gravitationnelles, LIGO en particulier. Pour cela, les signaux  $h(t)$  sont reconstitués en ligne avec une latence de quelques dizaines de secondes dans les centres de calculs de chaque détecteur. Ils sont ensuite envoyés via internet vers les centres de calculs où tournent les analyses en ligne. En particulier, pendant les prises de données de Virgo et LIGO, les données des deux détecteurs LIGO étaient reçues sur le site de Virgo où était réalisée une recherche en ligne de signaux de coalescences de systèmes binaires compacts à partir des signaux des trois détecteurs.

La reconstruction du signal d'onde gravitationnelle mise en place pour Virgo est décrite dans cette partie. La méthode de reconstruction et l'estimation des incertitudes systématiques sont d'abord brièvement décrites. Plus de détails ont été publiés dans un article paru dans CQG en 2014 [25] et reproduit en annexe C. Ensuite, l'accent est mis sur la mise en lumière de deux approximations et de certains réglages fins réalisés lors de la reconstruction des données de Virgo.

# Chapitre 7

## Reconstruction de $h(t)$ dans Virgo

### 7.1 Principe de la reconstruction

Lorsque la longueur différentielle des bras est modifiée par les effets externes (passage d'une onde gravitationnelle et bruits externes), la réponse optique du détecteur génère une variation de la puissance  $\mathcal{P}_{err}$  mesurée en sortie de l'interféromètre, qui dépend de la fréquence du signal. De plus, les miroirs de l'interféromètre sont contrôlés pour maintenir le détecteur à son point de fonctionnement. La longueur différentielle des bras est donc modifiée, non seulement par les effets externes, mais aussi par les déplacements des différents miroirs contrôlés. Le détecteur, en boucle fermée, possède ainsi une réponse complexe aux ondes gravitationnelles, dépendant de la fréquence, car l'effet des ondes gravitationnelles sur la puissance  $\mathcal{P}_{err}$  est atténué par la boucle de contrôle.

La technique de reconstruction développée pour l'expérience Virgo est basée sur la soustraction de la contribution des signaux de contrôle au signal de frange noire. Ceci permet de retrouver le signal d'un interféromètre comme s'il n'était pas contrôlé. Cette méthode a l'avantage d'être indépendante des filtres utilisés pour le contrôle global de l'interféromètre, filtres pour lesquels il faudrait faire un suivi des paramètres qui sont modifiés régulièrement. De plus, cette méthode permet de soustraire certains bruits injectés dans l'interféromètre, en particulier au niveau des signaux de contrôle des miroirs. Par exemple, les mouvements des miroirs induits par les lignes de calibration (injectées sur la voie *zExc1* des actionneurs des miroirs schématisés sur la figure 2.3) n'apparaissent pas dans le signal  $h(t)$  reconstruit.

Le signal de frange noire mesuré en sortie de l'interféromètre,  $\mathcal{P}_{err}(t)$ , est sensible aux variations de la longueur différentielle des bras. Ces variations proviennent d'une part des mouvements imposés aux différents miroirs  $i$  contrôlés,  $\Delta L_i(t)$ , et d'autre part des variations induites par le passage d'une onde gravitationnelle,  $L_0 \times h(t)$ . La puissance de sortie est mesurée à travers la fonction de transfert  $S(f)$ . Le signal de sortie peut donc s'écrire, dans le domaine fréquentiel, comme :

$$\mathcal{P}_{err}(f) = S(f) \times \left\{ \sum_i \left[ G_i O_i(f) \times \Delta L_i(f) \right] + G_{ITF} O_{ITF}(f) \times L_0 \times h(f) \right\} \quad (7.1)$$

Les mouvements des miroirs dus au système de contrôle peuvent être estimés à partir des

signaux envoyés aux actionneurs des miroirs et des marionnettes,  $zC_i(t)$ , connaissant leurs fonctions de transfert  $A_i(f)$  :

$$\mathcal{P}_{err}(f) = S(f) \times \left\{ \sum_i G_i O_i(f) \left[ A_i^{mir}(f) zC_i^{mir}(f) + A_i^{mar}(f) zC_i^{mar}(f) \right] + G_{ITF} O_{ITF}(f) \times L_0 \times h(f) \right\} \quad (7.2)$$

Cette équation peut être réorganisée pour extraire  $h(f)$  :

$$h(f) = \frac{1}{L_0 \times G_{ITF} O_{ITF}(f)} \left[ \frac{\mathcal{P}_{err}(f)}{S(f)} - \sum_i G_i O_i(f) \left( A_i^{mir}(f) zC_i^{mir}(f) + A_i^{mar}(f) zC_i^{mar}(f) \right) \right] \quad (7.3)$$

Cette équation est utilisée pour calculer le signal  $h(t)$  avec :

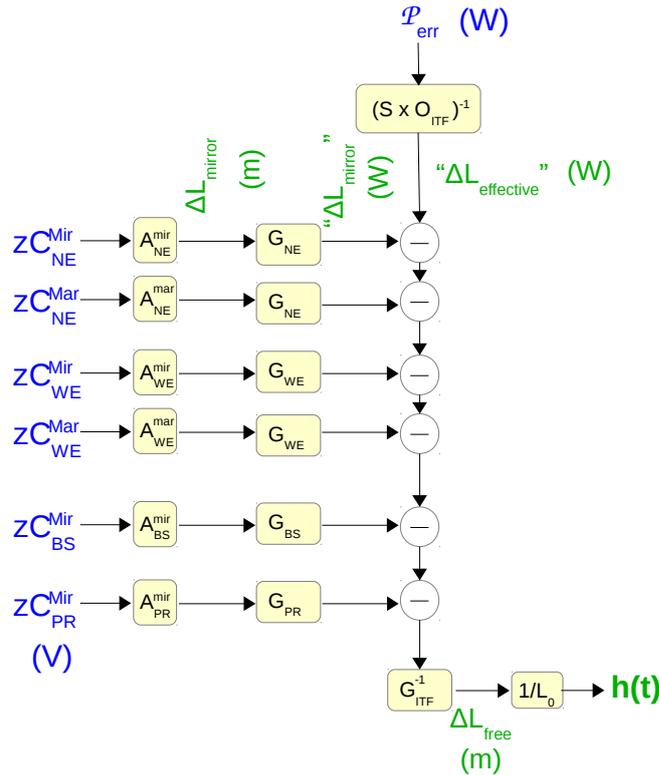


FIGURE 7.1 – Schéma de principe de la reconstruction de  $h(t)$ . Les voies indiquées en bleu sont les signaux temporels mesurés sur le détecteur et utilisés en entrée de l'algorithme.

- les signaux mesurés en ligne  $\mathcal{P}_{err}(t)$ ,  $zC_i^{mir}(t)$  et  $zC_i^{mar}(t)$ ,
- les fonctions de transfert des miroirs et marionnettes,  $A_i^{mir}(f)$  et  $A_i^{mar}(f)$ , connues après l'étalonnage décrit dans le chapitre précédent,
- la fonction de transfert  $S(f)$  de la lecture du signal de frange noire, elle aussi étalonnée,
- les gains optiques  $G_i$  et les réponses optiques  $O_i(f)$  décrites dans l'équation 8.7, avec la finesse et le gain extraits en ligne à partir des signaux mesurés aux fréquences des lignes de calibration.

Le principe de la reconstruction de  $h(t)$  suivant cette équation est décrit dans la figure 7.1.

## 7.2 Validité de la reconstruction

Le signal  $h(t)$  reconstruit est une combinaison de plusieurs signaux corrigés de leur fonction d'étalonnage. Il est difficile d'estimer une incertitude systématique sur le signal reconstruit à partir des incertitudes des différentes sources. Les incertitudes sont donc estimées à partir de mesures dédiées. Elles sont décrites en détail dans l'annexe C.

La méthode principale consiste à simuler un signal  $h_{inj}(t)$  dans le détecteur, en déplaçant un miroir avec un mouvement connu, et de le comparer au signal reconstruit  $h_{rec}(t)$ . Un signal d'excitation  $zN$  est appliqué à l'actionneur électromagnétique d'un miroir des bras de l'interféromètre. Ce signal est ensuite converti en déplacement du miroir, ou de façon équivalente en

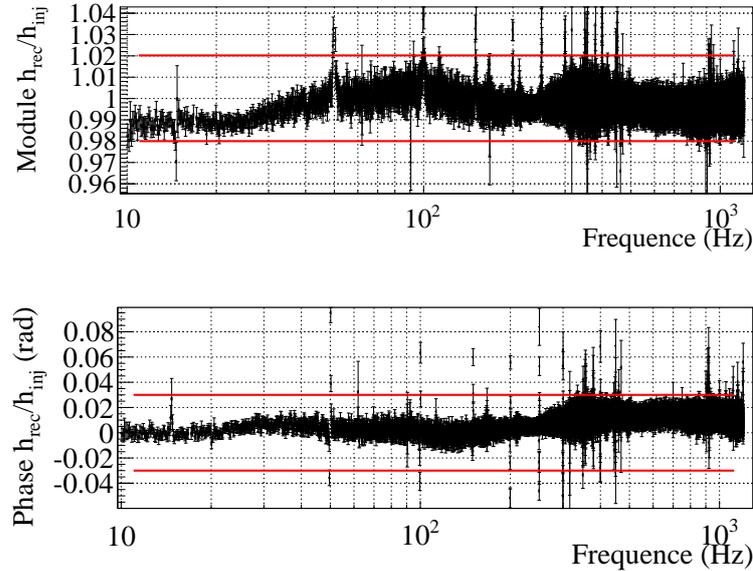


FIGURE 7.2 – Fonction de transfert moyenne entre le signal reconstruit  $h_{rec}(t)$  et le signal  $h_{inj}(t)$  artificiellement injecté dans l'interféromètre à l'aide d'actionneurs électromagnétiques des miroirs. La moyenne a été réalisée sur des mesures hebdomadaires de la fonction de transfert pendant VSR4, en ne sélectionnant que les fréquences où la cohérence entre les deux signaux est supérieure à 95%. Les lignes horizontales rouges indiquent le niveau des incertitudes systématiques sur  $h(t)$  dérivées de ces mesures.

signal  $h_{inj}$ , à l'aide de la fonction de transfert  $A_i$  de l'actionneur du miroir. La fonction de transfert entre le signal simulé et le signal reconstruit,  $\frac{h_{rec}(f)}{h_{inj}(f)}$ , doit être constante en fonction de la fréquence, avec un module égal à 1 et une phase égale à 0. Les déviations permettent d'estimer les incertitudes systématiques sur le signal  $h(t)$  reconstruit.

Ces mesures ont été réalisées une fois par semaine pendant les prises de données scientifiques (*runs*) de Virgo,  $zN$  ayant des composantes fréquentielles entre 10 Hz et 1 kHz. Ces données ont permis de vérifier la stabilité des mesures tout au long d'un run. Elles ont ensuite été moyennées pour réduire les incertitudes statistiques. Le résultat obtenu pendant le run VSR4 est montré sur la figure 7.2. A part à la fréquence du secteur électrique (50 Hz) et à ses harmoniques, pour lesquelles une dispersion importante est visible, le module est plat en fréquence, avec des variations inférieures à  $\pm 2\%$  autour de 1, et la phase est également plate, avec des variations inférieures à  $\pm 30$  mrad autour de 0. Ces variations sont indiquées par les lignes rouges sur la figure.

D'autres vérifications sont réalisées :

- comparaison de la finesse des cavités Fabry-Perot,  $\mathcal{F}$ , estimée lors de la reconstruction avec des mesures réalisées à partir des pics de résonance visibles quand les cavités ne sont pas verrouillées,
- vérification de l'absence de bruits additionnels dans  $h_{rec}(t)$ ,
- comparaison des courbes de sensibilité estimées (i) comme la densité spectrale d'amplitude de  $h_{rec}(t)$  ou (ii) avec la fonction de transfert globale de l'interféromètre appliquée au signal de frange noire, comme décrit au chapitre précédent.
- vérification que les signaux de contrôle auxiliaires ne génèrent pas de bruit additionnel dans  $h_{rec}(t)$ ,
- vérification que les mouvements des miroirs induits par les lignes de calibration sont très atténués dans  $h_{rec}(t)$
- validation du signe de  $h_{rec}(t)$  [26], défini avec LIGO, à l'aide d'un calibrateur optique,
- comparaison du signal  $h_{rec}(t)$  avec un signal  $h_{inj}(t)$  injecté, non pas avec les actionneurs électromagnétiques des miroirs, mais avec un calibrateur optique. Cette comparaison a pu être réalisée avec succès jusqu'à 6 kHz. Le travail réalisé sur l'étalonnage du calibrateur optique puis son utilisation pour valider la reconstruction de  $h(t)$  avec une méthode indépendante de l'étalonnage standard a fait l'objet de la thèse de Timothée Accadia [27].

## 7.3 Incertitudes sur la voie $h(t)$ reconstruite

Une fois le signal  $h(t)$  reconstruit validé, les incertitudes systématiques sont estimées. Les incertitudes sont estimées principalement à partir des mesures décrites précédemment,  $\frac{h_{rec}(f)}{h_{inj}(f)}$ , mais en prenant aussi en compte d'autres paramètres. Le résumé des incertitudes donné ici est repris de la section 6 de la publication [25].

### 7.3.1 Incertitudes sur l'amplitude de $h(t)$

En dessous de 1 kHz, les incertitudes sont estimées à partir de la mesure  $\frac{h_{rec}}{h_{inj}}$  montrée sur la figure 7.2. La comparaison montre que les deux quantités sont en accord à 2% près. Il faut ensuite ajouter l'incertitude systématique estimée sur  $h_{inj}$  liée à l'étalonnage des actionneurs des miroirs, 5%, et l'incertitude systématique introduite par les approximations "grandes longueurs d'onde"

pour la réponse de l'interféromètre et "pôle simple" pour la réponse optique des cavités, 0,5% (ces deux approximations sont discutées en détail dans les prochaines sections). Par conséquent, l'incertitude systématique sur l'amplitude de la voie  $h(t)$  reconstruite est de 7,5% en dessous de 1 kHz.

Au dessus de 1 kHz, nous n'avons pas<sup>1</sup> de comparaison directe entre le signal reconstruit et un signal étalonné injecté à haute fréquence. Cependant, à ces fréquences, les contrôles sont négligeables, et le signal  $h(t)$  est reconstruit de façon plus directe, sans boucle de contrôle. Les sources d'incertitudes viennent donc du modèle optique et de la chaîne de lecture des photodiodes, et elles peuvent être estimées directement :

- les gains optiques sont estimés avec une incertitude de 6% : 1% d'erreur statistique liée au rapport signal sur bruit des lignes de calibration utilisées pour estimer ces gains à partir des données, et 5% en provenance des incertitudes sur les actionneurs des miroirs.
- l'électronique de lecture du signal de frange noire,  $\mathcal{P}_{err}$ , est connue à 0,5% près : la réponse de l'électronique est plate à mieux que 0,5% près dans la bande 1 Hz–10 kHz.
- la forme de la réponse optique des cavités est connue à 1% près dans l'approximation "pôle simple". Cette incertitude provient de la précision avec laquelle la finesse des cavités est estimée, qui est de 6%.
- les approximations "grandes longueurs d'onde" pour la réponse de l'interféromètre et "pôle simple" pour la réponse optique des cavités introduisent une erreur supplémentaire de 1%.

La somme de toutes ces sources d'erreur résulte en une incertitude de 8.5% sur l'amplitude de la voie  $h(t)$  au-dessus de 1 kHz.

### 7.3.2 Incertitudes sur la phase de $h(t)$

Comme dans le cas de l'amplitude, les mesures montrées sur la figure 7.2 indiquent que la phase de  $h(t)$  est correctement reconstruite à 30 mrad près en deça de 1 kHz. L'incertitude sur la phase de  $h_{inj}$  liée à l'étalonnage des actionneurs des miroirs étant de 20 mrad, l'incertitude sur la phase de  $h(t)$  est de 50 mrad en dessous de 1 kHz.

A plus haute fréquence, l'incertitude sur la phase augmente linéairement avec la fréquence à cause d'incertitudes sur l'estampillage temporel absolu ou sur le retard de fonctions de transfert.

- l'incertitude sur l'estampillage absolu de la voie de frange noire,  $\mathcal{P}_{err}$ , est de 4  $\mu$ s.
- l'incertitude de 6% sur la finesse de la cavité résulte en une incertitude inférieure à 1,5  $\mu$ s sur la voie  $h(t)$ .
- de plus, afin de combiner correctement le signal de frange noire et les signaux de contrôle des miroirs, un ajustement fin des retards de leurs réponses a été nécessaire : la voie  $\mathcal{P}_{err}$  a ainsi été retardée de 3  $\mu$ s, valeur prise en compte dans les incertitudes.

Par conséquent, l'incertitude sur la phase de  $h(t)$  augmente comme un retard de 8  $\mu$ s.

De plus, les approximations "grandes longueurs d'onde" pour la réponse de l'interféromètre et "pôle simple" pour la réponse optique des cavités introduisent un biais, qui reste inférieur à 3  $\mu$ s mais dépend de la direction de l'onde gravitationnelle dans le ciel.

---

1. Une telle comparaison est réalisée de façon indépendante avec le calibrateur optique, mais est utilisée pour valider de manière indépendante le signal  $h(t)$  reconstruit et les incertitudes associées.

### 7.3.3 Résumé des incertitudes sur $h(t)$

La voie  $h(t)$  reconstruite à partir des données de Virgo est valide dans une bande de fréquences allant de 10 Hz à la fréquence de Nyquist de la voie utilisée : 2048 Hz, 8192 Hz ou 10000 Hz. Dans ce domaine de validité, l'incertitude systématique sur l'amplitude de  $h(t)$  est :

$$\Delta A(f)/A(f) = 7,5\% \quad \text{en dessous de 1 kHz} \quad \text{et} \quad \Delta A(f)/A(f) = 8,5\% \quad \text{au dessus}$$

et l'incertitude sur la phase de  $h(t)$  est :

$$\Delta\Phi(f) = (50 \times 10^{-3} + 2\pi f \Delta t_d) \text{ rad}, \quad \text{avec } \Delta t_d = 8 \mu\text{s}$$

avec un bias additionnel, inférieur à  $\pm 3 \mu\text{s}$ , qui dépend de la direction du ciel observée par rapport à l'orientation du détecteur.

Notons ici que les incertitudes sur les voies  $h(t)$  reconstruites à partir des données des détecteurs de LIGO sont du même ordre de grandeur [28].

## Chapitre 8

# Approximations du modèle utilisé pour la reconstruction

La méthode de reconstruction est basée sur deux approximations importantes qui sont discutées dans ce chapitre : d'une part, on suppose que l'interféromètre, avec ses bras de 3 km, a une taille négligeable devant la longueur d'onde des ondes gravitationnelles, et d'autre part, on utilise une fonction de transfert simplifiée pour la réponse optique des cavités Fabry-Perot. Ces deux approximations et les erreurs associées sont d'abord étudiées séparément, puis les effets de la combinaison des deux, effectivement réalisée lors de la reconstruction, sont décrits.

### 8.1 Réponse du détecteur aux ondes gravitationnelles : approximation des grandes longueurs d'onde

Lors de la recherche d'ondes gravitationnelles avec des interféromètres kilométriques, on utilise en général l'approximation pour décrire la réponse de l'interféromètre qui néglige la taille finie du détecteur : on suppose que la taille du détecteur est très petite devant la longueur d'onde des ondes gravitationnelles. En pratique, la réponse d'un interféromètre, appelée aussi *réponse d'antenne*, dépend de la fréquence de l'onde gravitationnelle et de la direction de la source de l'onde par rapport au détecteur. L'approximation des grandes longueurs d'onde néglige la dépendance en fréquence, et utilise la réponse à  $f = 0$  pour toute les fréquences (jusqu'à 10 kHz). Soulignons ici que la réponse d'antenne est estimée pour un interféromètre de Michelson kilométrique ; la présence des cavités Fabry-Perot sera prise en compte dans la section suivante.

Les calculs de la réponse d'antenne, avec et sans cette approximation, sont décrits dans [29]. Une explication illustrée de cette réponse d'antenne est décrite dans l'annexe B. Une onde gravitationnelle, provenant d'une direction  $\vec{n}$ , a des composantes selon deux polarisations, d'amplitudes  $h_+$  et  $h_\times$ . La variation différentielle des bras induite par le passage d'une onde gravitationnelle s'écrit :

$$\tilde{V}(f) = \tilde{G}_+(\vec{n}, f) \tilde{h}_+(f) + \tilde{G}_\times(\vec{n}, f) \tilde{h}_\times(f) \quad (8.1)$$

où  $\tilde{G}_+(\vec{n}, f)$  et  $\tilde{G}_\times(\vec{n}, f)$  sont les réponses du détecteur aux deux polarisations de l'onde.

