



**HAL**  
open science

# Interférométrie à dérive de fréquence pour la mesure de la lumière parasite sur l'instrument spatial LISA

Amaël Roubeau-Tissot

► **To cite this version:**

Amaël Roubeau-Tissot. Interférométrie à dérive de fréquence pour la mesure de la lumière parasite sur l'instrument spatial LISA. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Côte d'Azur, 2024. Français. ⟨NNT : 2024COAZ5036⟩. ⟨tel-04709436⟩

**HAL Id: tel-04709436**

**<https://theses.hal.science/tel-04709436v1>**

Submitted on 25 Sep 2024

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

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



HAL Authorization

UNIVERSITÉ  
CÔTE D'AZUR

ÉCOLE DOCTORALE  
SCIENCES  
FONDAMENTALES  
ET APPLIQUÉES

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla p + \nabla \cdot T + f$$

$$e^{i\pi} + 1 = 0$$

# THÈSE DE DOCTORAT

Interférométrie à dérive de fréquence pour la mesure de  
la lumière parasite sur l'instrument spatial LISA

**Amaël Roubeau-Tissot**

Laboratoire ARTEMIS (UMR7250),  
Observatoire de la Côte d'Azur

**Présentée en vue de l'obtention  
du grade de docteur en Sciences pour  
l'ingénieur**

**d'Université Côte d'Azur**

**Dirigée par : Michel Lintz**

**Soutenu le : 18/07/2024**

**Devant le jury, composé de :**

Noël Dimarcq, DR, ARTEMIS, UCA

Mathilde Hugbart-Fouché, DR, INPHYNI,  
UCA

Eric Kajfasz, DR, CPPM, AMU

Pierre Pfeiffer, MCF-HDR, Unistra

Myriam Zerrad, IR-HDR, Institut Fresnel,  
AMU



---

# **Interférométrie à dérive de fréquence pour la mesure de la lumière parasite sur l'instrument spatial LISA**

---

Jury :

Présidente du jury :

Mathilde Hugbart-Fouché, Directrice de recherche, Institut de Physique de Nice, Université Côte d'Azur

Rapporteurs :

Pierre Pfeiffer, Maître de conférence-HDR, Université de Strasbourg  
Myriam Zerrad, Ingénieure de recherche-HDR, Institut Fresnel,  
Aix-Marseille Université

Examineurs :

Noël Dimarcq, Directeur de recherche, ARTEMIS, Université Côte d'Azur  
Eric Kajfasz, Directeur de recherche, Centre de Physique des Particules de Marseille, Aix-Marseille Université



# Résumé

**Titre :** Interférométrie à dérive de fréquence pour la mesure de la lumière parasite sur l'instrument spatial LISA.

**Résumé :** LISA (Laser Interferometer Space Antenna) est un interféromètre spatial dédié à la détection des ondes gravitationnelles dans la gamme de fréquence [20  $\mu$ Hz-1 Hz], actuellement en développement (phase B). Ce projet international géré par l'ESA sera composé d'une constellation de trois satellites en formation triangulaire, chacun d'entre eux émettant deux faisceaux laser vers les deux autres satellites. Il y a donc au total 6 liens laser, et 6 unités, appelées MOSA (Moving Optical Sub-Assembly) chargées d'émettre et de recevoir les faisceaux, et de réaliser la mesure des variations de distance inter-satellites. Chaque MOSA contient trois interféromètres hétérodynes, et comme dans tout dispositif optique la lumière parasite peut compromettre l'exactitude, la résolution ou encore la dynamique des mesures. Il est donc nécessaire d'élaborer une instrumentation (appelé le SL-OGSE, Stray Light-Optical Ground Support Equipment) pouvant détecter et identifier les contributions de lumière parasite cohérente interférant avec les faisceaux nominaux du dispositif. Il devra répondre notamment à deux exigences : déterminer le chemin optique de la lumière parasite avec une résolution meilleure que 2 mm, donnant une précision de 1 mm sur la position du composant défectueux, et atteindre un plancher de mesure en amplitude optique fractionnaire de  $1,1 \cdot 10^{-6}$  (ou  $2,2 \cdot 10^{-6}$  en amplitude fractionnaire électrique) dans la gamme de chemins optiques à couvrir.

La méthode qui a été retenue est l'interférométrie à dérive de fréquence ( FMCW, Frequency Modulated Continuous Wave) en injectant un laser à balayage de fréquence dans le système sous test. Les signaux optiques et électriques sortants sont capturés pendant le balayage de fréquence optique, et toute modulation de ces signaux sera attribuée à l'existence d'une amplitude de lumière parasite, qui interfère avec l'amplitude de lumière nominale. La différence de chemin optique (DCO) entre la lumière parasite et le faisceau nominal est déduite de la fréquence de ces franges d'interférence. C'est en exploitant la valeur de la DCO qu'on peut identifier le trajet suivi par la lumière parasite, et remonter au composant fautif. La thèse vise donc à développer un prototype de cette instrumentation comprenant essentiellement une diode laser balayable sur 2 nm (pour atteindre la résolution désirée en DCO), une boucle d'asservissement en phase du laser, une mesure précise de la rampe en fréquence, un calibrateur temps réel de la rampe et un système d'acquisition et de traitement de données.

Ce prototype, testé d'abord sur un montage simplifié où nous contrôlons la présence de lumière parasite puis sur un système complexe proche du MOSA, aura permis entre autres de vérifier que la méthode fonctionne pour la détection de tout type de lumière parasite, qu'elle soit de type faisceau parasite ou de type lumière diffusée. La résolution permet d'enregistrer séparément les réflexions sur la face avant et arrière d'une lame de verre de 1 mm d'épaisseur et d'atteindre un plancher de détection meilleur que  $10^{-6}$  en amplitude optique fractionnaire ( $10^{-12}$  en puissance optique fractionnaire) dans une gamme de valeurs de DCO allant de 15 mm à plus de 10 m, qui couvre les trajets typiques de la lumière parasite dans le MOSA. Le prototype a finalement été utilisé pour mesurer la lumière parasite dans un démonstrateur interférométrique dont la complexité est voisine de la complexité d'un MOSA. Ce test a notamment permis d'identifier certaines perturbations, telles que la modification, du fait du balayage en fréquence, de la polarisation du faisceau injecté, ou les imperfections du balayage en fréquence, qui affectent les signaux optiques enregistrés. Des stratégies sont proposées afin de réduire ces perturbations, ou encore d'en tenir compte au moment du traitement des signaux enregistrés.

**Mots clefs :** Interférométrie à dérive de fréquence ; mission spatiale LISA ; FMCW ; Lumière Parasite ; Instrumentation

---

**Title :** Frequency drift interferometry for stray light measurement on the LISA space instrument.

**Abstract :** LISA (Laser Interferometer Space Antenna) is a space interferometer dedicated to the detection of gravitational waves in the frequency range [20  $\mu$ Hz-1 Hz], currently under development (phase B). This international project, managed by ESA, will comprise a constellation of three satellites in a triangular formation, each emitting two laser beams towards the other two. There are therefore a total of 6 laser links, and 6 units, called MOSA (Moving Optical Sub-Assembly) responsible for transmitting and receiving the beams, and for measuring inter-satellite distance variations. Each MOSA contains three heterodyne interferometers, and as with any optical devices, stray light can compromise measurement accuracy, resolution and dynamics.

It is therefore necessary to develop an instrumentation (called the SL-OGSE, Stray Light-Optical Ground Support Equipment) capable of detecting and identifying the contributions of coherent stray light interfering with the device's nominal beams. It will have to meet two requirements in particular : determine the optical path length of the stray light with a resolution better than 2 mm, giving an accuracy of 1 mm on the position of the faulty component, and achieve a measurement floor in fractional optical amplitude of  $1.1 \cdot 10^{-6}$  (or  $2.2 \cdot 10^{-6}$  in electrical fractional amplitude) in the range of optical paths to be covered. The chosen method is frequency-drift interferometry (FMCW, Frequency Modulated Continuous Wave) by injecting a frequency-swept laser beam into the system under test. The outgoing optical and electrical signals are captured during the optical frequency sweep, and any modulation of these signals will be attributed to the existence of a stray light amplitude, which interferes with the nominal light amplitude. The optical path difference (OPD) between stray and nominal light is deduced from the frequency of these interference fringes. It is by exploiting the OPD value that we can identify the path followed by the stray light, and trace it back to the offending component. The aim of this thesis is to develop a prototype of this instrumentation, comprising a laser diode that can be scanned over 2 nm (to achieve the desired OPD resolution), a laser phase-locked loop, a precise frequency ramp measurement, a real-time ramp calibrator and a data acquisition and processing system.

This prototype, tested first on a simplified set-up where we control the presence of stray light, then on a complex system close to the MOSA, has enabled us, among other things, to verify that the method works for the detection of any type of stray light (stray beam or scattered light type), effectively resolving the contributions from the two sides of a 1mm glass plate and achieving a detection floor of  $10^{-6}$  in fractional optical amplitude (below  $10^{-12}$  in fractional optical power) in a range of OPD values from 15 mm to over 10 m, covering typical stray light paths in the MOSA. The prototype was finally used to measure stray light in an interferometric demonstrator whose complexity is close to that of a MOSA. This test enabled us to identify certain disturbances, such as changes in the polarization of the injected beam due to the frequency scanning, or imperfections in the frequency scanning, which affect the optical signals recorded. Strategies are proposed to reduce these disturbances, or to take them into account when processing the recorded signals.

**Keywords :** Frequency drift interferometry ; LISA space mission ; FMCW ; Stray Light ; Instrumentation

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude envers le CNES et la Région Sud pour avoir financé ma thèse.

Je souhaite également adresser mes sincères remerciements à mon directeur de thèse, Michel Lintz, pour m'avoir supporté pendant ces trois années, ainsi que pour sa patience et son dévouement à me transmettre les connaissances fondamentales qui pouvaient cruellement me manquer du fait de mes origines scientifiques plutôt orientées vers l'astrophysique.

Un grand merci également au laboratoire ARTEMIS pour m'avoir accueilli, ainsi qu'à mes collègues les plus proches avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer : Nicoleta D.J., Frederic C., Jean-Pierre C., Mourad M., Jean-Marie D., Mickaël P., Nelson Christensen (directeur du laboratoire) et une mention spéciale à mes amis Marco N., Dominique H. et Angélique G.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers les collègues du CNES et de l'Université de Marseille qui ont apporté leur expertise et leur soutien à ma thèse : Etienne C., François-Xavier E., Christelle B., Pierre Etcheto (mon référant de thèse), Emmanuelle R., Peter W., Eric K. et Michael C.

Je souhaite également remercier chaleureusement les collègues du service technique, de la DSI et de l'accueil de l'OCA pour leur assistance précieuse lors de diverses occasions : Paul G., Nicolas M., David F., Jérôme T., Carolane R., Christian C., Julien P. et Frederic L.

Je suis reconnaissant envers les amis qui ont rendu mes journées à l'observatoire plus agréables lors de pauses café et déjeuners : Paul C., Lucas P., Siham E., Thomas K. et une mention spéciale à Sara B., Niels N., Paulina P.-B. et mon ami de longue date, Gabriele C., avec qui j'ai partagé de nombreux moments à l'observatoire. Je n'oublie pas non plus mon ami à poils, la martre des pins, qui habitait près de mon bureau.

Je remercie également mes amis proches qui m'ont soutenu tout au long de cette thèse et de ma vie en général : Logan M., Romain V., Charlotte V., Anaïs D., Florian E., Robyn M., Jérémy P., Quentin M., Quentin F., Yasmine J. et Federico C.

Enfin, un immense merci à mes parents, Marie-Laure Tissot et Jean-Yves Roubeau, pour leur soutien et leur encouragement à poursuivre mes études et ma carrière académique.

Et finalement, une pensée spéciale pour mon chat Perle, qui a été un membre précieux de ma famille pendant 16 ans et qui est malheureusement mort durant ma thèse. Cette thèse lui est dédiée en sa mémoire.



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>i</b>
<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xiii</b>
<b>Conventions graphiques</b>	<b>xv</b>
<b>Liste des abréviations et acronymes</b>	<b>xvii</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Contexte historique . . . . .	1
1.2 Mission LISA : Laser Interferometer Space Antenna . . . . .	2
1.3 Contenu de la thèse . . . . .	4
<b>2 Lumière parasite et mise en œuvre du « SL-OGSE »</b>	<b>7</b>
2.1 Etude de la lumière parasite cohérente pour LISA . . . . .	7
2.1.1 Lumière parasite cohérente dans un système optique . . . . .	7
2.1.2 Impact et performances souhaitées sur la mesure hétérodyne de LISA	9
2.2 « SL-OGSE » : Stray Ligth-Optical Ground Support Equipment . . . . .	11
2.2.1 Méthode générale de détection . . . . .	11
2.2.1.1 Etat de l’art des instruments disponibles sur le marché .	11
2.2.1.2 Méthode adaptée à notre besoin . . . . .	15
2.2.2 Description de l’instrument et objectifs du prototype . . . . .	17
2.3 Perturbations et phénomènes physiques qui peuvent affecter les mesures du SL-OGSE : . . . . .	20
2.3.1 Rétrodiffusion Rayleigh . . . . .	20
2.3.2 Dispersion chromatique . . . . .	21
2.3.3 Modulations de la phase optique du signal par perturbation acoustique	22
2.3.4 Modulations de l’intensité optique du signal . . . . .	23
2.3.5 Oscillations de la polarisation dans les fibres à maintien de polarisation	24
2.3.6 Variations de la température et de l’humidité dans le système d’as- servissement de la fréquence optique . . . . .	28