Dans le cas de l'approximation grandes longueurs d'onde, on remplace  $\tilde{G}_A(\vec{n}, f)$  par

$$F_A(\vec{n}) = \tilde{G}_A(\vec{n}, 0) \quad (\text{avec } A = +, \times) \quad (8.2)$$

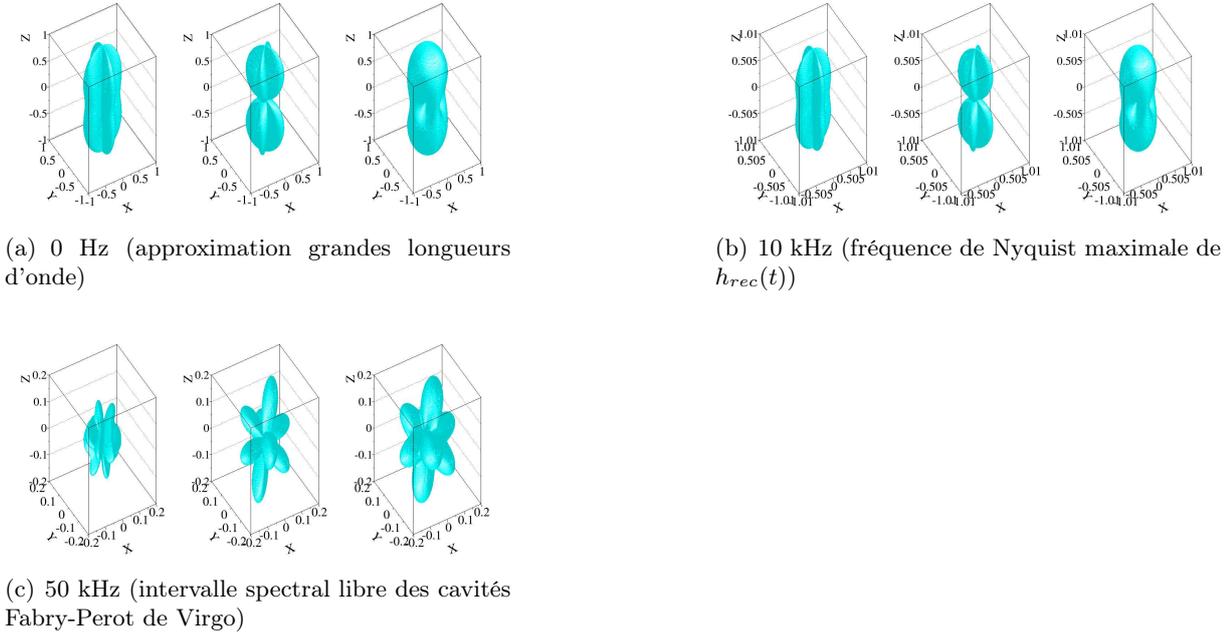


FIGURE 8.1 – Réponses d'antenne de l'interféromètre pour différentes fréquences de l'onde gravitationnelle. Gauche : réponse à la polarisation  $+$  :  $G_+$ . Centre : réponse à la polarisation  $\times$  :  $G_\times$ . Droite : réponse à une onde composée des deux polarisations :  $R_{det}$ .

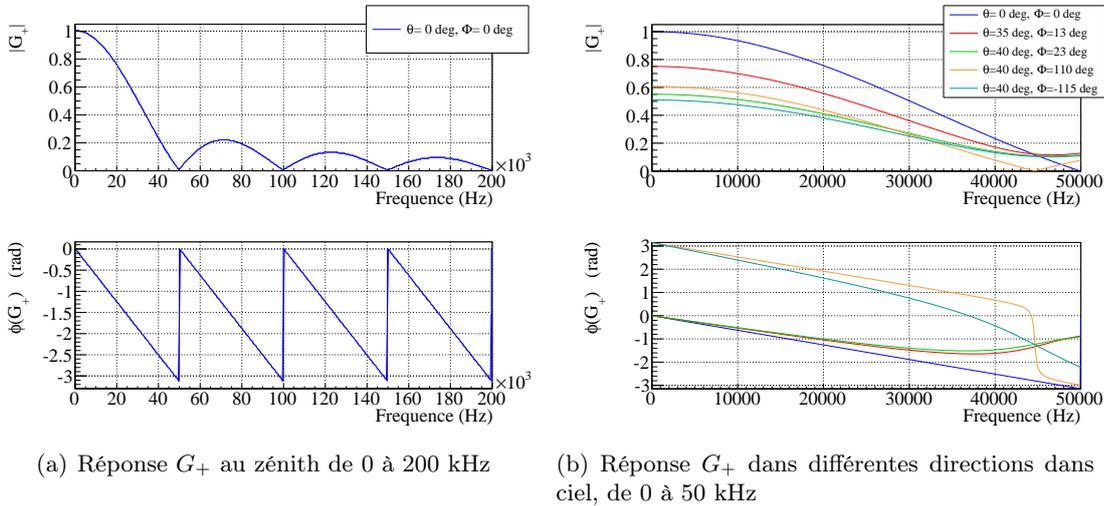


FIGURE 8.2 – Réponse d'antenne  $G_+(\vec{n}, f)$  de l'interféromètre en fonction de la fréquence  $f$  de l'onde gravitationnelle dans différentes directions  $\vec{n}$  autour du détecteur.

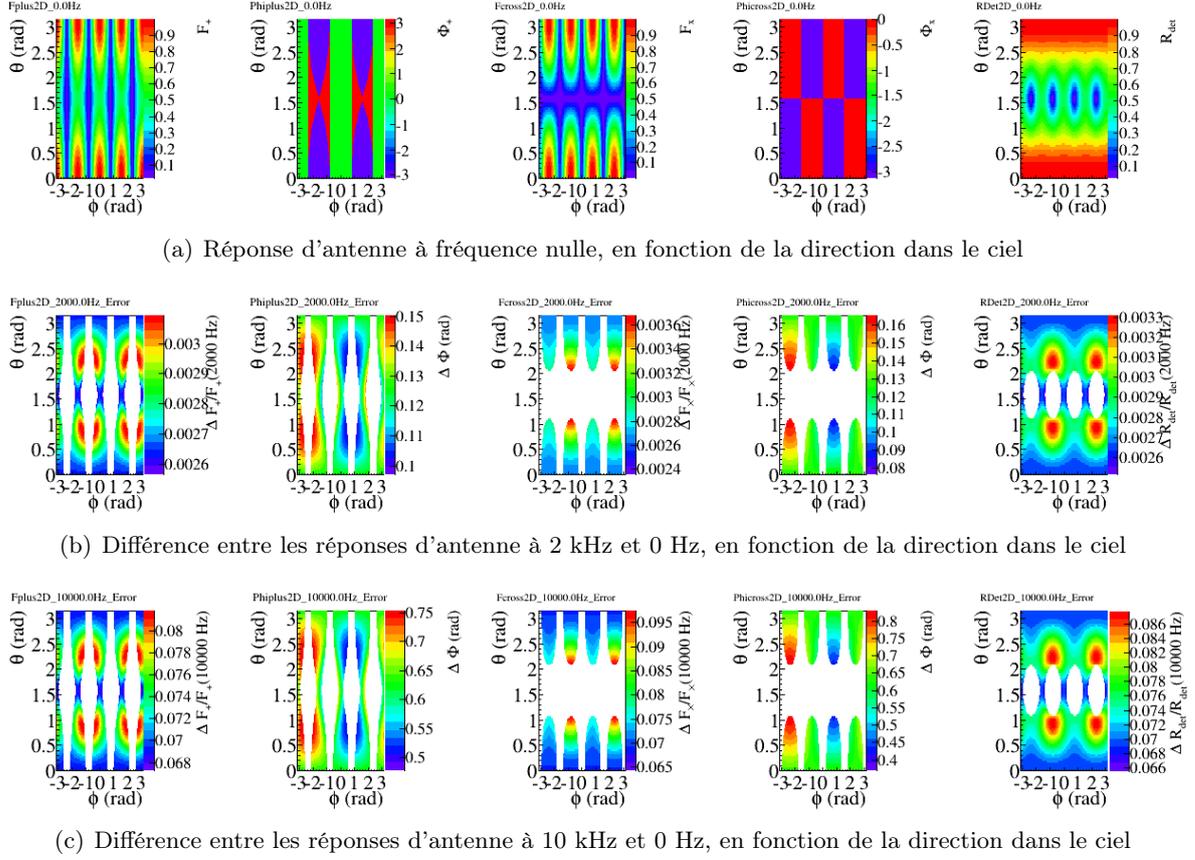


FIGURE 8.3 – Comparaisons des réponses d'antenne à 2 kHz et 10 kHz avec la réponse à fréquence nulle, en fonction de la direction dans le ciel  $(\theta, \phi)$ . La réponse à fréquence nulle est rappelée pour référence dans la première ligne. Les deux lignes suivantes donnent les résidus entre les réponses à 2 kHz (10 kHz respectivement) et la réponse à fréquence nulle. Les résidus (échelle des couleurs  $z$ ) sont  $\frac{G_A(\vec{n}, 0) - G_A(\vec{n}, f)}{G_A(\vec{n}, f)}$  pour l'amplitude et  $\phi(G_A(\vec{n}, 0)) - \phi(G_A(\vec{n}, f))$  pour la phase. Ils ne sont calculés que pour les positions où la réponse d'antenne est suffisamment forte, représentant 95% volume observable (les résidus sont mis à 0 pour les positions où la sensibilité du détecteur est plus faible). Colonnes 1 et 2 : amplitude et phase de  $G_+$  ; colonnes 3 et 4 : amplitude et phase de  $G_\times$  ; colonne 5 : amplitude de  $R_{det}$ .

Il faut noter que  $\tilde{G}_A(\vec{n}, f)$  est un nombre complexe alors que  $F_A(\vec{n})$  est un nombre réel.

A partir de  $F_+(\vec{n})$  et  $F_\times(\vec{n})$ , on peut calculer le paramètre  $R_{det}(\vec{n})$  qui est proportionnel à la distance que peut sonder l'interféromètre dans la direction  $\vec{n}$  en supposant que l'onde incidente contient autant des deux polarisations (angle d'inclinaison nul de la source par rapport au plan

perpendiculaire à la direction source-détecteur :  $\iota = 0$ ) :

$$R_{det}(\vec{n}) = \sqrt{\frac{1}{4}F_+^2(\vec{n})(1 + \cos^2 \iota)^2 + F_\times^2(\vec{n}) \cos^2 \iota} \quad (8.3)$$

$$= \sqrt{F_+^2(\vec{n}) + F_\times^2(\vec{n})} \quad (8.4)$$

On représente en général les réponses d'antenne aux deux polarisations dans le référentiel du détecteur, avec les axes  $x$  et  $y$  le long des bras de l'interféromètre. Les réponses d'antenne dans le cas de l'approximation grandes longueurs d'onde sont représentées sur la figure A.1(a). En trois dimensions, seul le module de  $\tilde{G}_A(\vec{n}, f)$  est représenté. Les réponses obtenues à 10 kHz (fréquence de Nyquist du signal  $h(t)$  reconstruit à 20 kHz) et à 50 kHz ( $f_{ISL} = \frac{1}{2T}$ , intervalle spectral libre des cavités Fabry-Perot de Virgo) sont aussi représentées pour comparaison. La réponse à 10 kHz n'est pas très différente de celle à fréquence nulle. Par contre, la réponse à 50 kHz est très différente, à la fois dans sa forme et dans son amplitude qui est réduite d'un facteur 10 environ.

La figure 8.2 permet de mieux visualiser la variation de la réponse du détecteur (amplitude et phase) avec la fréquence  $f$  de l'onde gravitationnelle :  $G_A(\vec{n}, f)$  est tracée en fonction de  $f$  pour quelques directions  $\vec{n}$ . Il existe une pseudo-périodicité à la fréquence de l'intervalle spectral libre des cavités Fabry-Perot. La réponse d'antenne varie différemment, à la fois en amplitude et en phase, dans différentes régions du ciel : le fait d'utiliser l'approximation grandes longueurs d'onde induit donc des erreurs qui dépendent à la fois de la fréquence et de la direction de la source d'ondes gravitationnelles dans le ciel par rapport à l'orientation du détecteur.

Afin d'estimer les erreurs introduites dans toutes les directions par l'approximation grandes longueurs d'onde, les réponses d'antenne (module et phase) sont représentées en deux dimensions, dans le plan  $(\theta, \phi)$ . On appelle  $\theta$  l'angle zenithal, entre l'axe vertical passant par la séparatrice du détecteur et la direction de la source dans le ciel, et  $\phi$  l'angle entre l'axe  $x$  et la projection de la source dans le plan  $(x, y)$ . On peut aussi représenter, dans ce plan, la différence entre la réponse exacte et la réponse approchée. Sur la figure 8.3, les deuxième et troisième lignes montrent le rapport des amplitudes  $\frac{G_A(\vec{n}, 0) - G_A(\vec{n}, f)}{G_A(\vec{n}, f)}$  et la différence des phases  $\phi(G_A(\vec{n}, 0)) - \phi(G_A(\vec{n}, f))$  entre les réponses à 2 kHz ou 10 kHz et la réponse à fréquence nulle. Ces résidus ne sont intéressants que dans les directions du ciel où le détecteur est suffisamment sensible aux ondes gravitationnelles. Un seuil minimum sur la réponse d'antenne est donc appliqué afin de montrer les résidus dans 95% du volume observable par le détecteur<sup>1</sup>.

En amplitude, les résidus restent inférieurs à 0,4% à 2 kHz, mais augmentent jusqu'à  $\sim 10\%$  à 10 kHz. A 10 kHz, l'utilisation de l'approximation grandes longueurs d'onde introduit une erreur sur l'amplitude de la réponse du détecteur entre 6% et 10% en fonction de la direction de la source dans le ciel.

En phase, les résidus augmentent avec la fréquence, leur maximum passant de 160 mrad à 2 kHz à 800 mrad à 10 kHz. En dessous de 10 kHz, cette variation est quasi-linéaire (voir la figure 8.2). On peut donc estimer un retard équivalent à cette variation : on introduit ainsi une erreur d'au maximum 13  $\mu$ s en utilisant l'approximation grandes longueurs d'onde au lieu de la

1. seuils à 0.47, 0.458 et 0.445 pour les réponses d'antenne à 0 Hz, 2 kHz et 10 kHz respectivement.

réponse exacte. Il faut cependant noter que cette erreur maximale sur la phase est atteinte dans les régions du ciel où le détecteur est moins sensible, alors que l'erreur reste proche de zéro dans les régions où la sensibilité est maximale.

## 8.2 Réponses optiques des cavités Fabry-Perot : approximation du pôle simple

Qualitativement, lorsque la longueur  $L_0$  d'une cavité Fabry-Perot de finesse  $\mathcal{F}$  varie, la lumière stockée dans la cavité parcourt  $N_{ar} = 2\mathcal{F}/\pi$  allers-retours. Ceci permet d'amplifier le déphasage du faisceau réfléchi par la cavité afin d'être plus sensible à la variation de longueur que sans cavité. Cependant, cette description n'est valable que lorsque la longueur de la cavité varie lentement pendant la durée de stockage de la lumière, c'est-à-dire quand la fréquence des variations est petite par rapport à  $\frac{N_{ar} \times 2L_0}{c}$ . Pour des fréquences plus grandes, la longueur de la cavité varie significativement alors que le faisceau est stocké dans la cavité : la phase du faisceau réfléchi fournit donc une information sur la longueur moyenne de la cavité mesurée sur un certain temps. La sensibilité aux variations de longueur est ainsi réduite.

Le calcul des réponses optiques d'une cavité Fabry-Perot au passage d'une onde gravitationnelle d'une part et à un déplacement des miroirs formant la cavité d'autre part sont décrits dans [29] (équations 27 et 35).

### 8.2.1 Réponse à une onde gravitationnelle

La réponse exacte à une onde gravitationnelle est décrite en fonction de la fréquence  $f$  de l'onde par :

$$C(f) = \frac{1 - r_1 r_2}{1 - r_1 r_2 e^{-j4\pi f T}} \quad (8.5)$$

où  $r_1$  et  $r_2$  sont les coefficients de réflexion en amplitude des deux miroirs formant la cavité, et  $T = \frac{L_0}{c}$  où  $L_0$  est la longueur de la cavité. C'est une fonction périodique dont la fréquence est appelée "intervalle spectral libre" de la cavité,  $f_{ISL} = \frac{1}{2T}$ .

### 8.2.2 Réponse au mouvement d'un miroir de la cavité

Pour une modification de la longueur de la cavité par des déplacements  $x_{entree}$  et  $x_{bout}$  des miroirs d'entrée et de bout de la cavité, la réponse du détecteur est :

$$V(f) = \frac{2}{L_0} C(f) [e^{-j2\pi f T} x_{bout}(f) - x_{entree}(f)] \quad (8.6)$$

La forme de la réponse optique est la même que la réponse à une onde gravitationnelle, mais avec un retard supplémentaire (de 10  $\mu$ s pour Virgo) dans le cas du déplacement d'un miroir de bout de bras.

### 8.2.3 Approximation utilisée

Lors de la reconstruction du signal  $h(t)$  pour Virgo, la dépendance en fréquence de la réponse optique des cavités Fabry-Perot a été approchée par un pôle simple à  $f_p$  :

$$C_{pole}(f) = \frac{1}{1 + j\frac{f}{f_p}} \quad (8.7)$$

où  $f_p$  est défini à partir de la finesse  $\mathcal{F}$  de la cavité :  $f_p = \frac{c}{4\mathcal{F}L_0}$  et  $\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{r_1r_2}}{1-r_1r_2}$ . Cette même approximation a été utilisée en réponse aux mouvements de tous les miroirs des cavités ou en réponse à une onde gravitationnelle.

La réponse optique exacte  $C(f)$  obtenue pour Virgo+ (avec  $r_1^2 = 0,9587387$ ,  $r_2^2 = 0,999989$  et  $L_0 = 3$  km) est tracée en bleu sur la figure 8.4 et l'approximation par un pôle simple est tracée en rouge ( $\mathcal{F} = 150$  et  $f_p = 167$  Hz). Les résidus en amplitude et en phase sont montrés à droite. Les erreurs introduites sur le module par le modèle du pôle simple augmentent avec la fréquence. Dans la région utilisée pour la reconstruction du signal  $h(t)$ , les erreurs atteignent respectivement 0,26% et 7% à 2 kHz et 10 kHz. L'erreur en phase est proportionnelle à la fréquence : l'utilisation du pôle simple introduit une erreur de 9,8  $\mu$ s.

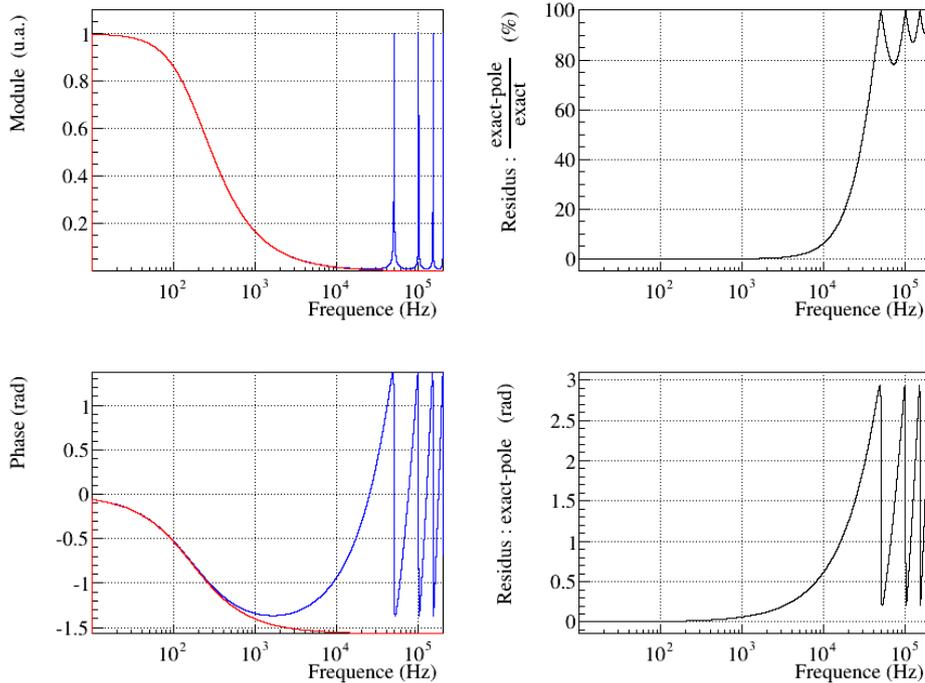


FIGURE 8.4 – Réponse optique de la cavité (cas de Virgo+). A gauche : module et phase de la réponse exacte (bleu) et de l'approximation par un pôle simple (rouge). A droite : résidus en module et phase de l'approximation comparée à la réponse exacte.

### 8.3 Combinaison des deux approximations

La réponse complète du détecteur est la combinaison des deux réponses à une onde gravitationnelle : réponse des cavités optiques et réponse de l'interféromètre. Lors du passage d'une onde gravitationnelle de composantes  $h_+$  et  $h_\times$  et avec les miroirs des cavités se déplaçant par ailleurs de  $x_{bout}$  et  $x_{entree}$ , le signal mesuré peut donc s'écrire :

$$V(f) = \tilde{G}_+(\vec{n}, f) C(f) \tilde{h}_+(t) + \tilde{G}_\times(\vec{n}, f) C(f) \tilde{h}_\times(t) + \frac{2}{L_0} C(f) [e^{-j2\pi f T} x_{bout}(f) - x_{entree}] \quad (8.8)$$

La formule équivalente qui a été utilisée lors de la reconstruction de  $h(t)$  dans Virgo s'écrit :

$$V_{approx}(f) = \tilde{G}_+(\vec{n}, 0) C_{pole}(f) \tilde{h}_+(t) + \tilde{G}_\times(\vec{n}, 0) C_{pole}(f) \tilde{h}_\times(t) + \frac{2}{L_0} C_{pole}(f) [x_{bout}(f) - x_{entree}] \quad (8.9)$$

Concernant la réponse à une onde gravitationnelle, il faut donc comparer la réponse exacte  $G_A(\vec{n}, f) C(f)$  à la réponse approchée  $G_A(\vec{n}, 0) C_{pole}(f)$ . Nous avons montré dans les sections précédentes que les deux approximations introduisent des erreurs allant jusqu'à  $\sim 10\%$  en amplitude à 10 kHz et restant de l'ordre de  $\sim 10 \mu\text{s}$  en phase. Fortuitement, ces erreurs ont des amplitudes similaires, mais vont dans des directions opposées : leur combinaison résulte donc dans des erreurs plus faibles.

Afin de comparer la combinaison des approximation à la réponse exacte du détecteur aux ondes gravitationnelles, les résidus suivants sont calculés :

$$\begin{aligned} \text{en module} & : \frac{G_A(\vec{n}, 0) \times C_{pole}(f) - G_A(\vec{n}, f) \times C(f)}{G_A(\vec{n}, f) \times C(f)} \\ \text{en phase} & : \phi\left(G_A(\vec{n}, f = 0) \times C_{pole}(f)\right) - \phi\left(G_A(\vec{n}, f) \times C(f)\right) \end{aligned} \quad (8.10)$$

Ces résidus sont montrés en fonction de la fréquence sur la figure 8.5, pour quelques directions de l'onde autour du détecteur. Les résidus calculés à 2 kHz et à 10 kHz sont tracés en fonction de la direction dans le ciel dans la figure 8.6 (du fait de la linéarité des résidus en phase en fonction de la fréquence, ils ont été convertis en retard équivalent pour cette figure).

Ces résultats confirment que les erreurs introduites par la combinaison des deux approximations restent faibles. En amplitude, les erreurs restent inférieures à 0,5% à 2 kHz et à 2,5% à 10 kHz. En phase, les erreurs, converties en retard, sont inférieures à  $\pm 3 \mu\text{s}$ .

Cette étude permet de mieux définir ce qu'est le signal  $h(t)$  reconstruit : c'est l'amplitude d'une onde gravitationnelle qui arriverait juste en dessus (ou en dessous) du détecteur. De légères corrections peuvent être prises en compte quand l'onde arrive d'une autre direction, principalement un décalage temporel dans la bande de fréquences des analyses, de 10 Hz à quelques kHz.

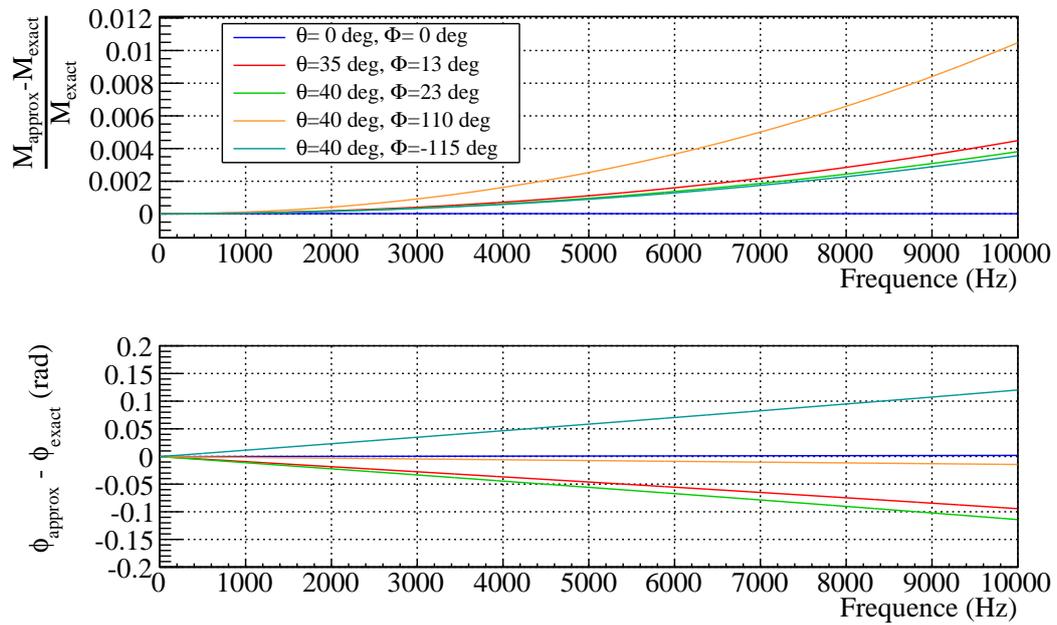
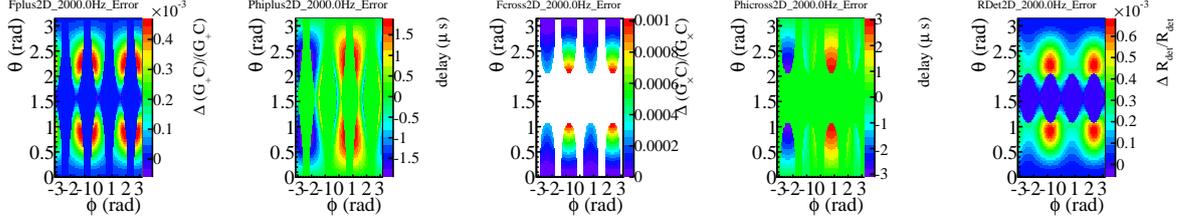
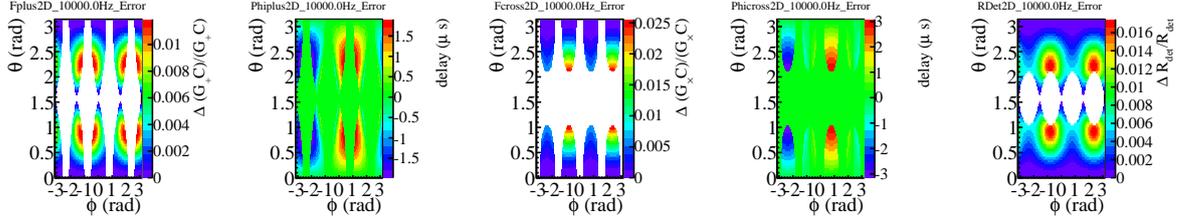


FIGURE 8.5 – Comparaison de la combinaison des deux approximations avec la réponse exacte de Virgo+ : résidus (voir définition dans l'équation 8.10) en fonction de la fréquence pour quelques directions  $(\theta, \phi)$  dans le ciel.



(a) Différence entre les réponses totales à 2 kHz et 0 Hz, en fonction de la direction dans le ciel



(b) Différence entre les réponses totales à 10 kHz et 0 Hz, en fonction de la direction dans le ciel

FIGURE 8.6 – Comparaisons de la combinaison {réponse d’antenne × réponse des cavités optiques} à 2 kHz et 10 kHz avec la combinaison {réponse d’antenne à fréquence nulle × pôle simple} en fonction de la direction dans le ciel  $(\theta, \phi)$  (cas de Virgo+). Chaque ligne donne les résidus entre les réponses à 2 kHz (10 kHz respectivement) et la réponse à fréquence nulle. Les résidus (échelle des couleurs  $z$ ) sont  $\frac{G_A(\vec{n}, 0) \times C_{pole}(f) - G_A(\vec{n}) \times C(f)}{G_A(\vec{n}, f) \times C(f)}$  pour l’amplitude et  $-\frac{\phi(G_A(\vec{n}, 0) \times C_{pole}(f)) - \phi(G_A(\vec{n}, f) \times C(f))}{2\pi f}$  pour le retard. Ils ne sont calculés que dans les directions les plus sensibles, représentant un volume de 95% du volume observable (les résidus sont mis à 0 pour les positions où la sensibilité du détecteur est plus faible). Colonnes 1 et 2 : amplitude et retard pour une onde polarisée + ; colonnes 3 et 4 : amplitude et retard pour une onde polarisée × ; colonne 5 : amplitude de  $R_{det}$ .

## Chapitre 9

# Réglages fins de l'étalonnage pour la reconstruction

L'algorithme de reconstruction de  $h(t)$  a besoin qu'on lui fournisse les paramètres d'étalonnage des différents actionneurs des miroirs et de la lecture de la photodiode de frange noire. Cependant, lors de la reconstruction de Virgo, des "ajustements fins" de ces paramètres d'étalonnage ont été nécessaires afin de rendre plus cohérents tous les critères permettant de valider la reconstruction. En pratique, un retard de  $3\ \mu\text{s}$  a été ajouté à la réponse des actionneurs des miroirs ainsi qu'à la lecture de la photodiode de frange noire. Initialement, cet ajustement a été réalisé afin de mieux accorder la finesse des cavités estimées pendant la reconstruction à la finesse estimée par d'autres mesures. En effet un écart systématique de 4% à 5% a été remarqué entre les deux méthodes, ce qui correspond à un écart de  $\sim 6\ \mu\text{s}$  sur le retard de certaines réponses. Ne sachant pas où était la source de ce biais, nous l'avons réparti entre les deux réponses, actionneurs des miroirs et lecture de la photodiode. Ceci est évoqué dans la publication [25] et expliqué plus en détail dans la note [30].

Depuis, nous avons mieux compris pourquoi un tel ajustement a été nécessaire. Ceci est brièvement décrit dans cette section.

### 9.1 Réponse des cavités optiques à un déplacement des miroirs

Pour une modification de la longueur de la cavité Fabry-Perot par des déplacements  $x_{entree}$  et  $x_{bout}$  des miroirs d'entrée et de bout de la cavité, la réponse du détecteur qui a été utilisée dans Virgo est :

$$V_{utilise}(f) = \frac{2}{L_0} C_{pole}(f) [x_{bout}(f) - x_{entree}(f)] \quad (9.1)$$

Aucun contrôle longitudinal n'était appliqué aux miroirs d'entrée et ils n'étaient donc pas utilisés dans la reconstruction :  $x_{entree}(f) = 0$ . En comparant cette équation à l'équation 8.6, on peut noter que, en plus de l'approximation de  $C(f)$  par un pôle simple  $C_{pole}(f)$ , le retard de  $10\ \mu\text{s}$  qui apparaît sur la réponse à un mouvement des miroirs des bouts de bras n'a pas été correctement pris en compte. Cependant, l'ajustement fin des retards réalisé lors de la reconstruction le compense en partie : en relatif entre les différents signaux, cet ajustement correspond à avoir pris en compte un retard de  $6\ \mu\text{s}$  dans la réponse du détecteur à un mouvement des miroirs de

bout de bras.

Il aurait donc été plus correct de ne pas modifier la réponse de l'électronique de lecture des photodiodes, de correctement prendre en compte le retard de  $10\ \mu\text{s}$  sur la réponse à un mouvement des miroirs de bout de bras, et de réaliser un ajustement fin de la réponse des actionneurs dans l'incertitude systématique associée de  $\pm 3\ \mu\text{s}$ .

## 9.2 Estimation de la finesse

Une deuxième remarque concerne l'estimation de la finesse des cavités à partir des lignes de calibration injectées sur les miroirs NE, WE et BS. Les finesses reconstruites sont montrées sur la figure 9.1. On s'attend a priori à ce que la finesse estimée avec BS soit la finesse moyenne des deux cavités, estimées avec NE et WE respectivement, mais on observe que la finesse reconstruite avec BS est autour de 153 alors que celles obtenues pour les cavités sont autour de 143 et 144. Or, ces finesses sont estimées à partir d'une phase mesurée à  $\sim 350\ \text{Hz}$  où la différence de phase entre un pôle simple à  $163\ \text{Hz}$  ( $\mathcal{F} = 153$ ) et un pôle simple à  $173\ \text{Hz}$  ( $\mathcal{F} = 144$ ) est de  $23.7\ \text{mrad}$ , ce qui correspond à un retard de  $10\ \mu\text{s}$  à mieux que  $1\ \mu\text{s}$  près. Cet écart sur les estimations de finesses s'explique ainsi par le fait qu'il "manque"  $10\ \mu\text{s}$  dans la réponse des miroirs de bout de bras par rapport à celle de la séparatrice (en effet, les réponses des actionneurs ont toutes été modifiées de  $3\ \mu\text{s}$ , ce qui ne change pas le retard relatif entre BS et les bouts de bras).

Il aurait donc fallu ne pas ajouter de retard à la réponse des actionneurs du miroir BS dans la reconstruction de  $h(t)$  pour Virgo : dans ce cas, les trois finesses mesurées auraient été en accord.

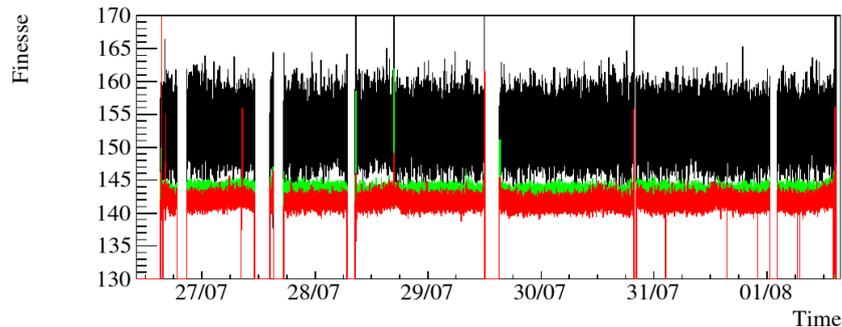


FIGURE 9.1 – Finesses estimées en ligne par l'algorithme de reconstruction de  $h(t)$  au long de six journées du run VSR4 (été 2011). Ces finesses sont estimées à partir des lignes de calibration injectées autour de  $350\ \text{Hz}$  sur les miroirs BS (noir), NE (vert) et WE (rouge).

## 9.3 Conclusions

Certaines petites anomalies observées lors de la caractérisation de  $h(t)$  et des paramètres de suivi généré par l'algorithme de reconstruction ont conduit à réaliser des ajustements fins, de quelques microsecondes, sur le retard des fonctions de transfert mesurées lors de l'étalonnage, tout en restant dans les incertitudes systématiques correspondantes. Depuis, la source principale de ces anomalies a été identifiée comme une erreur de  $10\ \mu\text{s}$  dans la réponse optique des cavités

Fabry-Perot à des déplacements des miroirs de bout de bras. Les ajustements fins réalisés ont permis de compenser en partie cette erreur, tout en ajoutant des incertitudes systématiques sur la voie  $h(t)$  reconstruite, en particulier au niveau de l'incertitude sur le retard qui aurait sûrement pu être limitée à  $5\ \mu\text{s}$  au lieu de  $8\ \mu\text{s}$ . Cependant, ces erreurs restent tout à fait dans les contraintes imposées par l'analyse des données de Virgo, et il n'a donc pas été nécessaire de recalculer le signal  $h(t)$  sur les données des runs de Virgo après avoir compris ces erreurs.

Cette étude nous a permis d'identifier des erreurs dans les modèles utilisés pour la reconstruction de  $h(t)$  dans les données de Virgo. Ces erreurs seront bien sûr corrigées pour la reconstruction des données d'Advanced Virgo.

## Quatrième partie

# Simulations d'ondes gravitationnelles par excitation des miroirs

Le troisième objectif de l'étalonnage est de fournir un outil pour simuler le passage d'une onde gravitationnelle dans le détecteur en appliquant un mouvement forcé à certains miroirs. C'est ce qu'on appelle des "injections hardware". Plusieurs types d'injection sont réalisées, avec différents objectifs :

- signaux de types bursts ou coalescences de systèmes binaires, dans Virgo seulement, généralement des signaux de forte amplitude : ces injections sont utilisées pour valider les outils de réjection des signaux impulsionnels provenant de bruits. Ces outils utilisent les signaux auxiliaires mesurés sur le détecteur pour définir des *vetos* permettant de rejeter faux événements d'ondes gravitationnelles. Pour cette validation, il est donc important de vraiment déplacer les miroirs du détecteur, générant une réaction des boucles de contrôle visible dans tous les signaux auxiliaires impliqués, comme dans le cas où une onde gravitationnelle passe.
- signaux de types bursts, coalescences de systèmes binaires ou stochastiques, cohérents entre Virgo et LIGO, généralement d'amplitude plus faible : ces injections permettent de tester l'efficacité des algorithmes de recherche d'ondes gravitationnelles. Notons que ce type d'injection pourrait être réalisé de façon logicielle, sans déplacer vraiment les miroirs, en ajoutant les signaux à simuler dans les signaux  $h(t)$  mesurés.
- injections en aveugle : signaux de types bursts ou coalescences de systèmes binaires, cohérents entre Virgo et LIGO, mais réalisées de telle sorte qu'ils ne soient pas connus des groupes d'analyse.

La première section décrit comment ces injections ont été réalisées dans Virgo. La deuxième section résume brièvement les conséquences d'une injection en aveugle réalisée en septembre 2010.

## 10.1 Simulation d'ondes gravitationnelles par excitation des miroirs

### 10.1.1 Principe de fonctionnement

Le principe, schématisé sur la figure 10.2, est relativement simple :

1. le signal temporel  $h(t)$  reçue d'une source supposée d'ondes gravitationnelles est simulé dans une certaine fenêtre temporelle,
2. un software tournant en temps-réel sur un PC lit ce signal  $h(t)$  et le filtre avec la fonction de transfert inverse de l'actionneur d'un miroir de bout de bras, générant un signal temporel numérique  $E(t)$ ,
3. le signal  $E(t)$  est alors envoyé, à travers le réseau d'échange des données en temps réel, du PC jusqu'à l'actionneur du miroir,
4. l'actionneur transforme ce signal numérique en une force sur le miroir,
5. le déplacement induit du miroir reproduit la variation de longueur différentielle des bras qu'aurait générée la source d'ondes gravitationnelles simulée initialement.

La réponse de l'actionneur est au préalable calibrée comme nous l'avons décrit dans le chapitre 5.