<b>3</b>	<b>Développement du prototype SL-OGSE</b>	<b>31</b>
3.1	Choix, mise en place et caractérisation de la diode laser . . . . .	32
3.1.1	Contrôle électrique et mise en route du laser . . . . .	33
3.1.2	Principales caractérisations . . . . .	36
3.1.2.1	Puissance en fonction du courant . . . . .	36
3.1.2.2	Accordabilité : fréquence vs courant/température . . . . .	37
3.1.2.3	Bruit de fréquence . . . . .	40
3.1.2.4	Largeur Spectrale . . . . .	41
3.2	Contrôle de la rampe en fréquence . . . . .	42
3.3	Mesure de la vitesse de rampe en fréquence . . . . .	46
3.3.1	Méthode 1 : Battement avec un laser monomode modulé . . . . .	46
3.3.2	Méthode 2 : Fréquence de battement avec un laser monomode . . . . .	49
3.4	Calibrateur de la rampe de fréquence . . . . .	54
3.5	Acquisition et traitement de données . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Systèmes optiques testés par le prototype</b>	<b>59</b>
4.1	Simulateur de système optique avec contributions de lumière parasite . . . . .	59
4.1.1	Détermination de l'amplitude optique fractionnaire théorique . . . . .	61
4.1.2	Détermination de la différence de chemin optique théorique . . . . .	62
4.1.2.1	Etape 1 : Mesures des positions et plans avec le bras de mesure . . . . .	63
4.1.2.2	Etape 2 : Modèle géométrique 3D du banc optique sur On-Shape (CAO) . . . . .	64
4.1.2.3	Etape 3 : Reconstruction du faisceau avec FRED . . . . .	64
4.1.2.4	Etape 4 : Calcul de la différence de chemin optique théorique . . . . .	65
4.2	Interféromètre hétérodyne : le ZIFO . . . . .	66
4.2.1	Description et but du montage . . . . .	66
4.2.2	Couplage ZIFO/SL-OGSE : enjeux et mise en oeuvre . . . . .	68
4.2.2.1	Objectifs des tests et préparations du prototype SL-OGSE . . . . .	68
4.2.2.2	Déroulement des mesures . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Résultats : caractérisation des performances du prototype</b>	<b>75</b>
5.1	Stabilité et qualité de la rampe en fréquence . . . . .	76
5.1.1	Signaux Calibrateur : « Dark », « No scan » et « Scan » . . . . .	76
5.1.1.1	Plancher de bruit : signaux d'obscurité et no scan . . . . .	76
5.1.1.2	Signaux scan 5,10 GHz/s et 5,30 GHz/s . . . . .	77
5.1.1.2.1	Détection des interférences « Calibrateur » . . . . .	77
5.1.1.2.2	Origine des contributions parasites . . . . .	78
5.1.2	Exploitation du signal Calibrateur pour le contrôle de qualité de la rampe . . . . .	81
5.1.2.1	Etude sur la position et la largeur des pics de lumière parasite . . . . .	81
5.1.2.2	Reproductibilité des signaux « Calibrateur » . . . . .	82
5.2	Détection de lumières parasites sur le « simulateur MOSA » . . . . .	84
5.2.1	Signaux SL-OGSE sur le « simulateur MOSA » : « Dark », « No Scan » et « Scan » . . . . .	84
5.2.1.1	Signaux d'obscurités « Dark » et « No Scan » . . . . .	84

5.2.1.2	Signaux Scan 5,10 GHz/s et 5,30 GHz/s . . . . .	85
5.2.1.2.1	Détection des faisceaux parasites et origine des contributions parasites . . . . .	85
5.2.1.2.2	Détection de la lumière parasite diffusée . . . . .	87
5.2.2	Comparaison des planchers de mesures . . . . .	88
5.2.3	Détermination et résolution de la différence de chemin optique . . . . .	90
5.2.4	Conclusion des tests sur le « simulateur de MOSA » . . . . .	92
5.3	Mesures de la lumière parasite sur le démonstrateur interférométrique ZIFO . . . . .	93
5.3.1	Dépouillement d'une séquence d'enregistrements . . . . .	93
5.3.1.1	Plancher de bruit des photorécepteurs : signaux d'obscurité . . . . .	93
5.3.1.2	Plancher de bruit du signal des photorécepteurs ZIFO : laser à fréquence fixe . . . . .	95
5.3.1.3	Signal des photorécepteurs ZIFO : laser balayé . . . . .	96
5.3.1.4	Injecteur 1 vs Injecteur 2 . . . . .	100
5.3.2	Recherche de l'origine des contributions de bruits et lumière parasite . . . . .	100
5.3.2.1	Bruit sur l'alimentation des photodiodes . . . . .	100
5.3.2.2	Oscillations de la polarisation : Enregistrements "Scan 0" et "Scan 0-P" . . . . .	101
5.3.2.3	Mesures avec masquages . . . . .	103
5.3.2.4	Retours vers l'injecteur non utilisé . . . . .	105
5.3.3	Tentatives de normalisation des signaux QPR . . . . .	105
5.3.4	Comparaison des mesures à l'air et au vide . . . . .	107
5.3.4.1	Comparaison des valeurs DCO entre l'air et le vide . . . . .	108
5.3.4.2	Comparaison entre l'air et le vide des amplitudes fractionnaires . . . . .	110
5.3.4.3	Comparaison air-air à 8 jours d'intervalle . . . . .	112
<b>6</b>	<b>Conclusion générale et travaux futurs</b>	<b>115</b>
	<b>Annexes</b>	<b>121</b>
A.1	Modulateur acousto-optique (MAO) et modulateur électro-optique (MEO) . . . . .	121
A.2	Description et paramétrage du démodulateur Zurich HF2LI . . . . .	123
A.3	Calcul des FFT avec Python . . . . .	126
A.4	Principaux paramètres Vescent D2-105-200 . . . . .	127
A.5	Etude supplémentaire sur le bruit sur la mesure de vitesse de rampe . . . . .	128
A.6	Calcul du signal SL-OGSE avec une contribution de lumière parasite . . . . .	129
A.7	Enregistrements Dark sur le QPR et le SEPR témoins au laboratoire . . . . .	131
A.8	Détermination du point d'impact du faisceau sur la face de la lame prismatique . . . . .	133
A.9	Spectres typiques du signal Calibrateur 50 /40 . . . . .	135
A.10	DCO et amplitudes fractionnaires des pics sur 4 segments d'une même QPR . . . . .	137
A.11	Schéma détaillé du ZIFO . . . . .	139
A.12	Spectre du signal du calibrateur de rampe en l'absence d'asservissement . . . . .	140
	<b>Bibliographie</b>	<b>141</b>



# Liste des figures

1.1	Schéma de principe de fonctionnement de la mission spatiale LISA . . . . .	3
2.1	Schéma de principe d'un réflectomètre optique à faible cohérence . . . . .	11
2.2	Schéma de principe de la réflectométrie optique à faible cohérence en mode équilibré . . . . .	12
2.3	Schéma de l'imagerie de la lumière parasite par impulsions très courtes . . . . .	14
2.4	Schéma illustrant le principe général de la mesure de lumière parasite . . . . .	16
2.5	Schéma fonctionnel du SL-OGSE . . . . .	18
2.6	Principale contribution de lumière parasite en sortie du montage « simulateur MOSA » avec trois analyses différentes . . . . .	21
2.7	Schéma illustrant la propagation d'un faisceau dans une fibre le long de l'axe z où la polarisation est décalée d'un petit angle $\delta$ . . . . .	26
2.8	Exemple de variations du signal en sortie du prototype fibré du SL-OGSE lors d'un balayage de 2 nm sur 100 s . . . . .	26
2.9	Spectres d'amplitude fractionnaire du signal « Calibrateur » avec une fibre à maintien de polarisation de 25 m entre le prototype et cet interféromètre . . . . .	27
3.1	Schéma fonctionnel de la source laser SL-OGSE mise en œuvre dans la phase de prototypage . . . . .	31
3.2	Le support de diode laser LM14S2 pour composants "butterfly" à 14 broches . . . . .	33
3.3	Affectation des broches de la diode laser Photodigm . . . . .	34
3.4	La carte d'extension Vescent D2-007 . . . . .	35
3.5	Relation entre la température du laser $T_{\text{laser}}$ et la température affichée sur le contrôleur Vescent $T_{\text{aff}}$ . . . . .	35
3.6	Comparaison entre les mesures de puissance optique du laser Photodigm . . . . .	36
3.7	Schéma du montage discriminateur de fréquence avec un interféromètre de Michelson fibré . . . . .	37
3.8	Signal du discriminateur de fréquence optique lors du balayage en fréquence du laser . . . . .	39
3.9	Mesures de bruit de fréquence du laser Photodigm . . . . .	40
3.10	Spectres du battement entre le laser Photodigm (190 mA, 15,45 °C) et le laser Orion . . . . .	41
3.11	Schéma du dispositif d'asservissement de la fréquence laser . . . . .	43
3.12	Séquence d'asservissement pour un balayage en fréquence de 2 nm . . . . .	44
3.13	Schéma expérimental de la première méthode de mesure de la vitesse de rampe en fréquence . . . . .	46