Dans le cas où ces injections sont faites en coïncidence avec LIGO, la simulation fournit les différents signaux  $h(t)$  qui seraient vus par les différents détecteurs en provenance d'une même source. Le moment où l'injection est appliquée dans les différents détecteurs est donc crucial afin de retrouver ce signal dans les analyses, et de retrouver la source à la position où

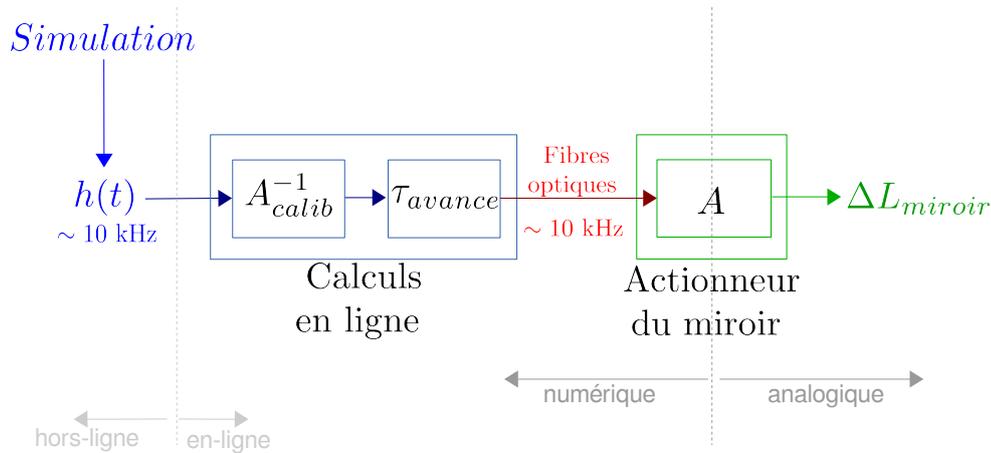


FIGURE 10.2 – Schéma de principe du mécanisme d'injection hardware.

elle a été simulée. La phase et le retard qui existe dans la réponse de l'actionneur doivent donc être compensés correctement. Ces injections sont sujettes à des erreurs liées aux incertitudes systématiques de l'étalonnage de l'actionneur du miroir utilisé et reportées section 5.5 :  $\sim 5\%$  en amplitude en  $\sim 30$  mrad et  $\sim 10 \mu\text{s}$  sur la phase. Une erreur en amplitude indépendante de la fréquence introduit une erreur sur la distance de la source simulée principalement ; des erreurs qui varient avec la fréquence pourraient introduire des erreurs sur d'autres paramètres des sources, leur spin en particulier.

Un point auquel il faut faire attention, en plus de l'étalonnage habituel, est le temps mis entre le moment où le signal  $E(t)$  calculé sur le PC est envoyé vers l'actionneur et le moment où l'actionneur reçoit ce signal. Pour Virgo, le temps de transmission était de  $200 \mu\text{s}$ . Il était pris en compte en avançant le signal  $E(t)$  de  $\tau_{avance} = 200 \mu\text{s}$ .

### 10.1.2 Petite précision sur l'application du signal d'excitation

L'actionneur d'un miroir a été décrit section 2.2.3 et figure 2.3. Plusieurs signaux sont reçus et sommés dans le DSP : le signal généré par la boucle de contrôle longitudinale,  $zCtrl$  ; un signal d'excitation,  $zExc1$ , qui est ajouté à  $zCtrl$  avant l'extraction de  $zC$  ; et un second signal d'excitation  $zExc2$  qui est ajouté après. La plupart des signaux utilisés pour l'étalonnage sont envoyés par la voie  $zExc1$ , mais il est important de comprendre pourquoi il y a deux voies d'excitation possibles. Ceci est en lien avec la reconstruction du signal d'onde gravitationnelle  $h(t)$  discutée dans le chapitre précédent, et qui soustrait le mouvement des miroirs estimé partir du signal  $zC$  : si l'on veut que l'excitation appliquée soit visible dans le signal  $h(t)$  reconstruit, il faut l'appliquer par la voie  $zExc2$ . Au contraire, en l'appliquant par la voie  $zExc1$ , l'algorithme de reconstruction détaillé section 7 soustrait l'excitation qui n'apparaît donc pas dans la voie  $h(t)$ . Le signal  $E(t)$  généré pour réaliser une injection hardware doit donc être envoyée à travers la voie  $zExc2$ .

En pratique, pour Virgo, le signal a été envoyé à un actionneur qui n'était pas utilisé pour contrôler l'interféromètre (les bobines haute et basse du miroir WE ou NE).

## 10.2 Injection en aveugle : le “Big Dog”

Le 16 septembre 2010 vers 8h45m (heure locale en Italie), un événement a été détecté par plusieurs algorithmes de recherche d’ondes gravitationnelles en ligne. La probabilité que cet événement soit plutôt dû à une onde gravitationnelle que dû à un bruit de fond était suffisamment forte pour qu’une alerte soit envoyée à nos partenaires pour qu’ils observent le ciel dans le domaine électro-magnétique. Le candidat GW100916 était présent dans les données à 6h42m22.955s UTC. Il provenait de la direction de la constellation du Grand Chien, et il a été surnommé le “Big Dog”.

Dans les mois suivants cette détection, une fois la qualité des données mieux connue autour de ce candidat, des analyses plus poussées ont été réalisées. En particulier, le taux de fausses alarmes a été estimé plus précisément : un événement de bruit avec le rapport signal-sur-bruit mesuré n’était attendu qu’une fois tout les 7000 ans. De plus, afin d’estimer les paramètres de la source d’ondes gravitationnelles, des analyses bayésiennes cohérentes ont été appliquées sur les données. Des modèles de coalescences de systèmes binaires compacts avec et sans spin ont été utilisés. Malheureusement les paramètres estimés varient de façon significative en fonction du modèle utilisé. Cependant, tous les modèles favorisent la présence d’un système binaire compact dont la masse de l’astre le plus massif est entre 5,4 et 10 masses solaires, et celle du plus léger entre 2,7 et 5,6 masses solaires. Les analyses indiquent aussi clairement que l’objet le plus massif a un paramètre de spin supérieur à 0,67. L’estimation de la direction de la source dans le ciel est limitée par le rapport signal-sur-bruit de l’événement, la dégénérescence des paramètres reconstruits et le signal relativement faible du détecteur Virgo. Les probabilités de la direction de la source dans le ciel, cohérentes pour les différents modèles, sont montrées sur la carte du ciel figure 10.3. La distance de la source est estimée entre 7 et 60 Mpc.

Notons ici que le signe du signal injecté dans LIGO n’avait pas le bon signe ( $-h(t)$  au lieu de  $h(t)$ ), ce qui a compliqué l’estimation des paramètres à partir des données des trois détecteurs de LIGO et de Virgo.

Une publication a été rédigée pour décrire la mise en évidence d’une source probable d’ondes gravitationnelles : “*Evidence for the Direct Detection of Gravitational Waves from a Black Hole Binary Coalescence*”. Le 14 mars 2011, lors d’une réunion de collaboration LIGO-Virgo, la publication a été validée, puis “l’enveloppe” ouverte : les deux collaborations s’étaient mis d’accord pour d’éventuelles injections en aveugle de faux signaux d’ondes gravitationnelles dans les données. Et en effet, ce candidat était en fait un signal simulé [31]... et non une première détection. J’étais membre du comité restreint LIGO-Virgo et avais pris en charge l’injection du signal dans Virgo.

Cet exercice d’injection en aveugle avait été mis en place pour deux raisons. La première est d’ordre sociologique : afin d’éviter qu’une éventuelle détection d’un signal d’onde gravitationnelle ne fuite à l’extérieur de la collaboration, ou du moins pour que la rumeur ne soit pas trop intense du fait que ce pouvait être un signal injecté plutôt qu’un vrai événement. Ceci a bien fonctionné. La deuxième raison de cet exercice est plus scientifique, avec l’objectif de pousser les analyses et de se préparer à une première détection. Des améliorations importantes ont en effet été apportées aux algorithmes d’analyse pendant les six mois entre la détection et l’ouverture de l’enveloppe. On peut citer quelques exemples, parmi lesquels une bien meilleure estimation du fond, c’est-à-dire du taux de coïncidences fortuites entre les trois détecteurs, afin d’estimer la

faible probabilité que cet événement soit du bruit ; des études et comparaisons systématiques de plusieurs méthodes bayésiennes utilisées pour reconstruire les paramètres de la source d'ondes gravitationnelles, avec une revue intense pendant les six mois ; la rédaction d'une publication décrivant la découverte probable d'une onde gravitationnelle, qui permettra sûrement une rédaction plus rapide lors d'une détection avec Advanced Virgo et Advanced LIGO ; la mise en évidence que l'état du matériel et des logiciels utilisés sur les détecteurs doivent être archivés de façon plus systématique.

Je fais actuellement partie d'un comité LIGO-Virgo qui a été mis en place afin de définir la politique et la mise en œuvre éventuelle d'injections en aveugle pour les détecteurs avancés dans les prochaines années.

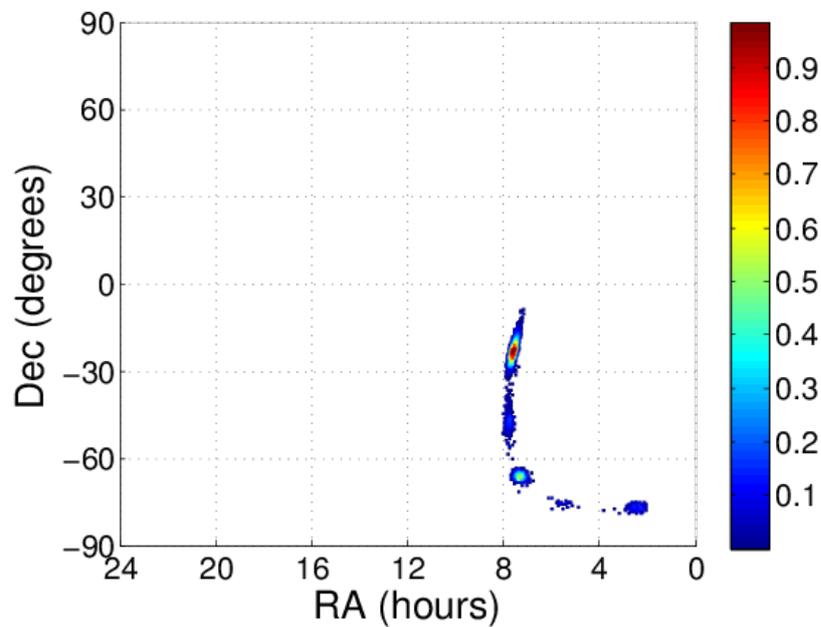


FIGURE 10.3 – Carte du ciel représentant la probabilité de présence de la source fictive d'ondes gravitationnelles détectée par LIGO et Virgo en 2010.



Cinquième partie

Perspectives pour *Advanced Virgo*

Après les prises de données effectuées avec les détecteurs d'ondes gravitationnelles de première génération, Virgo et LIGO, des améliorations importantes des détecteurs ont été prévues pour construire les détecteurs de deuxième génération, Advanced Virgo [32], et AdvancedLIGO [33].

Le Technical Design Report d'Advanced Virgo [34] a été terminé et approuvé en 2012. Virgo s'est officiellement arrêté fin 2011 pour démanteler le détecteur et commencer la construction d'Advanced Virgo.

Dans cette partie, les principales évolutions du détecteur permettant d'atteindre la sensibilité d'Advanced Virgo sont d'abord résumées dans le premier chapitre, en détaillant en particulier les modifications relatives à l'étalonnage. Les deux chapitre suivants traitent des perspectives pour l'étalonnage et pour la reconstruction du signal d'onde gravitationnelle pour le détecteur Advanced Virgo.

## Chapitre 11

# Evolutions du détecteur vers Advanced Virgo

Les principales modifications de la configuration du détecteur permettant de gagner un facteur  $\sim 10$  en sensibilité sur toute la bande passante de Virgo sont d'abord décrites. Un scénario d'évolution de la sensibilité du détecteur depuis la fin de sa première phase de construction fin 2015 jusqu'à atteindre sa sensibilité nominale en 2021 est ensuite évoqué.

### 11.1 Améliorations du détecteur Advanced Virgo

Parmi les améliorations les plus importantes du détecteur, on peut citer :

- **Modification de la configuration optique.** La finesse des cavités Fabry-Perot est augmentée de 50 (Virgo) ou 150 (Virgo+) à 443. Le gain de recyclage en puissance reste d'environ 50. Un miroir, SR, est ajouté en sortie de l'interféromètre afin de faire une nouvelle cavité, dite de recyclage du signal, entre l'interféromètre et ce miroir. Des réglages microscopiques de cette cavité permettent de modifier la réponse optique et le niveau du shot noise afin d'adapter la forme de la courbe de sensibilité en fonction des différents types de sources recherchées. Advanced Virgo va démarrer en 2015 sans le miroir SR, dans une configuration optique plus proche de Virgo, afin d'accélérer les premiers réglages. Le miroir SR sera ajouté plus tard, en 2017.
- **Augmentation de la puissance du faisceau laser,** de moins de 20 W dans Virgo à 125 W (après la cavité mode-cleaner). Afin d'appivoiser les effets thermiques dus à la forte puissance du faisceau, Advanced Virgo va démarrer avec une puissance réduite,  $\sim 25$  W, qui sera augmentée progressivement. Afin de finaliser la R&D du laser plus puissant d'Advanced Virgo, le laser de Virgo+ a été réinstallé pour le démarrage d'Advanced Virgo et sera remplacé en 2017.
- **Réduction de la contribution du bruit thermique des miroirs,** en augmentant la taille des faisceaux sur les miroirs : les fluctuations de positions des atomes des miroirs sont ainsi moyennées sur une plus grande surface, ce qui réduit leur impact sur les fluctuations de la phase du faisceau. Pour cela, les miroirs d'entrée et de sortie des cavités Fabry-Perot auront une courbure de l'ordre de 1500 m afin que le waist du faisceau soit au centre de la cavité.

- **Remplacement de tous les miroirs.** Du fait de la nouvelle configuration optique, les miroirs doivent être remplacés pour modifier leurs rayons de courbure et leurs réflectivités optiques. La qualité du polissage des miroirs est améliorée afin de réduire les pertes de puissance par diffusion de lumière, le revêtement de surface est amélioré pour réduire les pertes de puissance par absorption et les effets thermiques de déformation des miroirs, liés en particulier à l’augmentation de puissance du laser. De plus, les miroirs sont deux fois plus lourds, 42 kg au lieu de 21 kg, afin de limiter le bruit de pression de radiation.
- **Ajout d’un système de compensation thermique complexe.** L’utilisation d’un faisceau laser plus grand (et donc avec un front d’onde plus plat), favorise l’apparition de modes d’ordres supérieurs dans les cavités, réduisant la stabilité du verrouillage de l’interféromètre et par conséquent le temps effectif d’observation des ondes gravitationnelles. De plus, du fait de l’augmentation de la puissance du laser, et malgré l’amélioration de la qualité des miroirs, la déformation des miroirs par absorption d’une partie du faisceau laser risque d’introduire des défauts dans la forme du faisceau laser, réduisant le contraste de l’interféromètre et par conséquent sa sensibilité. Pour combattre ces effets, un système de compensation thermique va être mis en place afin de mesurer les déformations des miroirs et de les corriger en ligne en réduisant les défauts et les gradients thermiques en chauffant certaines parties du miroir à l’aide de lasers auxiliaires. De plus, des anneaux résistifs chauffants installés autour des miroirs permettront d’ajuster leurs rayons de courbure.
- **Ajout de bancs optiques suspendus et sous vide** ( $10^{-6}$  mbar) pour accueillir tous les capteurs optiques (en particulier photodiodes et caméras) utilisés pendant les prises de données scientifiques. Par rapport à Virgo, où les capteurs étaient placés sur des tables optiques standard et sous air, ceci doit réduire le couplage des bruits acoustiques et sismiques, ainsi que leurs effets non-linéaires sur la lumière diffusée par les éléments optiques.
- **Amélioration de la qualité du vide dans les tubes** jusqu’à  $10^{-9}$  mbar afin que le bruit de phase introduit par les variations d’indice optique dans les tubes reste négligeable par rapport à la sensibilité d’Advanced Virgo. Pour cela, des pièges froids (*cryotrap*s) sont installés aux extrémités des deux bras de 3 km pour que le vide des tubes ne soit pas contaminé par l’eau provenant des tours de suspension et des miroirs. Si nécessaire, pour atteindre cette pression, les impuretés des tubes pourront être évacuées en chauffant les tubes à  $\sim 150^\circ\text{C}$  pendant un mois.
- **Mesure du canal principal par une détection dite “DC”** et non plus hétérodyne. Cette mesure s’explique simplement à partir d’un simple interféromètre de Michelson verrouillé sur un point de fonctionnement légèrement décalé de la frange noire. Dans ce cas, les variations de la longueur différentielle des bras entraînent directement une variation de la puissance mesurée en sortie de l’interféromètre. Cependant, une différence entre les longueurs des deux bras est nécessaire afin d’avoir un point de fonctionnement autour duquel la puissance varie de façon quasi linéaire, ce qui permet de reconstruire le signe de ces variations. Le point de fonctionnement résulte d’un compromis : d’un côté, une différence initiale plus grande entre les longueurs des deux bras augmente la réponse du détecteur à une variation de cette longueur relative ; d’un autre côté, elle augmente la puissance mesurée au point de fonctionnement et donc le bruit de grenaille des photons. Les contraintes données pour Advanced Virgo sont d’avoir un décalage entre les longueurs des deux bras de  $10^{-11}$  m (modulo une demi-longueur d’onde du laser) avec une précision de  $10^{-15}$  m.

Cependant, la puissance est encore mesurée de façon hétérodyne sur les autres photodiodes

afin d'extraire la plupart des signaux d'erreur des boucles de contrôles de l'interféromètre. Cette méthode de détection a défini des contraintes sur les performances du mode-cleaner de sortie : en effet, seul le mode TEM00 du faisceau et à la longueur d'onde du laser contient l'information sur le passage d'une onde gravitationnelle. La cavité mode-cleaner de sortie d'Advanced Virgo doit donc filtrer les modes d'ordres supérieurs du faisceau principal, comme pour Virgo, mais aussi les bandes latérales générées par la modulation en phase du laser (y compris leur mode TEM00).

## 11.2 Scénario d'évolution de la sensibilité d'Advanced Virgo

Un scénario d'observation possible pour les détecteurs Advanced LIGO et Advanced Virgo d'ici 2020 a été décrit dans [35]. Une possible évolution de la sensibilité d'Advanced Virgo en fonction du temps est représentée sur la figure 11.1. La courbe noire indique la sensibilité nominale du détecteur qu'on espère atteindre en 2021. Les différentes bandes représentent les sensibilités espérées pour différentes périodes. La largeur des bandes indique une incertitude réaliste qui inclut l'incertitude sur les taux d'événements astrophysiques et l'incertitude sur l'évolution de la sensibilité du détecteur dans le futur. Pour chaque période, l'horizon espéré est donné dans la légende. On espère donc atteindre un horizon de 20 à 60 Mpc avec Advanced Virgo d'ici 2016. Ensuite, le remplacement du laser et l'ajout du miroir SR devraient permettre d'atteindre 60 à 85 Mpc d'ici 2017, puis 65 à 115 Mpc d'ici 2020, pour enfin atteindre 130 Mpc en 2021.

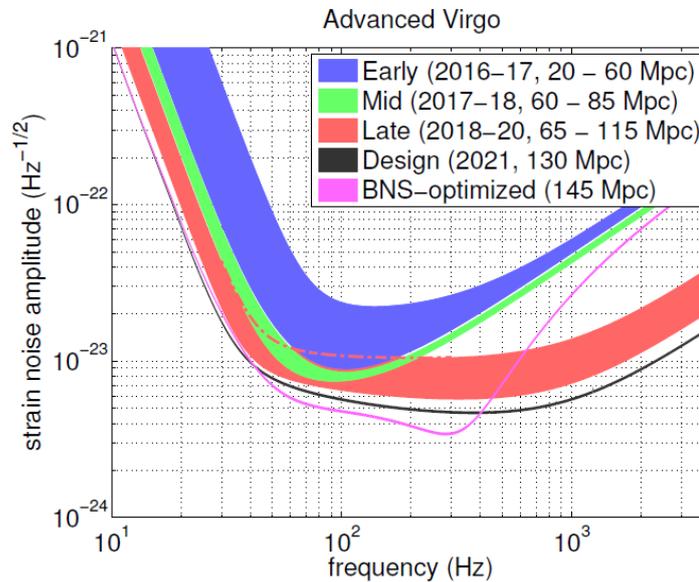


FIGURE 11.1 – Scénario envisagé pour l'évolution de la courbe de sensibilité d'Advanced Virgo entre 2015 et 2021. La courbe noire indique la sensibilité nominale. Grâce aux réglages fins du miroir SR, il sera possible de modifier la forme de la courbe de sensibilité. En particulier, la courbe rose représente une sensibilité optimale pour la recherche de coalescences d'étoiles à neutrons. Voir le texte pour la description des bandes colorées.

Dans les chapitres suivants, certaines contraintes dépendent de l'état du détecteur au cours de son évolution, en particulier de la présence ou non du miroir SR, et de la puissance du faisceau. On définit, comme dans le Technical Design Report, trois configurations de référence :

1. PR, 25 W : interféromètre recyclé en puissance, avec une puissance incidente de 25 W sur le miroir PR
2. SR, 25 W : interféromètre avec recyclage de la puissance et du signal (ajout du miroir SR), avec une puissance incidente de 25 W sur le miroir PR,
3. SR, 125 W : interféromètre avec recyclage de la puissance et du signal, avec une puissance incidente de 125 W sur le miroir PR.

Dans la dernière configuration, la sensibilité peut être ajustée en réglant la position du miroir SR pour avoir un détecteur large bande pour la recherche de signaux à haute fréquence (courbe noire sur la figure 11.1), ou alors pour améliorer la sensibilité dans la région autour de 100 Hz mais en réduisant la bande passante pour augmenter les chances de détection de coalescences de systèmes binaires (courbe rose). Nous ne nous intéresserons pas à ces réglages dans les chapitres qui suivent.

## Chapitre 12

# Vers l'étalonnage d'Advanced Virgo

Les méthodes mises en place pour l'étalonnage de Virgo ont été décrites dans la partie II ainsi que les incertitudes systématiques estimées. Ces méthodes vont en général pouvoir être utilisées pour l'étalonnage d'Advanced Virgo. De plus, les objectifs en terme d'incertitudes d'étalonnage sont similaires, du moins pour les premières observations au cours desquelles les ondes gravitationnelles potentiellement détectées auront probablement un rapport signal sur bruit faible. Nous décrivons maintenant les principaux changements réalisés sur le détecteur Advanced Virgo et relatifs aux systèmes à étalonner, tout d'abord à propos de l'électronique de lecture des photodiodes, puis à propos des actionneurs des miroirs. D'éventuelles modifications des procédures d'étalonnage sont évoquées.

### 12.1 Etalonnage de l'estampillage temporel

Le système de distribution de l'horloge GPS mise en place en 2008 pour Virgo+ va être réutilisé pour Advanced Virgo, en adaptant simplement la localisation des cartes de distribution et les longueurs des fibres optiques à la nouvelle organisation des différentes baies électroniques dans l'expérience.

L'étalonnage temporel des différentes voies utilisées pour la reconstruction du signal  $h(t)$  reste un point crucial pour les analyses conjointes des données de Virgo et LIGO.

Pour faire un suivi de cet estampillage temporel, les signaux de différentes horloges seront mesurés en permanence sur des voies d'ADC afin d'estimer la stabilité de la distribution : récepteur GPS auxiliaire, horloge atomique indépendante, éventuellement un récepteur Galileo.

La comparaison systématique du temps fourni par le système de distribution aux PCs temps-réel avec leur temps interne (asservi sur un serveur NTP) permettra de vérifier que l'estampillage ne dérive pas, en particulier qu'il n'introduit pas un décalage d'un nombre entier de secondes.

Afin d'étalonner le retard total introduit par la lecture de la photodiode principale, il sera utile d'installer une source de lumière (LED a priori) dont on peut contrôler la puissance devant cette photodiode. En particulier, piloter cette LED avec le signal IRIG-B fourni par le récepteur GPS permettra de valider la position du front montant indiquant le début d'une seconde sur le signal mesuré en temps directement. Bien sûr, une telle mesure ne pourra pas être réalisée en permanence, mais pourrait être faite régulièrement afin de contrôler la stabilité du système. La manière d'installer un tel dispositif sur le banc optique reste à étudier plus précisément.

## 12.2 Etalonnage des photodiodes du faisceau principal

### 12.2.1 Nouvelle électronique de lecture des photodiodes d'Advanced Virgo

Pour Advanced Virgo, les photodiodes et leur électronique de lecture sont complètement modifiées par rapport à celles de Virgo+.

Deux modes de lecture des photodiodes seront utilisés. Les photodiodes mesurant le faisceau principal B1 en sortie de l'interféromètre seront lues en "mode DC", c'est-à-dire que le signal d'onde gravitationnelle sera directement contenu dans la puissance mesurée dans la bande de 10 Hz à 20 kHz, sans démodulation. Ce signal sera aussi utilisé pour le contrôle longitudinal de l'interféromètre (degré de liberté DARM). Afin de contrôler tous les degrés de liberté de l'interféromètre, d'autres photodiodes seront utilisées. Les signaux d'erreur seront dérivés en utilisant la technique de Pound-Drever-Hall nécessitant de démoduler les signaux des photodiodes comme pour Virgo.

Au démarrage d'Advanced Virgo, les mêmes photodiodes et la même électronique de lecture fournissant les différents canaux ("DC" et démodulés) seront utilisées pour tous les faisceaux. Les photodiodes mesurant le faisceau principal seront ensuite remplacées par des photodiodes de meilleures efficacité quantique. L'électronique de lecture pour ces photodiodes devra sûrement être adaptée, en se focalisant principalement sur la réduction du bruit de lecture au-dessous de 10 kHz. Nous nous intéressons maintenant seulement à l'électronique de lecture mise en place pour le démarrage d'Advanced Virgo.

De nouveaux préamplificateurs, adaptés aux nouvelles photodiodes et avec des contraintes de bruit plus fortes que pour Virgo ont été construits. De plus, la démodulation ne sera plus analogique comme dans Virgo mais numérique. Le principe de la nouvelle électronique de lecture des photodiodes est représenté sur la figure 12.1. Le préamplificateur sépare le signal dans trois bandes de fréquence : un signal LF avec le signal inférieur à 1 kHz mais bruyant, un signal

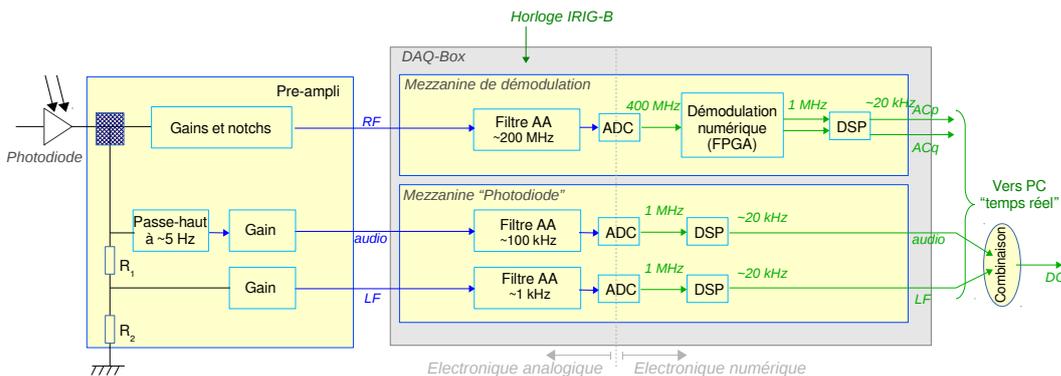


FIGURE 12.1 – Schéma de principe de l'électronique de lecture des photodiodes d'Advanced Virgo. Ce schéma s'appliquera aux photodiodes utilisées pour le contrôle de l'interféromètre, dont une partie du signal est démodulé. Pour les photodiodes "DC" qui sont sensibles aux ondes gravitationnelles et utilisées pour le contrôle de DARM, ce schéma s'appliquera aussi au démarrage d'Advanced Virgo, mais l'électronique devra ensuite être optimisée, et éventuellement modifiée.

audio moins bruyant avec les fréquences entre 5 Hz et une centaine de kilohertz, et un signal RF contenant le signal au-dessus de 1 MHz. Le signal basse fréquence a dû être séparé en deux signaux, LF et audio, pour éliminer la composante continue du signal trop importante pour la dynamique de la chaîne de lecture, préamplificateur et ADC. Cette séparation a de plus permis de réduire le bruit introduit dans la bande de détection. Ces deux signaux sont numérisés sur des voies ADC standard, c'est-à-dire avec un filtre anti-repliement analogique, la numérisation dans un ADC à 1 MHz, et un filtrage numérique et sous-échantillonnage à 20 kHz dans un DSP. Pour les photodiodes du faisceau B1, l'information sur les ondes gravitationnelles est contenu dans le signal audio. Les signaux LF et audio sont ensuite combinés de façon numérique afin de construire un signal DC échantillonné à 20 kHz qui contient l'information sur la puissance pour les fréquences allant de 0 à 10 kHz.

Le signal RF fourni par le préamplificateur suit un tout autre chemin. Il est numérisé à 400 MHz par un ADC rapide. Le signal numérique est ensuite traité dans un FPGA pour reconstruire les signaux démodulés (à  $\sim 6$  MHz en particulier) en phase (ACp) et en quadrature (ACq) puis pour les sous-échantillonner à 1 MHz. De façon similaire à la voie d'ADC standard, ces deux signaux sont ensuite filtrés numériquement et sous-échantillonnés à 20 kHz dans un DSP puis envoyés par fibre optique vers les PC temps-réel pour le contrôle en ligne de l'interféromètre et la collection des données.

La voie de lecture DC du signal principal de frange noire doit être étalonnée car elle fournira le signal  $\mathcal{P}_{err}$  utilisé pour l'estimation de la sensibilité et la reconstruction de  $h(t)$  faite dans Virgo. L'étalonnage relatif des voies LF et audio sera très important afin que la combinaison de ces deux voies ne déforme pas les composantes fréquentielles du signal DC obtenu. En pratique, les deux voies voient le même signal au-dessus de 5 Hz : le gain de la voie audio sera donc ajusté par rapport à celui de la voie LF qui est mieux connu (et vérifiable en comparant la puissance mesurée par la photodiode et par un puissance-mètre de référence sur le même faisceau). De plus, pour l'étalonnage direct des actionneurs des miroirs, les signaux démodulés et DC de la photodiode B1p seront utilisés comme pour Virgo. Il faut donc étalonner toutes les voies de lecture pour cette photodiode.

## 12.2.2 Etalonnage de la lecture des photodiodes d'Advanced Virgo

### Etalonnage de la lecture DC des photodiodes

Dans un premier temps, la réponse du préamplificateur sera mesurée au LAPP après la construction des cartes. Pour le signal LF, on s'attend à ce que cette réponse soit relativement plate dans la bande de fréquences qui nous intéresse, en dessous de quelques dizaines de hertz et que le retard introduit soit négligeable. Par contre, la réponse du filtre passe-haut de la voie audio qui coupe à  $\sim 5$  Hz doit être mesurée : en effet, la réponse inverse doit être appliquée numériquement avant de combiner les signaux LF et audio pour construire le signal DC. Des simulations de l'électronique de lecture des photodiodes et des calculs à effectuer numériquement pour construire le signal DC sont en cours afin d'estimer la précision requise sur ce filtre passe-haut. Des résultats préliminaires indiquent que le filtre doit être connu avec une précision meilleure que quelques pourcents afin de ne pas introduire d'erreurs de plus de quelques pourcents sur l'amplitude de la réponse de la voie DC et des erreurs de plus de quelques microsecondes sur son estampillage. D'éventuelles variations de la fréquence de coupure du filtre avec la température sont à prévoir. Les photodiodes et leur préamplificateur seront placées dans des boîtes sur des bancs suspendus sous vide : la température ambiante sera donc certainement

plus élevée que la température à laquelle la plupart des mesures seront faites au LAPP. Il sera donc intéressant de faire, au LAPP, des mesures à différentes températures afin d'estimer ces variations. De plus, une fois les photodiodes sur le banc, ces variations devront être suivies en cas de changement de température de l'électronique. Pour cela, la fonction de transfert entre la voie audio et la voie LF devra être calculée de manière permanente pour détecter ses éventuelles variations à basse fréquence. Rappelons que le gain absolu de la voie DC n'est pas important car il est pris en compte plus globalement dans la *gain optique* lors des mesures d'étalonnage d'Advanced Virgo. Par contre, l'inter-étalonnage des gains des voies LF et audio sera important afin de ne pas déformer la réponse de la voie DC.

D'autres fonctions de transfert à mesurer sont celles des filtres analogiques en entrée des voies d'ADC. La réponse de ces filtres devrait être plate en amplitude mais un retard de quelques microsecondes sur la voie audio et de quelques dizaines de microsecondes sur la voie LF sont à prendre en compte correctement. D'éventuelles variations des fréquences de coupure des filtres anti-repliement avec la température devraient avoir des effets négligeables car ces fréquences sont largement supérieures à la bande de fréquences utiles des voies LF et audio. Ceci devra cependant être vérifié au préalable avec des mesures au LAPP.

Une manière de caractériser la photodiode est de l'éclairer avec une LED dont on module la puissance jusqu'à quelques dizaines de hertz. En effet, les fonctions de transfert entre le signal d'excitation appliqué à la LED et les signaux LF, audio et DC mesurés par la photodiode sont des mesures globales de la réponse de la photodiode et de son électronique de lecture. La LED évoquée dans la section précédente pour l'étalonnage temporel permettra ces mesures, qui ne seront réalisées que de temps en temps pour contrôler le système.

### **Étalonnage des photodiodes avec démodulation**

La photodiode avec démodulation utilisée pour l'étalonnage des actionneurs est une photodiode du faisceau B1p, faisceau extrait en sortie de l'interféromètre avant la cavité mode-cleaner de sortie. Cette photodiode servira à l'étalonnage direct des actionneurs des miroirs avec la méthode de Michelson libre évoquée section 5.2. Lors de ces mesures, on utilise à la fois les signaux DC et ACp issus de la photodiode : ils doivent donc être étalonnés, et en particulier bien synchrones l'un par rapport à l'autre.

Par conséquent, les mesures décrites dans le paragraphe précédent sont à réaliser aussi pour l'électronique de cette photodiode afin de bien connaître les voies LF et audio, et par conséquent la voie DC.

Concernant les voies démodulées ACp et ACq, la réponse du préamplificateur devra être caractérisée au LAPP entre quelques MHz et une centaine de MHz. Ceci se fait en éclairant la photodiode avec une lumière de telle sorte qu'on mesure le bruit de grenaille en acquérant le signal à 400 MHz directement. Le spectre du bruit de grenaille étant plat en fréquence (bruit blanc), la forme du spectre de ces mesures donne la forme de la réponse de la photodiode, du préamplificateur et de l'étage d'entrée de la voie d'ADC rapide.

L'estampillage temporel des voies LF et audio d'une part et des voies ACp et ACq d'autre part devra être bien compris afin de ne pas introduire d'erreurs de phase dans l'étalonnage des actionneurs des miroirs.

## 12.3 Etalonnage des actionneurs des miroirs d'Advanced Virgo

### 12.3.1 Paramètres modifiés pour Advanced Virgo

Advanced Virgo va commencer en 2015 avec une configuration optique similaire à celle de Virgo : interféromètre avec cavités Fabry-Perot dans les bras et recyclage de la puissance. Puis elle sera modifiée en 2017 par l'ajout d'un miroir, dit de Signal Recycling (SR). Ce miroir, placé entre l'interféromètre et le système de détection de la puissance en sortie de l'interféromètre a une réflectivité de 80%. Il faudra aussi l'étalonner afin de le prendre en compte correctement dans la reconstruction du signal  $h(t)$ .

Cependant, d'autres modifications sont importantes pour l'étalonnage des actionneurs électromagnétiques des miroirs. Les miroirs vont être deux fois plus lourds, les aimants des actionneurs cinq fois moins forts, les bobines et leurs supports sont refaits. L'électronique des actionneurs convertissant une tension de commande en un courant dans la bobine va être complètement modifiée mais le principe reste le même que celui décrit dans la section 5.2. Il est prévu d'avoir un couplage de  $\sim 2$  mN/A pour chaque bobine [36], du même ordre que pour Virgo, mais de limiter le courant circulant dans les bobines afin de ne pas trop les échauffer ce qui provoquerait un dégazage trop important à proximité des miroirs. La force maximum qui pourra être atteinte sera donc de l'ordre de 0.15 mN/bobine [37].

Malgré ces modifications, les méthodes développées pour Virgo et résumées dans la section 5.2 vont pouvoir être utilisées pour Advanced Virgo. Des simulations ont été réalisées afin de confirmer cette affirmation, en particulier pour la partie cruciale de l'étalonnage, en configuration Michelson simple. Certaines améliorations envisagées sont rapidement décrites.

### 12.3.2 Etalonnage direct des actionneurs des miroirs (miroirs des bras et BS)

Nous avons vu (section 5.2) que la première étape de l'étalonnage des actionneurs des miroirs est l'étalonnage direct en plaçant le détecteur dans une configuration d'interféromètre de Michelson simple en boucle ouverte et en utilisant la longueur d'onde du laser comme étalon de longueur et la réponse non-linéaire du détecteur pour "compter les franges" et reconstruire la longueur différentielle  $\Delta L(t)$ . Les bruits principaux limitant la sensibilité de ces mesures, donnée sur la figure 5.2(a) pour Virgo, ont été discutés dans la section 5.2.3. La possibilité d'utiliser cette méthode pour l'étalonnage dépend principalement de deux aspects : les photodiodes doivent recevoir assez de lumière pour atteindre une sensibilité suffisante, et on doit pouvoir appliquer une force assez importante sur les miroirs pour que le mouvement induit soit observable.

Les résultats de simulations de mesures d'étalonnage réalisées avec les configurations d'Advanced Virgo sont d'abord discutés. Ensuite, certaines améliorations potentielles sont évoquées.

#### Simulation des mesures directes pour Advanced Virgo

La sensibilité  $\Delta L(f)$  des mesures avec un interféromètre de Michelson en boucle ouverte, donnée sur la figure 5.2(a) pour Virgo, dépend de plusieurs paramètres. En particulier, la sensibilité s'améliore quand :

- la puissance du laser atteignant la photodiode B1p (faisceau extrait en amont du mode-cleaner de sortie) est plus grande,
- la profondeur de modulation en phase du laser de l'interféromètre est plus grande,

- la transmission des bandes latérales, qui dépend de la longueur différentielle des bras et de la fréquence de modulation, est plus grande.

Les modifications de la configuration optique d'Advanced Virgo ont tendance à réduire la fraction de la puissance du laser atteignant la photodiode B1p. En effet, les miroirs ont des réflectivités plus importantes que pour Virgo, ce qui génère des pertes de puissance, en particulier dans les configurations en interféromètre de Michelson asymétriques. De plus, à partir de 2017, l'ajout du miroir SR va réduire la puissance en sortie de l'interféromètre de 80%. La fraction de la puissance du laser arrivant en sortie de l'interféromètre était de 3% pour Virgo+, et va être réduit à 1,3% au début d'Advanced Virgo puis à 0,3% après l'installation du miroir SR<sup>1</sup>. La profondeur de modulation du laser va aussi être réduite, passant de  $\sim 0,3$  dans Virgo à 0,1. Ces deux modifications ont tendance à dégrader la sensibilité des mesures d'étalonnage  $\Delta L(f)$ . Par contre, la puissance du laser sera plus importante, passant de  $\sim 14$  W pour Virgo+ à 125 W dans la configuration finale d'Advanced Virgo, avec cependant une puissance plus faible au démarrage. La puissance atteignant les photodiodes de B1p augmentera proportionnellement à la puissance du laser. De plus, les modifications des distances entre les miroirs et des fréquences de modulation augmentent la transmission des bandes latérales dans les configurations en interféromètre asymétriques, passant de  $\sim 0,85$  pour Virgo+ à  $\sim 0,99$ , améliorant légèrement la sensibilité.

Des simulations du détecteur Advanced Virgo dans la configuration d'interféromètre de Michelson libre ont été réalisées avec les valeurs nominales des différents paramètres. Puis l'algorithme de reconstruction de  $\Delta L(t)$  a été appliqué aux données simulées afin d'estimer la sensibilité de ces mesures pour Advanced Virgo. Les deux courbes de sensibilités obtenues dans des configurations particulières d'Advanced Virgo sont montrées sur la figure 12.2.

Du fait des modifications de la configuration optique de l'interféromètre, le bruit de grenaille sera plus élevé dans les mesures d'Advanced Virgo (de  $5 \times 10^{-13} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  à  $10^{-12} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) que dans les mesures de Virgo ( $10^{-13} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ ). Cependant, les mesures de Virgo+ étaient limitées à  $10^{-12} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  par le bruit de l'électronique, alors que, grâce à la nouvelle électronique, ce bruit n'aura pas de contribution importante pour Advanced Virgo. La sensibilité à haute fréquence sera donc similaire pour Advanced Virgo à ce qu'elle était pendant Virgo+. Par conséquent, le mouvement à induire sur les miroirs d'Advanced Virgo pour pouvoir étalonner les actionneurs est du même ordre de grandeur que celui qui était appliquée pour Virgo+. Pour un mouvement d'amplitude donné, fixée par la sensibilité constante avec la fréquence au-dessus de 100 Hz ; la force nécessaire pour appliquer ce mouvement augmente en  $f^2$ . En supposant qu'une force sinusoïdale est appliquée à 1 kHz sur un miroir pendant 3 minutes, son amplitude doit être de 0,3 mN/bobine pour avoir des incertitudes systématiques de l'ordre de 7% et 70 mrad sur le module et la phase de la réponse de l'actionneur. La force nécessaire diminue à plus basse fréquence.