3.14	Simulation et mesure du signal de battement entre un laser à fréquence fixe et un laser balayé linéairement en fréquence . . . . .	47
3.15	Signal de battement entre le laser Orion et le laser Photodigm balayé en température (3 °C sur 10 s.) . . . . .	48
3.16	Variations de la vitesse de rampe en fréquence sur plusieurs journées . . . . .	49
3.17	Schéma expérimental de la deuxième méthode utilisée pour mesurer la vitesse de rampe en fréquence . . . . .	50
3.18	Problèmes observés lors de l'enregistrement de la fréquence de battement entre le laser Orion et le laser Photodigm . . . . .	51
3.19	Erreur résiduelle entre les abscisses temporelles transmises par le fréquencemètre et un ajustement linéaire . . . . .	52
3.20	Fréquence du signal de battement entre la diode laser monomode de fréquence fixe de référence et la diode laser Photodigm balayée en fréquence . . . . .	52
3.21	Ajustement linéaire des données de fréquence dépliées qui démontre une dépendance temporelle linéaire de la fréquence du laser balayé . . . . .	53
3.22	Dessin de l'interféromètre fibré pour le contrôle en temps réel des rampes de fréquence . . . . .	54
3.23	Spectre typique du calibrateur de la rampe de fréquence optique . . . . .	55
3.24	Photo du Picoscope 4444 et de sa connectique de base . . . . .	56
3.25	Spectre de Fourier d'un enregistrement du signal d'obscurité "Dark" du photorécepteur du Calibrateur 50/40 . . . . .	57
4.1	Schéma du système testé appelé "simulateur MOSA" . . . . .	60
4.2	Photo du "simulateur de MOSA" . . . . .	61
4.3	Photo du "simulateur de MOSA" avec le bras de mesure . . . . .	63
4.4	Modèle géométrique 3D du " simulateur de MOSA" sur Onshape . . . . .	64
4.5	Reconstruction de la trajectoire du faisceau sur le « simulateur de MOSA » en utilisant le modèle 3D . . . . .	65
4.6	Photo du banc ZIFO sans le capot de son écran thermique . . . . .	67
4.7	Schéma d'ensemble du banc ZIFO . . . . .	67
4.8	Photo de la cuve ERIOS au LAM . . . . .	69
4.9	Montage fibré du prototype SL-OGSE dans sa baie de transport . . . . .	69
4.10	Configuration des mesures SL-OGSE effectuées au LAM sur le ZIFO . . . . .	71
4.11	Acquisition par 5 Picoscopes des signaux d'une configuration de mesures sur le démonstrateur interférométrique ZIFO . . . . .	72
4.12	Dérive de la température de l'environnement de l'interféromètre Mach-Zehnder sur 24 h . . . . .	73
5.1	Spectres du signal "No-Scan" et "Dark" du calibrateur . . . . .	76
5.2	Capture d'écran d'un enregistrement du signal Calibrateur . . . . .	77
5.3	Spectres typiques du signal du calibrateur en fonction de la fréquence de Fourier ou en fonction de la différence de chemin optique DCO . . . . .	78
5.4	Spectre du signal du calibrateur avec origine des contributions parasites . . . . .	79
5.5	Spectres du signal du calibrateur en coordonnées logarithmiques . . . . .	80
5.6	Premier pic du Calibrateur 50/40 pour deux balayages en longueur d'onde différents . . . . .	81

5.7	Détermination du chemin optique de l'anneau fibré de l'interféromètre calibrateur 50/40 . . . . .	82
5.8	Moyenne des rapports de position en DCO des pics du signal calibrateur . . . . .	83
5.9	Moyenne des rapports de position en amplitude fractionnaire des pics du signal calibrateur . . . . .	84
5.10	Enregistrements "No Scan" et "Dark" sur le simulateur MOSA . . . . .	85
5.11	Exemples de spectres Scan 1 et Scan 2 du simulateur MOSA . . . . .	86
5.12	Zoom sur l'amplitude de la lumière parasite diffusée . . . . .	87
5.13	Spectres "No Scan" avec M1-M2 masqués et "Dark" du simulateur MOSA . . . . .	88
5.14	Tracé DCO des spectres Scan 1 et Scan 2 du simulateur MOSA avec M1-M2 masqués . . . . .	89
5.15	La contribution initiale de lumière parasite du simulateur MOSA et ses quatre échos . . . . .	90
5.16	Zoom sur les données obtenues lorsque l'amplitude de la lumière parasite observée est due à un diffuseur blanc inséré avant M1 . . . . .	91
5.17	Spectres du photorécepteur obtenus lorsque, avant le miroir M1, un étalon de silice de 1,0 mm a été inséré . . . . .	92
5.18	Superposition des spectres de tous les signaux d'obscurité « Dark » des QPR segments C et D . . . . .	94
5.19	Superposition des spectres de signaux d'obscurité « Dark » de trois SEPR . . . . .	95
5.20	Superposition de tous les spectres signaux « No Scan » des QPR segments C et D . . . . .	95
5.21	Captures d'écran de quelques signaux temporels AC en sortie du ZIFO . . . . .	96
5.22	Superposition des spectres scan 5,10 GHz et scan 5,30 GHz en sortie de la QPR8 segments D . . . . .	97
5.23	Zoom sur la superposition des spectres scan 5,1 GHz et scan 5,3 GHz en sortie de la QPR 1 segment D et de la QPR 4 segment D . . . . .	98
5.24	Zoom sur la superposition des spectres scan 5,1GHz en sortie des 4 segments de la QPR1 . . . . .	99
5.25	Superposition des spectres scan 5,1 GHz et scan 5,3 GHz en sortie de la SEPR1 . . . . .	99
5.26	Spectre de la tension d'alimentation +/- 5V des photodiodes . . . . .	100
5.27	Schéma du montage « Scan 0 » et « Scan 0-P» . . . . .	101
5.28	Zoom basse fréquence sur (violet) un enregistrement Scan 0 . . . . .	102
5.29	Zoom basse fréquence sur l'enregistrement Scan 0-P . . . . .	102
5.30	Zoom sur la superposition de deux spectres scan 5,1 GHz/s des signaux du QPR1 segment A et SEPR1 avec et sans masque devant QPR2 . . . . .	103
5.31	Zoom sur la superposition de deux spectres scan 5,1 GHz/s en sortie de la QPR1 segment A avec et sans masque "Omega" . . . . .	104
5.32	Zoom sur la superposition des spectres sous balayage 5,1 GHz en sortie de l'injecteur 2 enregistré par un wattmètre Ophir avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 1 du ZIFO . . . . .	105
5.33	Enregistrements de la Fig.5.21, après décalage de 5 s . . . . .	106
5.34	Spectres Scan 5,10 GHz/s avec et sans normalisation du SEPR1 et du QPR1-C . . . . .	107
5.35	Deux enregistrements ZIFO obtenus respectivement dans des conditions de vide et d'air . . . . .	109

---

5.36	Moyenne du rapport des positions maximales de la DCO dans l'air et sous vide . . . . .	109
5.37	Moyenne du rapport des amplitudes fractionnaires des pics dans l'air et sous vide . . . . .	110
5.38	Zoom sur la superposition des spectres scan 5,1 GHz air/vide et avec/sans masque . . . . .	111
5.39	Moyenne du rapport des positions maximales de la DCO air/air . . . . .	112
5.40	Moyenne du rapport des amplitudes fractionnaires des pics dans l'air et sous vide . . . . .	113
A.1	Les réglages des deux PID dans le démodulateur HF2LI de Zurich Instruments . . . . .	125
A.2	Principaux paramètres Vescent D2-105-200 . . . . .	127
A.3	Déviations d'Allan de l'erreur résiduelle obtenue après soustraction des ajustements linéaires de la fréquence de battement . . . . .	128
A.4	Schéma de l'unité MOSA et des trois sous-unités SL-OGSE avec un composant défectueux supposé diffuser une partie de la lumière Tx . . . . .	130
A.5	Comparaison entre les spectres Dark du SEPR et du QPR témoins . . . . .	131
A.6	Comparaison entre les spectres Dark du QPR témoin et de l'alimentation de tension . . . . .	132
A.7	Schéma vu du dessus de la détermination du point d'impact du faisceau sur la face avant de la lame prismatique . . . . .	134
A.8	Spectre du Calibrateur 50/40 . . . . .	135
A.9	Disposition des segments vus de face sur les QPR du ZIFO . . . . .	138
A.10	Schéma détaillé du démonstrateur interférométrique ZIFO . . . . .	139
A.11	Spectres du signal du calibrateur avec et sans asservissement du laser lors d'un balayage . . . . .	140

# Liste des tableaux

2.1	Conversion de la fréquence de Fourier en DCO en fonction de la vitesse de balayage en fréquence . . . . .	19
2.2	Barycentres en DCO du premier pic de lumière parasite du simulateur MOSA calculé avec trois analyses différentes . . . . .	22
4.1	Exemples de déterminations, sous FRED, de l'impact du faisceau sur différentes optiques . . . . .	65
4.2	Calcul des distances géométriques utiles sur le simulateur MOSA . . . . .	65
5.1	Détermination de la longueur optique de la boucle fibrée de l'interféromètre du Calibrateur 50/40 . . . . .	82
5.2	Cinq déterminations du chemin optique de l'aller-retour dans la cavité M1-M2 pour deux vitesses de balayage en fréquence . . . . .	90
5.3	Deux déterminations du chemin optique de l'aller-retour entre la réflexion sur le papier blanc et le miroir M2 . . . . .	91
5.4	Rapport des DCO récupérées (vitesse de rampe de fréquence optique de 5,1 GHz/s) . . . . .	110
5.5	Rapport des DCO récupérées (vitesse de rampe de fréquence optique de 5,3 GHz/s) . . . . .	110
A.1	DCO en millimètres des contributions de lumières parasites sur les quatre segments (ABCD) du QPR4 (mesures du 16/10/2023 sur le ZIFO) . . . . .	137
A.2	Amplitudes fractionnaires des contributions de lumières parasites sur les quatre segments (ABCD) du QPR4 (mesures du 16/10/2023 sur le ZIFO) . . . . .	138



# Conventions graphiques



**Signaux électriques  
basse fréquence**



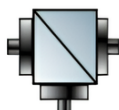
**Signaux électriques  
haute fréquence**



**Fibres optiques**



**Fibres optiques à maintien de  
polarisation (PM)**



**Séparateur de faisceaux ou  
Coupleur fibré**



**Photorécepteur**



**« Beam Dump »**



**Miroir, R=100%**



**Laser**



# Liste des abréviations et acronymes

**AIVT** Assemblage, Intégration, Vérification et Test.

**APC** AstroParticule & Cosmologie.

**ARTEMIS** Laboratoire d'Astrophysique Relativiste, Théories, Expériences, Métrologie, Instrumentation, Signaux.

**CAS** Constellation Acquisition Sensor.

**CNES** Centre National d'Etudes Spatiales.

**DBR** Distributed Bragg Reflector.

**DCO** Différence de Chemin Optique.

**DFB** Distributed FeedBack.

**DUT** Device Under Test.

**ERIOS** Etalonnage, Réglage et Intégration pour l'Optique Spatiale.

**ESA** European Space Agency.

**FFT** Fast Fourier Transform.

**FLEX** FLuorescence EXplorer.

**FMCW** Frequency Modulated Continuous Wave.

**GRACE** Gravity Recovery And Climate Experiment.

**GW** Gravitational Wave.

**ISL** Intervalle Spectral Libre.

**LAM** Laboratoire d'Astrophysique de Marseille.

**LIGO** Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory.

**LISA** Laser Interferometer Space Antenna.

**LRI** Laser Ranging Interferometer.

**MAO** Modulateur Accousto-Optique.

**MEO** Modulateur Electro-Optique.

**MOSA** Moving Optical Sub Assembly.

**M-Z** Mach-Zehnder.

---

**OBR** Optical Backscatter Reflectometer.  
**OFDR** Optical Frequency Domain Reflectometry.  
**OGSE** Optical Ground Support Equipment.  
**OLCR** Optical Low Coherence Reflectometry.  
**OTDR** Optical Time Domain Reflectometry.

**PID** "(contrôleur)" Proportionnel, Intégral, Dérivé.  
**PM** Polarization Maintening.  
**PSF** Point Spread Function.

**QPR** Quadrant Photo-Receiver.

**RIN** Relative intensity noise.

**SEPR** Single Element Photo-Receiver.  
**SL** Stray Light.  
**SL-OGSE** Stray Light- Optical Ground Support Equipment.  
**SYRTE** SYstèmes de Référence Temps-Espace.

**ZIFO** Zerodur InterFerOmeter.

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Contexte historique

En 1916, Albert Einstein publie la célèbre théorie de la relativité générale, qui a notamment prédit l'existence d'une oscillation de la courbure de l'espace-temps appelée onde gravitationnelle. Cette onde serait produite par des masses accélérées, comme lors de la collision ou de la coalescence de deux objets hypermassifs tels que des étoiles binaires ou des trous noirs. L'observation de ces ondes offrirait un nouveau regard sur l'univers qui nous entoure, puisqu'alors les seules informations provenaient de la lumière des astres. Ce serait une nouvelle fenêtre vers l'univers. Pour confirmer leur existence, cependant, une découverte expérimentale serait nécessaire.

Les physiciens Joseph Taylor et Russel Hulse apportent en 1974 un premier indice de l'existence des ondes gravitationnelles grâce à leurs observations du pulsar binaire PSR B1913+169. Ils montrent que la diminution de période de ce système binaire s'expliquerait avec précision par l'émission de telles ondes et cette découverte leur a valu le prix Nobel en 1993 [1].