Cette contrainte a été discutée dans le cadre de la conception des nouveaux actionneurs électromagnétiques. Du fait d'autres contraintes, le compromis final a été de limiter la force à  $\sim 0,15$  mN/bobine. Ceci est plus faible que la valeur obtenue précédemment. Afin d'étalonner les miroirs directement avec cette force maximale et obtenir les mêmes incertitudes statistiques, une possibilité est d'allonger la durée des données d'étalonnage de 3 minutes à 12 minutes pour

1. Et seule 0,3% de cette puissance est extraite vers la photodiode du faisceau B1p utilisée pour l'étalonnage.

une ligne à 1 kHz, mais trois minutes de données seront suffisantes pour une ligne à 700 Hz.

### Améliorations potentielles

Outre l'augmentation de la durée des données d'étalonnage direct, d'autres solutions envisagées sont discutées dans cette section afin d'améliorer la sensibilité des mesures ou de développer d'autres méthodes.

**Bruit non-linéaire entre 10 Hz et 100 Hz** – Autour de quelques dizaines de hertz, les simulations indiquent que le bruit provient d'un couplage non-linéaire entre du bruit sismique à plus basse fréquence et le mouvement longitudinal de l'interféromètre simple. Il est probable que ce soit lié à un mouvement de rotation des miroirs. Il sera donc important de contrôler localement la position angulaire de chacun des miroirs lors de ces prises de données, mais la précision de ces contrôles pour Advanced Virgo va être similaire à celle obtenue pour Virgo. L'origine de ce bruit mérite d'être étudiée plus en détail pour éventuellement améliorer l'algorithme de reconstruction afin que ce bruit soit soustrait de la voie  $\Delta L(t)$  reconstruite. Il faudra pour cela identifier la (ou les) source de ce bruit et trouver un capteur adapté permettant de le surveiller.

**Qualité des données d'étalonnage** – Les mesures d'étalonnage ne durent que quelques minutes pour mesurer la fonction de transfert à quelques fréquences (moins d'une dizaine). Cependant, certaines mesures ont été rejetées car les résultats étaient très différents des résultats habituels. Cette sélection des données de bonne qualité a été réalisée au cas par cas, mais il sera intéressant d'étudier la qualité des données d'étalonnage de façon plus systématique, pour en particulier rejeter les données affectées par un bruit impulsionnel.

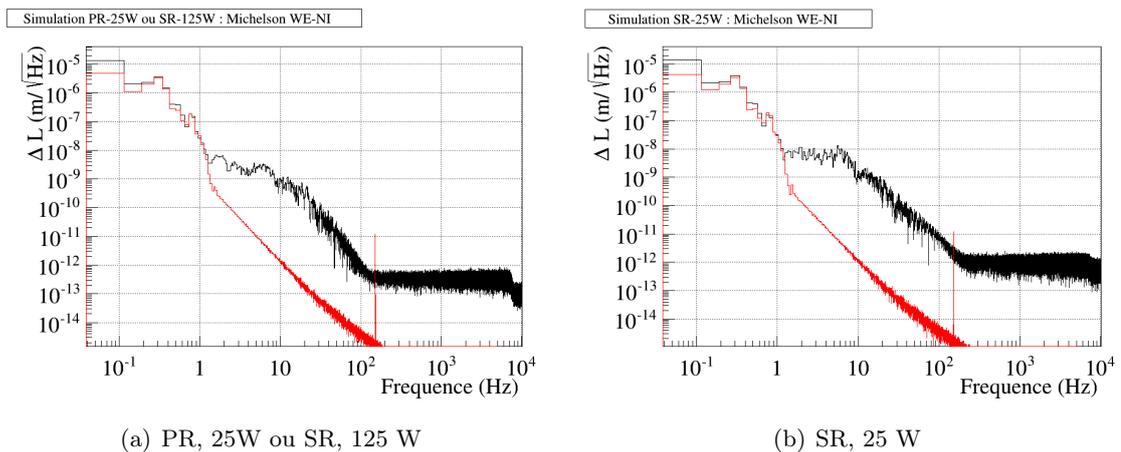


FIGURE 12.2 – Courbes de sensibilité des mesures d'étalonnage des actionneurs des miroirs d'Advanced Virgo estimée à partir de simulations : densité spectrale d'amplitude  $\Delta L(f)$  de la voie  $\Delta L(t)$  reconstruite dans le domain temporel. Les courbes correspondent à trois configurations nominales du détecteur au cours de son évolution.

**Configuration de Michelson court** – L'étalonnage direct des actionneurs des miroirs était réalisé avec le détecteur configuré en interféromètre de Michelson asymétrique (WE-NI ou WI-NE). Ces deux configurations ont l'avantage de pouvoir étalonner directement les quatre miroirs des bras et la séparatrice. Cependant, si la force que l'on peut appliquer aux miroirs ne permet pas une mesure directe à haute fréquence ( $\sim 1$  kHz) en un temps raisonnable, il sera possible de réaliser des mesures dans la configuration de "Michelson court", c'est-à-dire en utilisant les miroirs NI et WI des bras. Dans cette configuration, le contraste du Michelson est proche de 1 et la puissance atteignant les photodiodes plus grande, améliorant la sensibilité. Par contre, il faudra utiliser une autre bande latérale pour extraire le signal démodulé utilisé pour reconstruire  $\Delta L$  ( $\sim 8,36$  MHz au lieu de 6.27 MHz).

De telles mesures permettront d'étalonner directement les trois miroirs NI, WI et BS. L'étalonnage des actionneurs de NE et WE pourra ensuite se faire indirectement, par transfert d'étalonnage de NI vers NE et de WI vers WE grâce à des mesures avec les cavités des bras verrouillées. Lors de telles mesures, la réponse optique des cavités est la même pour le miroir d'entrée et le miroir de bout de la cavité, avec cependant une différence de  $10 \mu\text{s}$  à prendre en compte.

Dans tous les cas, même si l'étalonnage des cinq miroirs peut être fait directement avec les mesures en Michelson simple asymétrique, il sera intéressant de réaliser des comparaisons entre les actionneurs des miroirs d'entrée et de bout de bras afin d'estimer d'éventuelles erreurs systématiques et bien comprendre les retards à prendre en compte dans la réponse optique du détecteur.

**Autres perspectives** – Afin d'améliorer la sensibilité des mesures directes en configuration d'interféromètre de Michelson libre, il sera intéressant de modifier certains paramètres du détecteur juste pendant ces mesures :

- augmenter la puissance du laser.
- augmenter la profondeur de modulation du laser. Ceci n'est pas prévu avec le matériel installé sur le système d'injection d'Advanced Virgo, mais cette fonctionnalité pourrait être ajoutée plus tard au besoin.

Une piste pour améliorer ces mesures directes seraient d'appliquer un déplacement linéaire à basse fréquence sur les miroirs, avec une amplitude de quelques microns, afin de faire défiler les franges de manière plus régulière qu'en laissant les miroirs libres, soumis seulement au bruit sismique.

Une autre piste est de prendre des données dans une configuration d'interféromètre de Michelson mais verrouillée. La reconstruction de  $\Delta L$  serait linéaire et, surtout, la sensibilité aux déplacements appliqués sur les miroirs serait sûrement meilleure. Il faudrait cependant au préalable étalonner le signal utilisé pour le contrôle du Michelson et l'extraction de  $\Delta L$ . La forme du signal est bien modélisée, et l'étalonnage de ce signal peut se faire en l'observant sur plusieurs franges afin d'extraire les paramètres de normalisation inconnus. Notons que cette étape de normalisation utilise toujours la longueur d'onde du laser comme étalon de longueur.

Si la sensibilité des mesures en Michelson simple,  $\Delta L(f)$ , s'améliore autour de quelques dizaines de hertz grâce aux contrôles locaux ou à une méthode de soustraction de bruit dans la reconstruction, et lorsque la puissance du laser d'Advanced Virgo sera suffisante, on peut espérer mesurer la réponse des actionneurs des miroirs directement en mode LowNoise autour

de quelques dizaines de hertz. Ceci permettrait de comparer ces mesures directes aux résultats obtenus à partir de la combinaison de mesures directes en mode High Power et d'un transfert d'étalonnage du mode HighPower vers le mode LowNoise.

### 12.3.3 Transferts d'étalonnage

Le transfert de l'étalonnage des actionneurs, depuis les actionneurs étalonné directement vers les autres, se fera de la même manière que pour Virgo. Aucun problème de mise en œuvre ou de limitations ne sont attendus pour ces mesures :

- transfert d'étalonnage du mode HighPower vers le mode LowNoise pour les miroirs des bras et la séparatrice,
- transfert d'étalonnage du miroir BS vers le miroir PR en verrouillant la cavité PR-BS-WI,
- transfert d'étalonnage du miroir BS vers le miroir SR en verrouillant la cavité SR-BS-NI. Cette nouvelle mesure d'étalonnage sera nécessaire quand le miroir SR sera installé à partir de 2017, mais la méthode et les résultats attendus sont identiques à l'étalonnage du miroir PR.
- transfert d'étalonnage du miroir à la marionnette, en verrouillant le détecteur à son point de fonctionnement nominal.

### Du mode HighPower au mode LowNoise : améliorations potentielles

Lors de l'étalonnage des actionneurs de Virgo+, c'est le transfert d'étalonnage du mode HighPower vers le mode LowNoise qui introduisaient le plus d'incertitudes systématiques : les réponses mesurées étaient parfois légèrement différentes en fonction de l'amplitude du signal d'excitation. Il est possible que les différents courants envoyés dans les bobines les chauffaient plus ou moins, modifiant leur inductance et la résistance interne de la bobine et du fil transportant le courant le long de la suspension pour aller de l'électronique de puissance jusqu'à la bobine. Une étude systématique de tels effets devra être réalisée pour l'étalonnage d'Advanced Virgo afin de réduire les incertitudes systématiques.

Dans ce cadre, il serait utile d'ajuster l'amplitude des signaux d'excitation afin d'avoir des courants similaires à ceux des mesures réalisées en Michelson simple lors des injections en mode HighPower, et des courants similaires à ceux obtenus au point de fonctionnement d'Advanced Virgo en mode LowNoise.

### 12.3.4 Utilisation du calibrateur optique

Le calibrateur optique est un système d'étalonnage indépendant. Il n'a pas été décrit dans ce manuscrit mais le système utilisé pour Virgo et les résultats obtenus peuvent être trouvés dans la publication [25]. Ce dispositif permet d'avoir un étalon absolu de longueur autre que la longueur d'onde du laser de Virgo, sans passer par les données en Michelson simple : un faisceau laser permet d'appliquer une force sur un miroir par pression de radiation. Connaissant la géométrie du système, la masse du miroir, et après avoir étalonné la puissance réfléchie par le miroir, on peut en déduire directement le mouvement du miroir induit. L'avantage d'un tel dispositif est qu'il permet d'étalonner les actionneurs des miroirs pendant que l'interféromètre est verrouillé à son point de fonctionnement. Les bobines sont donc étalonnées vraiment dans leurs conditions de fonctionnement, en mode LowNoise, et avec des valeurs nominales pour le courant qui les parcourt. Un tel dispositif a été utilisé avec succès dans Virgo+ afin de vérifier la reconstruction

de  $h(t)$ , mais il n'a pas été utilisé directement pour l'étalonnage des actionneurs. Il sera intéressant d'étendre son utilisation pour avoir une telle mesure directe de la réponse des actionneurs des miroirs en mode LowNoise. Ces mesures permettront de valider de façon indépendante les mesures obtenues avec le Michelson libre, et éventuellement d'estimer des incertitudes systématiques. A priori, ce système doit permettre d'atteindre des incertitudes systématiques entre 5% et 10% sur le module des fonctions de transfert mesurées. L'utilisation du calibrateur optique pour Advanced Virgo et des éléments de design sont décrits dans une note [38] reportée en annexe C.

## 12.4 Mesure de la finesse des cavités optiques

La méthode consistant à ajuster la forme des pics de résonance observés en transmission des cavités des bras lorsqu'elles ne sont pas verrouillée pourra toujours être utilisée pour mesurer la finesse des cavités.

L'ajustement dépend de deux paramètres : la vitesse à laquelle la longueur de la cavité varie et sa finesse. Pour Virgo, la vitesse était estimée à partir du signal transmis, sans démodulation. En utilisant à la fois le signal transmis en DC et démodulé, l'estimation de la vitesse avant l'ajustement sera plus précise, ce qui permettra de réduire les erreurs d'ajustement de la finesse.

## 12.5 Inter-étalonnage avec les détecteurs de LIGO

Les données  $h(t)$  produites par les différents interféromètres participant au réseau mondial pour la recherche d'ondes gravitationnelles sont analysées ensemble. Il est donc important de vérifier l'étalonnage relatif des détecteurs entre eux, sur l'estampillage temporel et l'étalonnage en amplitude.

Tous les détecteurs utilisent le GPS comme système de synchronisation et comme référence pour estampiller les données. Cependant, il serait utile de vérifier que les différents récepteurs GPS se comportent de la même manière, en particulier qu'ils n'introduisent pas des retards différents liés à la longueur des câbles entre l'antenne et le récepteur ou à d'autres sources. Une possibilité envisagée afin de comparer les différents système est d'apporter une antenne et un récepteur utilisé sur Virgo à côté du dispositif GPS d'un interféromètre de LIGO. Il sera alors possible de comparer la position du signal 1 PPS indiquant le début de la seconde avec chaque système.

L'inter-étalonnage des détecteurs en amplitude pourrait se faire grâce aux calibrateurs optiques : l'étalon de longueur dépend de la puissance absolue du faisceau auxiliaire réfléchi sur un miroir. Cette puissance est mesurée à l'aide d'un puissance-mètre. Il serait intéressant de vérifier l'étalonnage relatif des différents puissance-mètres utilisés sur un même faisceau auxiliaire. Là aussi, il faudra apporter un puissance-mètre d'un détecteur à un autre pour faire la mesure.

## Chapitre 13

# Vers la reconstruction de $h(t)$ pour Advanced Virgo

Lors de sa première phase, la configuration optique d’Advanced Virgo sera un interféromètre recyclé en puissance avec des cavités Fabry-Perot dans les bras, comme pour Virgo. La méthode utilisée pour reconstruire le signal d’onde gravitationnelle  $h(t)$  pour Virgo reste donc tout d’abord compatible avec la configuration initiale d’Advanced Virgo. Cependant, nous avons vu dans le chapitre 7 que la méthode utilisée a besoin de 30 s pour reconstruire le signal  $h(t)$  à partir des données en ligne. Tout en gardant le même principe de reconstruction, des modifications sont prévues afin de réduire cette latence à quelques secondes.

Lors de l’ajout du miroir de recyclage du signal (miroir SR) qui va modifier la réponse optique du détecteur, la méthode de reconstruction devra être adaptée à la nouvelle configuration optique d’Advanced Virgo.

Dans cette section, de possibles améliorations de la méthode appliquée aux données sans ce nouveau miroir sont discutées.

### 13.1 Réduction de la latence

L’algorithme de reconstruction de  $h(t)$  a fonctionné en ligne pendant les prises de données de Virgo et a permis de fournir la voie  $h(t)$  en 30 s aux algorithmes de recherche d’ondes gravitationnelles en ligne. Dans le cas d’une détection d’onde gravitationnelle, la latence entre le moment du passage de l’onde et le moment où les algorithmes de recherche peuvent l’identifier peut être importante pour des analyses multi-longueurs d’ondes et multi-messagers. En effet, un réseau mondial de détecteurs est mis en place pour envoyer en ligne des alertes depuis Virgo et LIGO vers des détecteurs optiques ou de neutrinos afin de déclencher des observations par différents moyens et améliorer notre compréhension des sources d’ondes gravitationnelles. Dans ce cadre, la latence doit être suffisamment faible afin d’observer ces phénomènes transitoires le plus tôt possible au cours de leur évolution.

A priori, les ondes gravitationnelles sont émises au cœur de l’événement astrophysique en cause et s’échappent sans interagir avec la matière environnante : il est donc probable qu’elles arrivent sur Terre légèrement en avance par rapport aux ondes électromagnétiques en particulier. De plus l’émission électromagnétique doit durer plus longtemps. Un exemple de courbe de lumière mesurée après un sursaut  $\gamma$  court en 2013 est montré sur la figure 13.1. Cet événement

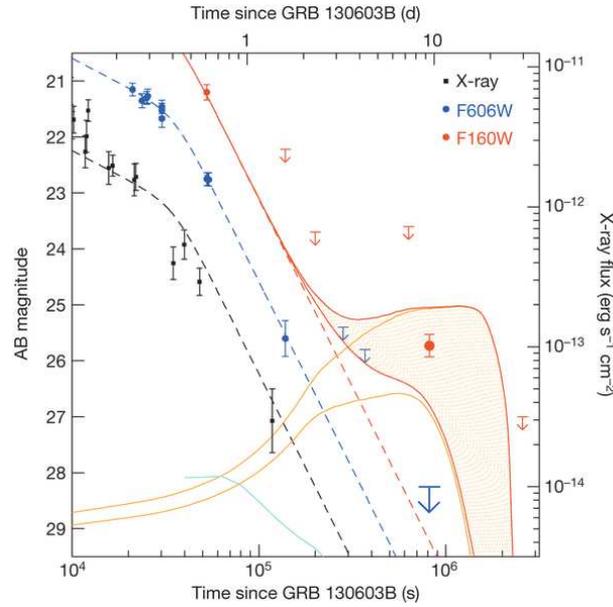


FIGURE 13.1 – Courbes de lumière du sursaut  $\gamma$  court SGRB 130603B en optique (points bleus) et infra-rouge proche (points rouges), ordonnées sur l’axe de gauche, et en rayons X (points noirs), ordonnées sur l’axe de droite. Les courbes pointillées indiquent une modélisation de la décroissance de l’*afterglow*. Il est supposé que la décroissance est la même en infra-rouge qu’aux autres longueurs d’onde. Par rapport à ce modèle, un excès est visible en infra-rouge 9 jours après le sursaut. Les courbes orange correspondent à un modèle d’émission de kilonova éjectant une masse de  $10^{-2} M_{\odot}$  à  $10^{-1} M_{\odot}$ . La somme de ces courbes à la courbe de décroissance de l’*afterglow* fournit la prédiction de l’émission totale en infra-rouge proche montrée par la zone hachurée, en accord avec l’émission mesurée. Figure extraite de [39].

est probablement dû à une coalescence de deux objets compacts, deux étoiles à neutrons ou trous noirs. La décroissance de l’émission qui suit la fusion des deux astres est rapide, mais on s’attend à une émission infra-rouge plus tardive ( $\sim 10$  jours) produite par la décroissance radioactive de noyaux lourds produits lors de l’explosion.

Plusieurs possibilités s’offrent à nous pour réduire la latence de la reconstruction de  $h(t)$ . Les premières sont des modifications légères de la méthode actuelle, en appliquant les différentes fonctions de transfert dans le domaine fréquentiel. Une autre solution, plus prometteuse, consiste à appliquer les filtres sur les séries temporelles mesurées directement dans le domaine temporel. Ces différentes idées sont maintenant explicitées plus en détail.

### 13.1.1 Filtrage dans le domaine fréquentiel

La même méthode, toujours appliquée dans le domaine fréquentiel, peut être accélérée. La latence de 30 s de la reconstruction de  $h(t)$  dans Virgo était due aux calculs des transformées de Fourier rapides (FFTs<sup>1</sup>) : pour les données de Virgo, les FFTs étaient calculées, par pas de 10 s,

1. Fast Fourier Transform

sur des fenêtres de 20 s avec un recouvrement de 50%. De ce fait, pour produire les données  $h(t)$  d'une fenêtre de 10 s, les 10 s précédentes et les 10 s suivantes étaient nécessaires. En réduisant la durée sur laquelle sont calculées les FFTs, il est donc possible de réduire la latence.

Cependant cette durée ne peut pas être réduite indéfiniment. En particulier, les gains optiques et la finesse des cavités, qui varient au cours du temps, sont estimés lors de la reconstruction à partir de l'amplitude et de la phase des lignes de calibration injectées autour de 350 Hz. Avec des FFTs de 20 s, le rapport signal sur bruit était un peu supérieur à  $\sim 100$  mais diminuerait, avec la racine carrée de la durée des FFTs, pour des FFTs plus courtes. Lors d'une courte période<sup>2</sup> où le rapport signal sur bruit des lignes était de  $\sim 10$  (l'amplitude des lignes avait été réduite d'un facteur 10), du bruit additionnel est apparu dans le signal  $h(t)$  reconstruit en particulier autour de quelques dizaines de hertz, et les fluctuations de l'horizon calculé à partir de  $h(t)$  ont augmenté. Il est donc nécessaire de conserver un rapport signal sur bruit suffisant de ces lignes, autour de 100, afin que leurs variations statistiques génèrent un bruit qui reste négligeable dans la voie  $h(t)$ . Afin de garder un rapport signal sur bruit suffisant tout en diminuant la durée des FFTs, il faut augmenter l'amplitude des lignes de calibration. Cependant, l'amplitude des lignes de calibration est limitée par la dynamique des actionneurs des miroirs. Et, avant cela, des lignes trop fortes risquent de générer des bruits non linéaires limitant la reconstruction de  $h(t)$ . Un compromis devra donc être trouvé entre ces deux paramètres.