Plus tard, Kip Thorne, Rainer Weiss et Ronald Drever décident de lancer en 1992 le projet LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) [2] de détection interférométrique des ondes gravitationnelles, suite à l'impasse des travaux de Joseph Weber sur les détecteurs à masses résonnantes [3]. Le projet LIGO vise à la détection directe d'une onde gravitationnelle, par deux interféromètres Michelson de 4 km de longueur, situés dans l'état de Washington et dans l'état de Louisiane aux Etats Unis. Le principe de ces détecteurs est simple : si une onde gravitationnelle passe sur l'un des interféromètres, elle déformera et modifiera le passage du faisceau, créant ainsi un déphasage dans le schéma d'interférence mesuré. Puis l'onde passera au niveau du deuxième détecteur, et du retard entre la première et le deuxième détection une information partielle sera obtenue sur la direction de la source. La fréquence de contraction de l'espace est liée au type d'objets générant cette onde, et LIGO est sensible dans un intervalle de 30 Hz à 7 kHz.

En parallèle, d'autres détecteurs du même type ont vu le jour tels que l'interféromètre

Virgo en Italie créé en 1994 qui est entré en collaboration avec LIGO en 2007. LIGO a détecté en 2015 la première onde gravitationnelle en observation directe [4] liée à la collision entre deux trous noirs stellaires (une trentaine de masses solaires) ce qui a valu le prix nobel de physique à R. Weiss, C. Barrish et K. Thorne en 2017.

Depuis cette première observation, plus de 90 événements ont été détectés et de futurs observatoires du même type sont prévus avec notamment LIGO-India (ou INDIGO). Une autre piste explorée depuis les années 90 est de déplacer ces observatoires dans l'espace pour augmenter la taille des interféromètres (longueur des bras) pour être sensible à des ondes gravitationnelles de fréquences plus basses, et donc potentiellement générées pas des objets astrophysiques différents.

## 1.2 Mission LISA : Laser Interferometer Space Antenna

La mise en oeuvre dans l'espace de l'interférométrie laser de haute résolution pose des problèmes spécifiques puisque chaque satellite a son mouvement propre. Mais la mission GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment) Follow-On, avec son LRI (Laser Ranging Interferometer, [5]), a réussi à démontrer la faisabilité et l'efficacité de cette méthode en maintenant un système interférométrique avec un lien laser infrarouge en mode transpondeur entre deux satellites distants de 220 km. Le plancher de bruit sur la mesure de la distance est meilleur que les  $80 \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$  spécifiés. En 2018, le succès de cette mission, premier vol en formation avec interférométrie laser, est venu comme une confirmation du choix fait en 2017 par l'ESA de retenir le projet LISA (Laser Interferometer Space Antenna [6]) comme mission phare [7], [8]. Cette décision avait été prise suite aux premières détections d'ondes gravitationnelles depuis le sol, mais aussi vu le succès complet de la mission LISA Pathfinder, qui a validé en 2016 la plupart des briques technologiques du projet LISA. En réussissant à former le lien laser, et à maintenir le mode transpondeur, GRACE-FO a confirmé un peu plus la validité du schéma à la base du projet LISA.

L'observatoire spatial LISA sera composé d'une constellation de trois satellites distants de 2,5 millions de km permettant la détection d'ondes gravitationnelles dans une bande de fréquences allant de 20  $\mu\text{Hz}$  à 1 Hz pour détecter des phénomènes tels que la collision de trous noirs super-massifs (dans la gamme des millions de masses solaires), qui ne sont actuellement observables que de façon très indirecte. De chaque satellite partent deux faisceaux "Tx" de 1 à 2 W, un vers chaque satellite distant, donc au total 6 liens laser simultanés. A l'arrivée, et malgré le diamètre de 300 mm des télescopes émettant les faisceaux Tx, la puissance se répartit sur un rayon d'environ 10 km du fait de la divergence, et chaque télescope ne collecte qu'un faisceau ("Rx") d'environ 500 pW. Le faisceau Rx est mélangé à un faisceau d'environ 1 mW prélevé avant l'émission du faisceau Tx : c'est de cet "interféromètre Science" (également "interféromètre long bras") qu'est obtenue la mesure de phase hétérodyne qui donne les variations de la distance inter-satellites.

Chaque lien laser requiert donc un MOSA (Moving Optical Sub-Assembly, Fig.1.1), contenant le télescope et l'interféromètre Science, et une caméra appelée CAS (Constellation Acquisition Sensor) dédiée à l'observation du satellite distant, afin de former la constellation. Mais sur le banc optique se propagent plusieurs faisceaux :

- **Faisceau Tx** ( $\sim 2$  W), produit par le laser "LA" pour le MOSA A et par le laser "LB" pour le MOSA B, dans la Fig.1.1
- **Faisceau LO** (local oscillator, 15 à 20  $\mu$ W si on ignore les pertes associées aux nombreuses optiques impliquées) : prélevé sur le laser Tx du second MOSA, acheminé par une fibre optique appelée "backlink".
- **Faisceau Rx** ( $\sim 500$  pW collectés par la pupille du télescope) Fraction du faisceau Tx (2 W) d'un satellite recueillie par le satellite distant.

Ils vont ensuite venir interférer dans les interféromètres hétérodynes suivants :

- **Le Sc-IFO** (ou Long arm IFO) : il fait interférer le faisceau Rx, qui porte la trace de l'onde gravitationnelle, sur 2,5 Mkm, et une fraction du Tx. La mesure de cet interféromètre hétérodyne contient l'information recherchée, mais les variations de distance mesurées contiennent aussi des contributions non gravitationnelles (comme l'effet du vent solaire sur les satellites).
- **Le REF-IFO** : il fait interférer les faisceaux Tx et LO. Cette mesure est nécessaire pour retrancher l'effet du bruit de fréquence des lasers.
- **Le Test-Mass IFO** : interféromètre hétérodyne entre LO et une portion du faisceau Tx réfléchi sur une masse de test maintenue en apesanteur au sein du senseur gravitationnel. La mesure de cet interféromètre est exploitée de façon à retrancher les biais associés aux forces non-gravitationnelles agissant sur le satellite.

La procédure dite "interférométrie numérique", qui enregistre les signaux des trois interféromètres, et les traite de façon à éliminer le bruit de fréquence des lasers, et les erreurs résiduelles de la position du satellite autour de sa masse de tests s'appelle en anglais "Time-delay interferometry", car elle doit tenir compte des signaux venant des six MOSA, et du retard de 8 secondes de la propagation des faisceaux sur les bras de 2,5 Mkm.

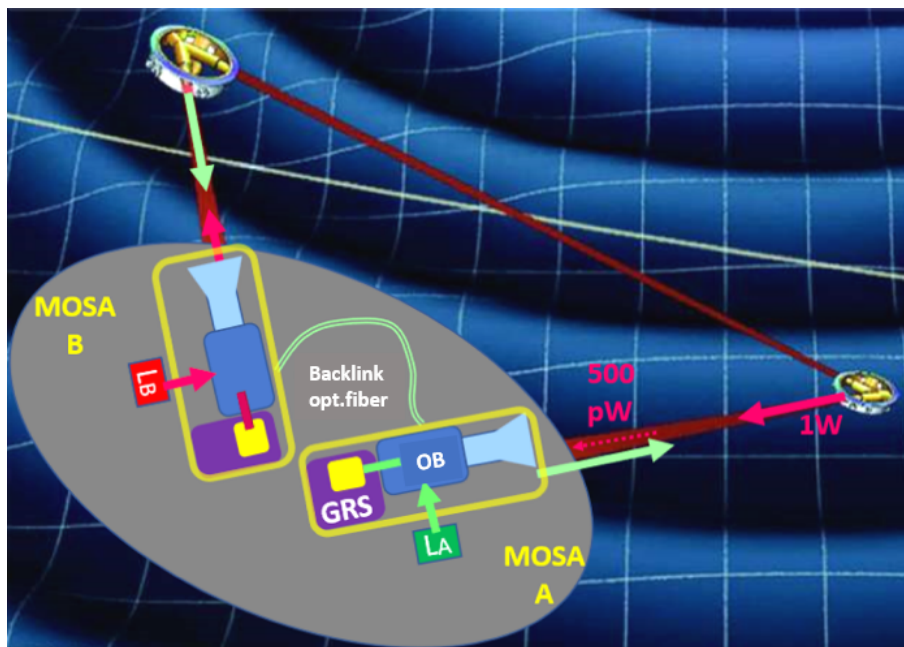


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de fonctionnement de la mission spatiale LISA avec zoom sur l'intérieur d'un des satellites. GRS : senseur gravitationnel. MOSA : Moving optical Sub-Assembly. OB : banc optique. LA (LB) source laser pour le MOSA A (resp. B)

La première étape a été de lancer la mission LISA Pathfinder [9] en opération de fin 2015 à 2017 pour démontrer le fonctionnement des senseurs gravitationnels, au sein desquels se trouve une masse de test, protégée de toutes les forces non-gravitationnelles internes et externes. Ceci impose que le satellite suive une trajectoire ballistique avec une précision de l'ordre de quelques nanomètres et que le système de mesure permette de détecter la position des cubes métalliques avec une précision de l'ordre du nanomètre. Cette mission est un grand succès car le dispositif testé est parvenu à limiter l'accélération relative des masses témoins à  $5,2 \cdot 10^{-15} \text{ ms}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$  soit un gain d'un facteur 5 sur les objectifs fixés [10].

Suite à ces deux premières phases (0 et A) de conception, la mission spatiale internationale LISA a été officiellement approuvée par l'ESA récemment, en janvier 2024 et devrait être lancée en 2035 [11]. Dans la communauté internationale travaillant sur ce projet, la France détient un rôle important. La "Collaboration LISA France", comprenant de nombreux laboratoires français tels que ARTEMIS, APC, institut Fresnel, SYRTE..., est coordonnée par le CNES et a, entre autres, pour objectif de développer les OGSE (Optical Ground Support Equipment).

Les OGSE sont des instrumentations qui ont pour but de tester les performances et de valider les éléments de vol d'une mission après l'étape de l'AIVT (Assemblage, Intégration, Vérification et Test) [12]. Le CNES a confié à ARTEMIS la responsabilité de développer le prototype de l'une de ces instrumentations appelée SL-OGSE (pour Stray Light- Optical Ground Support Equipment) qui est l'objet de la présente thèse. Cet OGSE devra identifier et mesurer la lumière parasite cohérente dans les MOSA.

Un défaut sur un composant peut renvoyer une fraction de la puissance d'un faisceau vers les interféromètres du MOSA et générer un décalage sur la phase mesurée. Si le chemin suivi par la lumière parasite est instable, il en résultera un bruit, qui pourra dégrader la qualité de la mesure d'onde gravitationnelle. C'est pourquoi il est impératif de pouvoir caractériser (amplitude et origine) toute contribution de lumière parasite cohérente interférant sur les systèmes optiques complexes que sont les MOSA [13].

## 1.3 Contenu de la thèse

Le second chapitre rappellera la définition de la lumière parasite dans un système optique complexe, à la façon dont elle intervient dans la mission LISA ainsi qu'à la méthode de détection par dérive de fréquence (également appelé "FMCW", Frequency modulated Continuous Wave). Je présenterai le principe du SL-OGSE développé pour atteindre les exigences du projet LISA, en résolution sur la détermination du chemin optique, et en plancher de bruit de l'amplitude de lumière parasite.

Cette instrumentation se fondera donc sur l'interférométrie à dérive de fréquence en injectant un laser à balayage de fréquence dans le système sous test. Nous capturons les signaux optiques et électriques sortants pendant le balayage de fréquence optique. Toute modulation de ces signaux est attribuée à l'existence d'une amplitude de lumière parasite, interférant avec l'amplitude de lumière nominale. La différence de chemin optique (DCO)

entre la lumière parasite et le faisceau nominal est déduite de la fréquence de ces franges d'interférence. Le prototype développé lors de cette thèse devra prouver que la méthode retenue permet la détection de tout type de lumière parasite cohérente, en particulier de type "fantôme" (faisceau parasite) et de type lumière diffusée, et qu'elle atteint les objectifs de 2 mm de résolution en DCO (différence de chemin optique) et de  $2,2 \cdot 10^{-6}$  de plancher de bruit exprimé en amplitude fractionnaire. Ces deux exigences seront développées en 2.2.1.2, mais il est à noter que si la version développée est fortement contrainte par son utilisation pour la mesure et l'identification de la lumière parasite dans le MOSA, le principe est tout à fait général et s'applique à un système optique quelconque.

Le troisième chapitre présentera la mise en oeuvre du prototype développé durant ce travail de thèse. Le prototype se compose :

- du système laser utilisé pour générer le faisceau autour de 1064,5 nm : diode laser balayable sur  $> 2nm$  avec une boucle de verrouillage en phase permettant d'asservir le laser à fréquence balayée sans saut de mode sur les 530 GHz, ou à fréquence fixe (§3.2),
- d'une mesure de la fréquence de battement entre le laser à balayage de fréquence et un laser à fréquence fixe (§3.3.2)
- du contrôle en temps réel de la qualité de la rampe en fréquence appelé "calibrateur" (§3.4) constitué simplement d'un interféromètre en anneau fibré.
- du système d'acquisition et de la procédure de traitement des signaux, qui ne peut se limiter à une simple FFT (Fast Fourier Transform), §3.5

La quatrième chapitre détaillera les systèmes optiques sur lesquels j'ai testé le prototype. Le premier, le "simulateur MOSA", est un système en espace libre très simplifié où je contrôle la présence de lumière pour caractériser les performances du prototype (§4.1). Le second, le ZIFO (Zerodur InterFerOmeter), est un banc beaucoup plus complexe, comprenant trois interféromètres hétérodynes, et 36 signaux optiques (§4.2), qui m'a permis de tester le prototype dans des conditions similaires à celles du MOSA.

Ensuite, le cinquième chapitre (§5) montrera les principaux résultats de la thèse sur les systèmes testés (le "calibrateur", le "simulateur MOSA" et le ZIFO) et donc les tests de performances du prototype.

Enfin je conclurai par le sixième chapitre (§6) en donnant notamment les perspectives à plus ou moins court terme autour de ce projet.