De plus, les lignes de calibration appliquées sur les différents miroirs ont des fréquences très proches : elles n'étaient séparées que de 0,5 Hz dans Virgo. Réduire la longueur des FFTs revient à réduire la résolution fréquentielle. Il n'est donc pas possible de réduire la longueur des FFTs de façon importante.

Parmi d'autres problèmes à étudier avec cette méthode de reconstruction dans le domaine fréquentiel, on peut citer la distorsion des signaux si leur dynamique est trop grande, ou l'utilisation, pour Virgo, d'un filtre passe-haut (qui coupe à  $\sim 10$  Hz) non causal : il sera utile de trouver un filtre passe-haut causal qui n'affecte pas (trop) la phase de  $h(t)$  au dessus de 10 Hz.

### 13.1.2 Filtrage dans le domaine temporel

L'utilisation de filtres dans le domaine temporel directement, sans passer par des FFTs permettra probablement de réduire la latence à la seconde. En effet, le filtrage numérique temporel applique des coefficients à l'échantillon de données courant et aux résultats des échantillons précédents : il n'y a donc pas besoin d'attendre les échantillons suivants pour obtenir la valeur courante de  $h(t)$ .

Afin d'estimer les gains optiques et les finesses des cavités, il sera possible de démoduler numériquement le signal de frange noire et les signaux de contrôles aux fréquences des lignes de calibration afin de mesurer en-ligne leur amplitude et phase puis d'en déduire les gains optiques et les finesses des cavités. Afin d'obtenir une latence faible, les gains et finesses estimés sur une durée  $\Delta T$  de quelques secondes à dizaines de secondes devraient être utilisés pendant les  $\Delta T$  suivants. Les fluctuations de ces paramètres sont lentes mais l'effet de ce décalage entre l'estimation de leur valeur et leur utilisation dans la reconstruction devra être estimé.

Le type de filtre à utiliser devra être choisi : filtres à réponse impulsionnelle infinie (IIR) ou finie (FIR). Les filtres IIR ont l'avantage d'être déjà utilisé dans tous les algorithmes en-ligne avec des boucles de contrôle numériques de l'interféromètre. Cependant, les filtres FIR sont plus

2. début août 2007, entrées logbook 17921 et 17972

avantageux quand la reconstruction doit être refaite sur une certaine fenêtre temporelle, soit parce que il y a eu des données perdues, soit parce que l'étalonnage a été amélioré depuis la reconstruction initiale. Dans ce cas, il est possible de ne reconstruire que la fenêtre en temps nécessaire, avec un léger recouvrement avant et après afin d'initialiser les calculs. Au contraire, afin de retrouver, lors d'un nouveau calcul, le même résultat que en ligne avec des filtres IIR, il faudrait probablement reconstruire les données sur toute une période plus grande autour de cette fenêtre temporelle. La pertinence des différents arguments devra être étudiée pour choisir la meilleure option.

En ce qui concerne les filtres, les filtres inverses des réponses étalonnées des actionneurs ou de la lecture des photodiodes divergent à haute fréquence. Il faudra donc ajouter des passe-bas pour éviter ces divergences, tout en choisissant de manière judicieuse ces filtres pour ne pas introduire de biais dans le domaine de fréquence où sont recherchées les ondes gravitationnelles.

Un autre problème de filtre qu'il faudra étudier en détail concerne la définition du filtre passe-haut temporel (qui coupe à  $\sim 10$  Hz). Afin de réduire la dynamique des signaux et donc d'améliorer la précision de la reconstruction, il est utile de filtrer les composantes en-dessous de la bande de fréquences de Virgo, c'est-à-dire en dessous de  $\sim 10$  Hz. Cependant, afin de ne pas introduire d'erreurs systématiques dans le signal reconstruit, le module et la phase du filtre doivent être suffisamment plats et proches de 1 et 0 respectivement à partir de 10 Hz. La définition du filtre sera un point critique de cette méthode de reconstruction dans le domaine temporel.

## 13.2 Quels modèles pour la réponse optique des cavités et la réponse d'antenne ?

Nous avons montré dans la section 8 que deux approximations étaient faites dans la reconstruction de  $h(t)$  avec les données de Virgo : l'approximation du "pôle simple" pour la réponse optique des cavités Fabry-Perot et l'approximation des "grandes longueurs d'onde" pour la réponse d'antenne. Nous avons aussi montré que chaque approximation induit des erreurs significatives sur le signal, mais que, fortuitement, l'utilisation des deux approximations résulte en des erreurs très réduites qui ont été intégrées aux incertitudes systématiques du signal  $h(t)$  reconstruit.

Pour Advanced Virgo, la réponse d'antenne sera inchangée (les bras de l'interféromètre font toujours 3 km), mais la réponse optique va être modifiée du fait d'une plus grande finesse des cavités. La comparaison entre la combinaison des deux modèles à la réponse exacte jusqu'à 10 kHz avec les paramètres d'Advanced Virgo est montrée sur la figure 13.2. Elle donne des résultats comparables à ceux obtenus pour Virgo+ dans la section 8 : la combinaison des deux approximations résulte donc en des erreurs réduites pour Advanced Virgo aussi. Nous aurons donc le choix entre (i) utiliser les deux approximations ou (ii) utiliser les deux réponses exactes. Par contre, l'utilisation d'une seule des approximations introduirait des erreurs significatives<sup>3</sup>.

En pratique, la réponse de la cavité optique est effectivement intégrée à l'algorithme de reconstruction de  $h(t)$ , alors que la réponse d'antenne est intégrée à l'analyse de données car elle

---

3. Notons ici que pour Advanced LIGO, les cavités ont une finesse de 450, comme pour Advanced Virgo, mais les bras sont plus longs, 4 km au lieu de 3 km, introduisant une erreur plus grande sur la réponse d'antenne. Les deux approximations se compensent légèrement moins bien mais les erreurs introduites restent réduites : à 10 kHz, les erreurs sont de 4,5% en amplitude et  $\pm 4 \mu\text{s}$  en retard pour Advanced LIGO, à comparer à 2,5% et  $\pm 3 \mu\text{s}$  pour Advanced Virgo.

dépend de la direction de la source, qui ne peut pas être prise en compte lors de la reconstruction. Il est donc important que les groupes s'occupant de l'étalonnage et de la reconstruction d'une part et les groupes d'analyse d'autre part se mettent d'accord sur l'utilisation ou non des deux approximations. De plus, les analyses de données étant communes, les mêmes modèles doivent être utilisés pour la reconstruction des données de LIGO et de Virgo.

Ce choix doit être débattu entre les différents groupes des deux collaborations. Les erreurs sur l'amplitude du signal  $h(t)$  introduites par l'utilisation des deux approximations restent suffisamment petites par rapport aux objectifs. Les erreurs sur la phase sont aussi dans les spécifications, mais contribuent pour moitié aux incertitudes systématiques dans certaines directions du ciel à partir du kHz. Ce dernier point pourrait conduire à utiliser les réponses exactes des cavités optiques dans la reconstruction, et de la réponse d'antenne dans les analyses. L'utilisation des réponses exactes serait aussi plus élégant. Mais la difficulté d'introduire ces modèles dans les différents algorithmes doit être estimée afin de discuter et de finaliser ce choix.

Un compromis possible serait d'utiliser la réponse approchée des cavités dans l'algorithme de reconstruction (pôle simple), afin de fournir aux analyses le signal  $h(t)$  qui serait "l'amplitude d'une onde gravitationnelle qu'aurait vu le détecteur si la source était située juste au-dessus du détecteur", comme pour Virgo. Ensuite, lors de l'analyse, la réponse d'antenne pourrait être approchée par la réponse à fréquence nulle, comme pour Virgo, mais avec en plus un retard de quelques microsecondes dépendant de la direction de la source. Bien sûr, pour une source

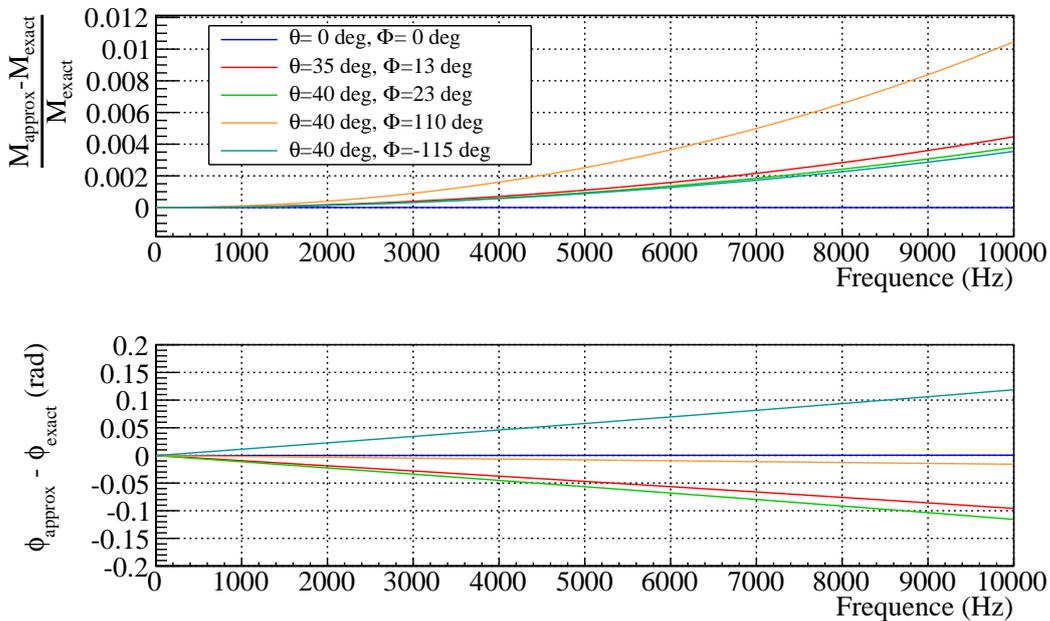


FIGURE 13.2 – Comparaison de la combinaison des deux approximations avec la réponse exacte pour Advanced Virgo : résidus (voir définition dans l'équation 8.10) en fonction de la fréquence pour quelques directions  $(\theta, \phi)$  dans le ciel.

donnée, un retard différent devrait être appliqué aux données  $h(t)$  fournies par les différents interféromètres.

### 13.3 Vérifications de la reconstruction avec le calibrateur optique

Le principe du calibrateur optique a été évoqué section 12.3.4. Le calibrateur optique de Virgo a été utilisé pour valider la reconstruction du signal  $h(t)$ . Ce travail a fait l'objet de la thèse de Timothée Accadia [27] et a été décrit dans la publication [25] reportée en annexe C.

Le principe de la mesure est le même que celui décrit section 7.2 : on applique un déplacement connu  $h_{inj}$  à un miroir et on vérifie qu'on retrouve ce déplacement dans le signal reconstruit  $h_{rec}$ . La différence est que l'actionneur utilisé pour injecter  $h_{inj}$  est le calibrateur optique et non un actionneur électromagnétique. Le calibrateur optique est calibré indépendamment, définissant un étalon de longueur en utilisant une mesure absolue de puissance d'un faisceau laser auxiliaire et non pas à partir la longueur d'onde du laser de Virgo. En plus d'être complètement indépendant, ce dispositif a l'avantage de pouvoir actionner le miroir au-dessus du kHz, jusqu'à  $\sim 6$  kHz dans Virgo, permettant de faire une vérification directe de  $h_{rec}$  à haute fréquence.

Deux calibrateurs optiques seront installés pour Advanced Virgo, sur les miroirs NE et WE (il n'y en avait qu'un, sur NI, pour Virgo). Ceci permettra d'avoir davantage de redondance pour l'estimation des incertitudes systématiques.

Afin de pouvoir extraire le signal du bruit, les injections de sinusoïdes à haute fréquence doivent durer plusieurs heures. Une étude systématique de bruits impulsionnels lors de ces longues mesures devra être réalisée afin que la présence éventuelle de tels bruits ne dégradent pas les mesures. Ces données étant réalisées avec l'interféromètre dans sa configuration nominale, la mise en place de ces vérifications devra être discutée avec le groupe étudiant la qualité des données.

Pour extraire l'information à haute fréquence à partir des mesures réalisées, il est nécessaire [25] de modéliser la réponse mécanique du miroir suspendu (modes de résonances internes du miroir et modes violons de la suspension). La connaissance a priori de cette réponse (obtenue à l'aide de simulations par éléments finis du système) sera importante, même si certains paramètres seront ensuite ajustés sur les mesures. Les fréquences des sinusoïdes injectées devront être assez éloignées des fréquences des modes violons de la suspension afin de ne pas les exciter d'une part et de ne pas introduire d'erreurs dans la vérification de  $h_{rec}$ .

Des dispositifs similaires sont mis en œuvre sur les interféromètres LIGO. Il serait intéressant de les inter-calibrer. Ceci pourrait être réalisé en échangeant les puissance-mètres utilisés pour les mesures absolues de la puissance du faisceau laser du calibrateur optique. Ceci serait surtout utile si tous les lasers avaient la même longueur d'onde.

# Conclusions

J'ai résumé dans ce document les résultats principaux concernant l'étalonnage de l'interféromètre, la simulation de signaux d'ondes gravitationnelles dans le détecteur et la reconstruction du signal d'onde gravitationnelle mesuré par Virgo. Des perspectives et améliorations potentielles pour le détecteur Advanced Virgo, dont l'installation est en cours, ont aussi été mises en lumière. J'ai poursuivi cette activité depuis mon arrivée dans la collaboration Virgo fin 2006. J'ai en particulier automatisé les procédures d'étalonnage, permettant de réaliser des campagnes intensives de mesures et des mesures hebdomadaires pendant les périodes d'observation. Les différentes fonctions de transfert à étalonner ont ainsi pu être mieux modélisées, avec des mesures sur une plus large bande de fréquence et des incertitudes statistiques réduites. De plus, différentes mesures avec des conditions variables et des mesures indépendantes ont permis d'estimer précisément les incertitudes systématiques de l'étalonnage. Dans ce cadre, un système d'étalonnage indépendant, le calibrateur optique, a été mis en œuvre pendant la thèse de Timothée Accadia que j'ai co-encadrée de 2009 à 2012. Les incertitudes obtenues sur le signal d'onde gravitationnelle  $h(t)$  de Virgo sont dominées par les incertitudes systématiques. Elles sont de l'ordre de 8% en amplitude, 50 mrad en phase et  $8 \mu\text{s}$  en estampillage temporel par rapport au GPS, du même ordre de grandeur que les incertitudes estimées sur les voies  $h(t)$  reconstruites à partir des détecteurs de LIGO. Ces signaux  $h(t)$  sont ensuite analysés ensembles dans les algorithmes de recherche de sources d'ondes gravitationnelles.

Avec le démarrage d'Advanced Virgo en 2015, les campagnes d'étalonnage vont reprendre. Dans un premier temps, l'objectif principal sera d'estimer la sensibilité de l'interféromètre afin de faire un suivi des différents réglages pendant la phase de 'commissioning' du détecteur. En parallèle, des mesures d'étalonnage plus nombreuses seront réalisées afin de redémarrer le système d'injections hardware et la reconstruction du signal  $h(t)$  pour la première période d'observation de quelques mois prévue en 2016. J'ai montré dans ce manuscrit que les méthodes mises en place pour Virgo seront toujours valides pour Advanced Virgo, mais que des améliorations sont envisagées pour améliorer la précision des mesures, réduire les incertitudes systématiques et, dans le cas de la reconstruction en ligne de  $h(t)$ , réduire la latence. Une partie de la thèse de Vincent Germain, démarrée fin 2014 et que je co-encadre, concerne l'amélioration des mesures directes d'étalonnage des actionneurs électromagnétiques.

En plus de ces activités, je me suis investi depuis 2010 dans la préparation et la construction d'Advanced Virgo, en particulier les sous-systèmes "détection" et "DAQ" dont le LAPP est en charge. Dans les prochaines années, je vais continuer à participer à la construction puis au commissioning et à l'étalonnage du détecteur. Une fois l'installation bien avancée, je prévois de prendre en parallèle plus de temps pour m'investir dans la recherche de coalescences de systèmes binaires compacts avec les données d'Advanced Virgo et Advanced LIGO. Ce choix est orienté

par deux raisons : d'une part, ces objets sont les plus prometteurs pour les premières détections d'ondes gravitationnelles, et d'autre part l'interprétation de ces détections sera intéressante au niveau cosmologique. Ces sources sont supposées être des sirènes standard permettant d'estimer en particulier la constante de Hubble avec des sources d'erreurs systématiques indépendantes des mesures actuelles. De plus, l'étude de sursauts gamma courts détectés en coïncidence avec des signaux d'onde gravitationnelle et des signaux électromagnétiques permettra de mieux comprendre leur nature.

# Bibliographie

- [1] A. Einstein, “Naherungsweise integration der feldgleichungen der gravitation,” *Sitzung der physikalisch-mathematischen klasse*, pp. 688–696, 1916.
- [2] A. Einstein, “Über gravitationswellen,” *Preussische Akademie der Wissenschaften, Sitzungsberichte*, pp. 154–167, 1918.
- [3] J. M. Weisberg, D. J. Nice, and J. H. Taylor, “Timing measurements of the relativistic binary pulsar PSR B1913+16,” *The Astrophysical Journal*, vol. 722, no. 2, p. 1030, 2010.
- [4] R. A. Hulse and J. H. Taylor, “Discovery of a pulsar in a binary system,” *Astrophysical Journal*, vol. 195, pp. L51–L53, 1975.
- [5] I. H. Stairs, “Testing general relativity with pulsar timing,” *Living Rev. Relativity*, vol. 6, 2003.
- [6] K. Hotokezaka *et al.*, “Remnant massive neutron stars of binary neutron star mergers : Evolution process and gravitational waveform,” *Phys. Rev. D*, vol. 88, p. 044026, 2013.
- [7] J. S. Read *et al.*, “Matter effects on binary neutron star waveforms,” *Phys. Rev. D*, vol. 88, p. 044042, Aug 2013.
- [8] J. Abadie, (LIGO and Virgo collaborations), *et al.*, “Predictions for the rates of compact binary coalescences observable by ground-based gravitational-wave detectors,” *Class. Quantum Grav.*, vol. 27, no. 173001, 2010.
- [9] H. Dimmelmeier, C. Ott, A. Marek, and H.-T. Janka, “The gravitational wave burst signal from core collapse of rotating stars,” *Phys. Rev. D*, vol. 79, no. 064056, 2008.
- [10] G. Ushomirsky *et al.*, “Deformations of accreting neutron star crusts and gravitational wave emission,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 319, pp. 902–932, 2000.
- [11] B. J. Owen, “Maximum elastic deformations of compact stars with exotic equations of state,” *Physical Review Letter*, vol. 95, no. 211101, 2005.
- [12] N. K. Johnson-McDaniel and B. J. Owen, “Maximum elastic deformations of relativistic stars,” *Phys. Rev. D*, vol. 88, no. 044004.
- [13] J. Aasi, LIGO and Virgo collaborations, *et al.*, “Gravitational waves from known pulsars : Results from the initial detector era,” *The Astrophysical Journal*, vol. 785, p. 119, 2014.
- [14] S. Braccini, (Virgo collaboration), *et al.*, “The virgo suspensions,” *Class. Quantum Grav.*, vol. 19, pp. 1623–1629, 2002.
- [15] T. Accadia, (Virgo collaboration), *et al.*, “Performance of the virgo interferometer longitudinal control system during the second science run,” *Astroparticle Physics*, vol. 34, pp. 521–527, 2011.

- [16] N. Letendre, A. Masserot, and B. Mours, *Virgo+ timing deployment*. VIR-0073B-08, 2008.
- [17] M. Lorenzini, (Virgo collaboration), *et al.*, “The monolithic suspension for the virgo interferometer,” *Class. Quantum Grav.*, vol. 27, p. 84021, 2010.
- [18] T. Accadia, (Virgo collaboration), *et al.*, “Calibration and sensitivity of the virgo detector during its second science run,” *Class. Quantum Grav.*, vol. 28, no. 025005, 2011. [arXiv:1009.5190](#).
- [19] L. Rolland, *Calibration status in September 2009*. VIR-576A-09, 2009.
- [20] L. Rolland, N. Letendre, A. Masserot, and B. Mours, *Stability of the timing system during VSR2*. VIR-0354A-10, 2010.
- [21] L. Rolland, F. Marion, and B. Mours, *Mirror motion reconstruction for free swinging Michelson data*. VIR-0112A-08, 2008.
- [22] L. Rolland *et al.*, *Free Michelson calibration for Advanced Virgo*. VIR-0119A-13, 2013.
- [23] B. Caron *et al.*, “SIESTA, a time domain, general purpose simulation program for the Virgo experiment,” *Astroparticle Physics*, vol. 10, pp. 369–386, 1999.
- [24] L. Rolland, F. Marion, B. Mours, and E. Tournefier, *VSR1 cavity finesse measurements*. VIR-0052A-08, 2008.
- [25] T. Accadia, (Virgo collaboration), *et al.*, “Reconstruction of the gravitational wave signal  $h(t)$  during the virgo science runs and independent validation with a photon calibrator,” *Class. Quantum Grav.*, vol. 31, no. 16501, 2014. ([arXiv:1401.6066](#)).
- [26] B. O’Reilly *et al.*, *Convention for the Sign of the Calibration*. LIGO-T1000144-v1, 2010.
- [27] T. Accadia, *Vérification de la reconstruction du signal d’onde gravitationnelle de Virgo avec un système d’étalonnage basé sur la pression de radiation laser*. PhD thesis, Thèse de l’Ecole Doctorale de Physique de Grenoble, ([tel-00788599](#)), 2012.
- [28] J. Abadie, (LIGO and Virgo collaborations), *et al.*
- [29] M. Rakhmanov *et al.*, “High-frequency corrections to the detector response and their effect on searches for gravitational waves,” *Class. Quantum Grav.*, vol. 25, no. 184017, 2008. ([arXiv:0808.3805](#)).
- [30] L. Rolland and B. Mours,  *$h(t)$  reconstruction for VSR3*. VIR-0056A-11, 2011.
- [31] T. Abbadie, (LIGO and Virgo collaborations), *et al.*, “Search for gravitational waves from low mass compact binary coalescence in LIGO’s Sixth Science Run and Virgo’s Science Runs 2 and 3,” *Phys. Rev. D*, vol. 85, no. 082002, 2012. ([arXiv:1111.7314](#)).
- [32] F. Acernese, Virgo collaboration, *et al.*, “Advanced Virgo : a second-generation interferometric gravitational wave detector,” *Class. Quantum Grav.*, vol. 32, no. 024001, 2015.
- [33] J. Aasi, (LIGO Scientific collaboration), *et al.*, “Advanced LIGO,” *Class. Quantum Grav.*, vol. 32, no. 074001, 2015.
- [34] The Virgo collaboration, *Advanced Virgo Technical Design Report*. [VIR-0128A-12](#), 2012.
- [35] J. Aasi, (Virgo and LSC collaborations), *et al.*, *Prospects for Localization of Gravitational Wave Transients by the Advanced LIGO and Advanced Virgo Observatories*. [arXiv:1304.0670](#), 2013.
- [36] E. Majorana, *Mirror coil heating tests*. VIR-0442B-14, 2014.
- [37] A. Gennai, *Dimensioning Adv Virgo Coils Windings*. VIR-0460A-14, 2014.

- [38] L. Rolland *et al.*, *Conceptual design of Advanced Virgo photon calibration*. VIR-0013A-15, 2015.
- [39] N. Tanvir, A. J. Levan, A. S. Fruchter, J. Hjorth, H. R. A., and K. Wiersema, “A ‘kilonova’ associated with the short-duration  $\gamma$ -ray burst GRB 130603B,” *Nature*, vol. 500, no. 547, 2013. ([arxiv:1306.4971](#)).



## Annexe A

# Notes sur la caractérisation d'un bruit

Pour Virgo, un bruit est un signal aléatoire qui contribue au signal  $h_{rec}(t)$  reconstruit mais qui ne contient pas d'information sur le signal d'onde gravitationnelle :  $h_{rec}(t) = h_{bruit}(t) + h_{OG}(t)$ .

La courbe de bruit est appelée courbe de sensibilité dans le sens où elle décrit les fluctuations de ce bruit (son écart-type), ce qui donne une information sur l'amplitude minimale d'une onde gravitationnelle qu'on peut espérer détecter dans ce bruit.

La figure A.1 montre, sur la colonne de gauche, un même bruit gaussien simulé moyenné sur des durées différentes : 0,1 s, 1 s et 10 s. Les distributions des mesures obtenues sont montrées sur la colonne de droite : on se rend compte que l'écart-type des distributions décroît quand la durée de moyennage augmente. La relation est la suivante :

$$\sigma_x = \frac{D}{\sqrt{t_{moyenne}}}$$

La fluctuation du bruit est le paramètre important pour estimer quelle amplitude minimale de signal on va pouvoir détecter, mais ces fluctuations dépendent du temps de moyennage utilisé dans l'analyse des données. Pour caractériser le bruit lui-même, on utilise le coefficient de proportionnalité  $D$ . La dimension de ce paramètre est [dimension de  $x$ ]  $\times \sqrt{[T]}$ , il peut s'exprimer en  $\frac{[\text{unité de } x]}{\sqrt{\text{Hz}}}$ .

Pour Virgo, on utilise une courbe de bruit en fonction de la fréquence : c'est une description des fluctuations du spectre de Fourier  $X(k)$  du bruit mesuré  $x(n)$  :

$$x(n) \rightarrow X(k) = A(k)e^{j\Phi(k)}$$

où  $n$  est indice de l'échantillon temporel et  $k$  l'indice représentant la fréquence. On obtient alors un paramètre  $D(k)$ , lui aussi exprimé en  $\frac{[\text{unité de } x]}{\sqrt{\text{Hz}}}$ .

En général, on suppose que le système étudié est ergodique : on suppose que les propriétés statistiques d'un échantillon (son écart-type en particulier) est représentatif des propriétés statistiques du système dans son ensemble (c'est-à-dire sur une durée tendant vers l'infini). Pour un système ergodique, on peut montrer que la densité spectrale d'amplitude ( $ASD$ , pour amplitude spectral density) est un bon estimateur de  $D(k)$ . Elle se calcule à partir de la transformée de Fourier du signal :

$$ASD = \sqrt{PSD} = \sqrt{\frac{|DFT|^2}{T}}$$

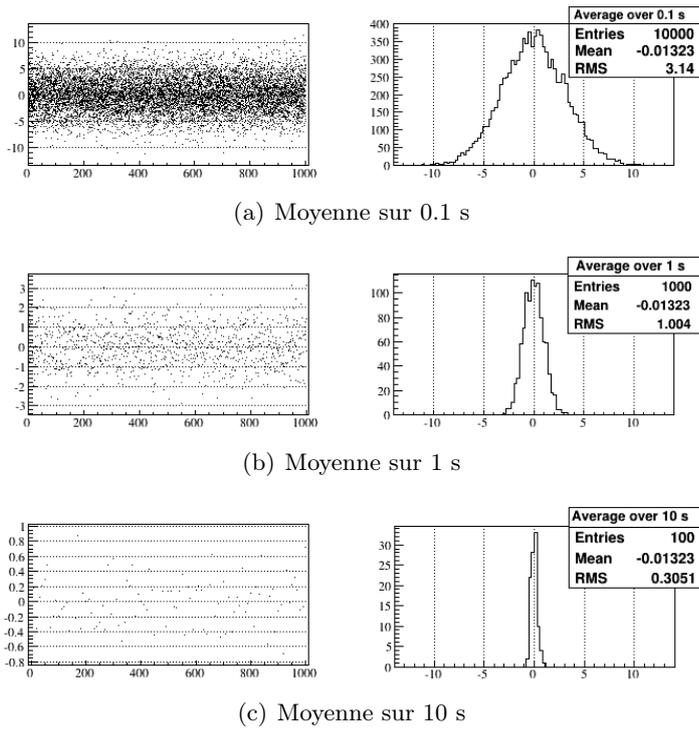


FIGURE A.1 – Mesures d’un bruit gaussien sur des durées de moyennage différentes.

où  $PSD$  est la densité spectrale de puissance,  $DFT$  est la transformée de Fourier discrète et  $T$  la fenêtre temporelle sur laquelle la transformée de Fourier a été calculée.

On peut donc caractériser un bruit de plusieurs façons, comme montrées sur la figure A.2. Un bruit gaussien caractérisé par  $D = 1/\sqrt{Hz}$  a été simulé et échantillonné à  $f_{ech} = 10$  kHz. Le premier graphique montre les mesures de ce bruit au cours du temps. Le second montre la distribution des mesures : on retrouve un écart-type  $\sigma = D \times \sqrt{f_{ech}} = 100$ . Le dernier graphique montre la densité spectrale d’amplitude du signal : toutes les composantes fréquentielles d’un bruit gaussien ont la même amplitude (les variations observées sur le graphique sont les fluctuations statistiques de la mesure).

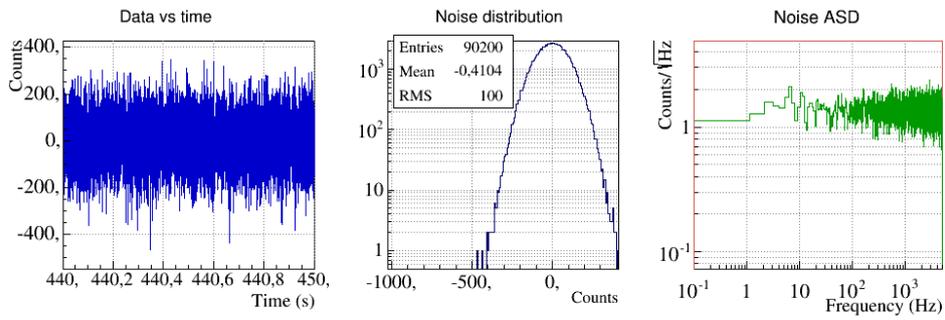


FIGURE A.2 – Différentes représentations d’un bruit : mesures en fonction du temps, distribution des mesures et densité spectrale d’amplitude (“courbe de bruit”, ou “courbe de sensibilité”).

## Annexe B

# Notes sur la réponse d'antenne d'un interféromètre

Dans l'approximation grandes longueurs d'onde, on peut interpréter le passage de l'onde gravitationnelle comme un déplacement des miroirs avec l'amplitude appropriée. Les schémas de la figure B.1 illustrent comment interpréter le passage d'une onde gravitationnelle en provenance de trois directions particulières : (i) perpendiculairement au plan de l'interféromètre, (ii) le long de la bissectrice entre les deux bras et (iii) le long d'un bras. Ces illustrations montrent que l'interféromètre a une réponse maximale, nulle, et à la moitié du maximum dans les trois directions respectivement.

Pour des ondes gravitationnelles de plus haute fréquence, cette approximation n'est plus valable. La figure B.2 illustre le cas d'une onde arrivant perpendiculairement au plan de l'interféromètre avec une période égale à la durée d'un aller-retour de la lumière dans le bras ( $T = 10 \mu\text{s}$  pour Virgo, soit  $f = 50 \text{ kHz}$ ). Dans ce cas, on ne peut plus interpréter le passage de l'onde comme un déplacement de miroir. Lorsque la lumière va de la séparatrice vers le bout du bras, l'amplitude de l'onde varie sur une demi-période, induisant par exemple une élongation de la longueur parcourue par la lumière. Mais lorsque la lumière revient du bout du bras vers la séparatrice, l'amplitude de l'onde varie sur l'autre demi-période, induisant cette fois un raccourcissement de la longueur parcourue par la lumière. Les deux effets se compensent exactement de telle sorte que le faisceau revenant sur la séparatrice a accumulé la même phase que si la longueur n'avait pas varié en l'absence d'onde gravitationnelle. On ne peut donc pas détecter cette onde.

En comparant la première illustration de la figure B.1 avec celle de la figure B.2, on s'aperçoit que la réponse d'antenne varie énormément avec la fréquence. Pour une onde arrivant perpendiculairement au plan de l'interféromètre, le détecteur est au maximum de sa sensibilité si la fréquence de l'onde est faible, alors que la sensibilité est nulle si la fréquence de l'onde est de 50 kHz (pour Virgo avec ses bras de 3 km).

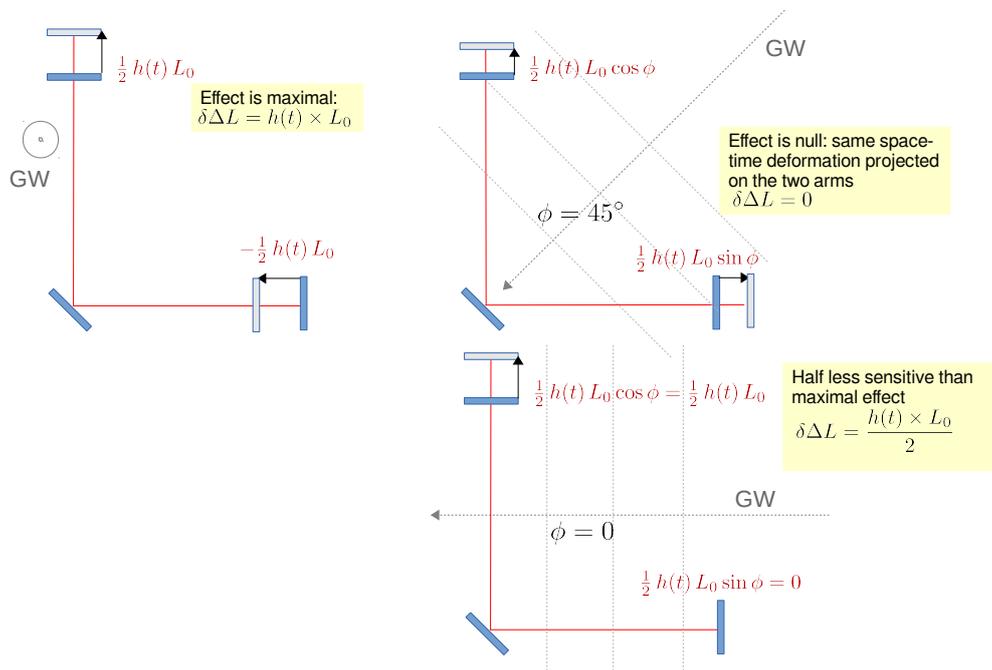


FIGURE B.1 – Illustrations de la réponse d’antenne d’un interféromètre dans l’hypothèse “grandes longueurs d’ondes” et pour trois directions d’incidence différentes de l’onde gravitationnelle.

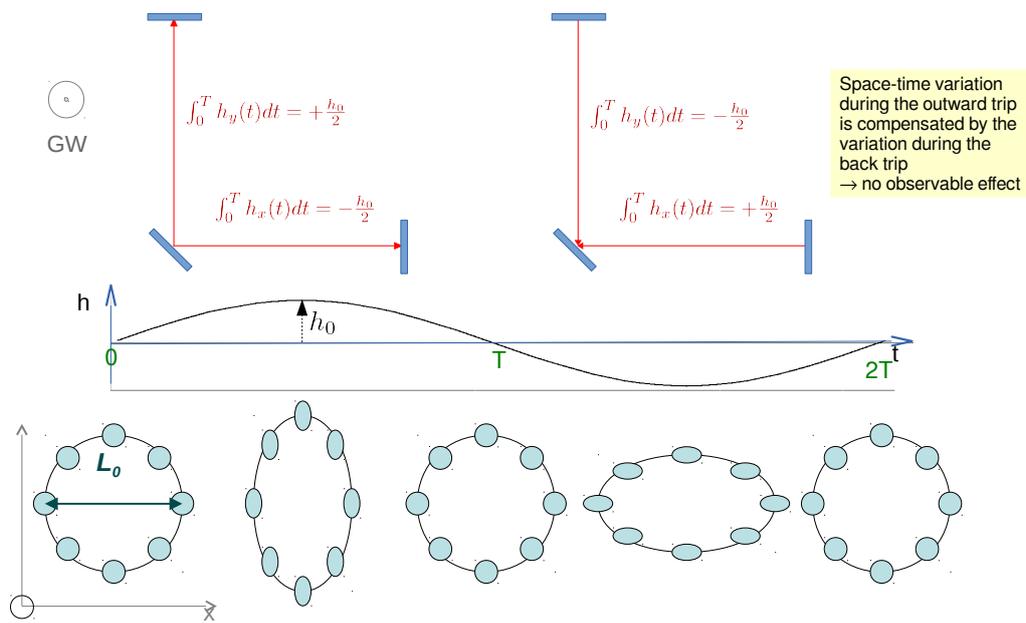


FIGURE B.2 – Illustrations de la réponse d’antenne d’un interféromètre pour une onde gravitationnelle arrivant perpendiculairement au plan du détecteur avec une période  $2T$  correspondant au temps mis par la lumière pour faire un aller-retour dans le bras.

## Annexe C

# Sélection d'articles

Cette annexe reproduit le texte de deux publications et d'une note Virgo en lien avec le thème de ce manuscrit :

- T. Accadia et al. (Virgo collaboration), *Calibration and sensitivity of the Virgo detector during its second science run*, *Class. Quantum Grav.* 28, 025005, (2011).  
Link : [arxiv.org/abs/1009.5190](https://arxiv.org/abs/1009.5190) (arXiv :1009.5190).
- T. Accadia et al. (Virgo collaboration), *Reconstruction of the gravitational wave signal  $h(t)$  during the Virgo science runs and independent validation with a photon calibrator*, *Class. Quantum Grav.* 31, 16501 (2014).  
Link : [arxiv.org/abs/1401.6066](https://arxiv.org/abs/1401.6066) (arXiv :1401.6066).
- L. Rolland et al., *Conceptual design of Advanced Virgo photon calibration*, note Virgo VIR-0013A-15 (2015).  
Link : <https://tds.ego-gw.it/ql/?c=10722> ((VIR-0013A-15)).



## Résumé

La collaboration européenne Virgo a mis en place un interféromètre kilométrique dédiés à l'observation de sources astrophysiques émettant des ondes gravitationnelles avec des fréquences entre 10 Hz et quelques kilohertz. Quatre périodes d'observations ont été réalisées entre 2007 et 2011, en collaboration avec les détecteurs LIGO installés aux Etats-Unis, mais aucune onde gravitationnelle n'a pu être détectée. Depuis 2011, les détecteurs sont en phase d'améliorations majeures afin de gagner un facteur d'environ 10 en sensibilité sur toute la bande de fréquence d'ici 2020. La construction du détecteur Advanced Virgo se termine en 2015, et des périodes d'observation de quelques mois reprendront à partir de 2016.

J'ai maintenant passé près de 9 ans sur l'expérience Virgo. Une activité que j'ai suivie depuis mon arrivée concerne l'étalonnage du détecteur. Ce manuscrit présente tout d'abord le fonctionnement général de l'instrument Virgo. Ensuite, les trois principaux objectifs de l'étalonnage de l'interféromètre sont explicités : mesures de la sensibilité du détecteur, reconstruction du signal d'onde gravitationnelle fourni aux différents algorithmes de recherche d'ondes gravitationnelles, et simulation de signaux dans le détecteur. Les différentes méthodes mises en place sont résumées et l'accent est mis sur les incertitudes systématiques estimées sur le détecteur Virgo. La dernière partie traite des perspectives de l'étalonnage et de la reconstruction dans le cadre du nouveau détecteur Advanced Virgo.

## Abstract

A kilometre scale interferometer has been setup by the Virgo collaboration in order to observe astrophysical sources through gravitational wave radiation with frequencies between 10Hz and a few kHz. Four science runs have been performed between 2007 and 2011, in collaboration with the LIGO detectors installed in the United States, but no gravitational waves were detected. Since 2011, major upgrades of the detectors are ongoing. They aim to improve the sensitivity by a factor  $\sim 10$  over the whole frequency band by the year 2020. The Advanced Virgo detector construction is ending in 2015, and the first observation periods, of a few months, will start in 2016.

I have been working for almost nine years in the Virgo collaboration. One of the activities that I have pursued since the beginning is the detector calibration. In this document, a general overview of the Virgo detector is first given. Then the three main goals of the interferometer calibration are described : estimation of the detector sensitivity, reconstruction of the gravitational wave signal given to the different search pipelines, and hardware injections of fake signals in the instrument. The different methods are summarised and emphasise is put on the systematic uncertainties estimated for the Virgo detector. The last part deals with prospects of the calibration and reconstruction techniques for the new Advanced Virgo detector.