# Chapitre 2

## Lumière parasite et mise en œuvre du « SL-OGSE »

### 2.1 Etude de la lumière parasite cohérente pour LISA

#### 2.1.1 Lumière parasite cohérente dans un système optique

La lumière parasite est par définition la lumière qui est présente sur un montage ou dans un instrument, sans qu'elle ait été souhaitée par le concepteur. La présence de lumière parasite représente naturellement une difficulté dans le contexte de l'assemblage ou de l'utilisation d'instruments optiques. Elle peut compromettre l'exactitude, la résolution, la dynamique des mesures ou encore la qualité des images obtenues. Les origines de cette lumière indésirable sont diverses et variées. Elle peut prendre la forme de lumière incohérente, telle que la lumière naturelle, perturbant les mesures d'instruments spécifiques comme les photomètres ou les spectromètres, comme cela a été observé dans le cadre de la mission spatiale Gaia [14].

La lumière parasite cohérente, quant à elle, provient souvent d'imperfections ou de défauts inhérents au système testé [15]. Une partie de la puissance nominale quitte le faisceau nominal pour suivre un chemin qui lui est propre : souvent cette perte de puissance est faible et peu notable : c'est plutôt parce qu'elle est susceptible d'interférer avec un faisceau nominal que la lumière parasite cohérente doit être prise en compte. Lorsque la lumière parasite se recombine avec un faisceau nominal, elle en modifie la phase optique et l'amplitude optique. Elle perturbe donc les résultats des mesures (ou des observations) interférométriques, telles que celles mises en œuvre dans la mission LISA. Cette lumière parasite se présente sous trois formes distinctes en fonction de son origine :

- la réflexion parasite résiduelle sur un revêtement antireflet, ou la transmission résiduelle au travers de miroirs donnent naissance à des faisceaux "fantômes". Il en va de même de la transmission résiduelle dans les polariseurs : la forme du faisceau est conservée.
- la diffusion de la lumière tient à une distributions irrégulière de défauts de forme

(polissage, dépôt de contaminants moléculaires ou particulaires). Le champ de lumière diffusée conserve alors le caractère aléatoire de la distribution des défauts qui lui donnent naissance : le champ optique de lumière diffusée est un champ de speckle, dont la phase et l'amplitude ne sont pas calculables, exception faite de leurs propriétés statistiques.

- la diffraction est responsable, comme la diffusion, d'une déviation des rayons lumineux. En principe, le champ de lumière diffractée est calculable.

L'amplitude  $A_1$  de cette contribution de lumière parasite va donc venir s'ajouter à l'amplitude du faisceau nominal comme suit :

$$A_0 = Ae^{i\omega t} \quad A_1 = ae^{i\omega(t - \frac{\Delta L_{\text{Tot}}}{c})}$$

$$A_+ = A_0 + A_1 = Ae^{i\omega t} \left( 1 + \varepsilon_{\text{SL}} e^{-i\left(\frac{\omega \Delta L_{\text{Tot}}}{c}\right)} \right) \quad (2.1)$$

avec  $\frac{\omega}{2\pi}$  la fréquence optique du faisceau,  $A_0$  l'amplitude du faisceau nominal (sa phase optique est prise comme référence de phase),  $A_1$  l'amplitude de la contribution de lumière parasite avec un retard sur la propagation lié à la différence de chemin optique totale entre les deux faisceaux  $\Delta L_{\text{Tot}} = nL_1 - nl_0$  avec  $n$  l'indice de réfraction du milieu et  $\varepsilon_{\text{SL}} = \frac{a}{A} = \sqrt{\frac{P_{\text{SL}}}{P_{\text{Nom}}}}$  l'amplitude fractionnaire de la lumière parasite, racine carrée de la puissance fractionnaire de lumière parasite  $P_{\text{SL}}/P_{\text{nom}}$ .  $L_1$  est la distance parcourue sur le chemin de la lumière parasite et  $l_0$  est la distance parcourue par le faisceau nominal.

L'intensité du faisceau perturbé sera donc donnée par :

$$I_+ = A_+ A_+^* = P_{\text{nom}} \left( 1 + \varepsilon_{\text{SL}}^2 + 2\varepsilon_{\text{SL}} \cos\left(\frac{\omega \Delta L_{\text{Tot}}}{c}\right) \right) \quad (2.2)$$

où il est utile de remarquer que même si la puissance fractionnaire  $\varepsilon_{\text{SL}}^2$  de lumière parasite, très petite devant 1, est difficile à mesurer, le terme d'interférence est bien moins défavorisé. Ce dernier bénéficie en outre d'une signature utile, permettant de l'identifier : le facteur  $\cos(2\pi\Delta L/\lambda)$  est sensible à la fréquence optique  $\nu_{\text{opt}} = c/\lambda$ . C'est en fait cette dépendance qui sera exploitée dans l'instrument SL-OGSE pour, d'une part, identifier la différence de chemin parasite/nominal, et d'autre part mesurer l'amplitude<sup>1</sup> fractionnaire électrique  $2\varepsilon_{\text{SL}}$  du signal dont on tire simplement l'amplitude optique fractionnaire de la lumière parasite  $\varepsilon_{\text{SL}}$ . Sur le banc optique de LISA, deux photodiodes de surveillance de la puissance optique sont chargées de permettre le contrôle de la puissance incidente sur la masse de test (les fluctuations de la pression de radiation sur la masse de tests peuvent dégrader la performance des capteurs inertiels). L'équation 2.2 montre comment une lumière parasite, si elle se recombine au faisceau nominal, peut modifier la pression de radiation sur la masse de test, voire lui donner une dépendance temporelle si la phase de la lumière parasite est instable.

1. Il est convenu que dans ce mémoire "amplitude" désigne l'amplitude pic d'un signal harmonique ou d'une onde optique.

Pour ce qui est des nombreuses mesures de phase hétérodyne du schéma de mesures de LISA, la principale conséquence est que la phase optique effective du faisceau dans les interféromètres hétérodynes est décalée d'une quantité  $\text{Arg}(1 + \varepsilon_{\text{SL}} e^{-i(\frac{\omega \Delta L_{\text{Tot}}}{c})})$  voire rendue bruyante si, par exemple, les chemins optiques sont instables sur le trajet de la lumière parasite.

Afin d'évaluer les risques d'apparition de ces phénomènes lors de la conception ou sur un système existant, on crée des modèles complets des composants optiques et de leur environnement (mécanique, sources lumineuses) aussi fidèles que possible à la réalité, en prenant en compte les propriétés optiques des surfaces (BSDF<sup>2</sup> et réflectivité des surfaces, indice et absorption des volumes). On utilise ensuite ce modèle pour effectuer des simulations (sur FRED [17] et Zemax [18] essentiellement) qui permettent d'estimer les puissances de lumière parasite attendue, et, in fine, de rechercher, parmi les diverses contributions attendues à la lumière parasite, celles dont la différence de chemin optique correspond à ce qui est observé. Si des méthodes expérimentales existent également pour la mesure de la lumière parasite au niveau composant (réflectométrie, diffusiométrie), la mesure de la lumière parasite au niveau système peut poser des difficultés sur un système assemblé, dans lequel il n'est souvent plus possible d'introduire, par exemple, une instrumentation de mesure de la lumière diffusée.

## 2.1.2 Impact et performances souhaitées sur la mesure hétérodyne de LISA

Chaque satellite de la constellation LISA héberge deux MOSA (sous-ensembles optiques mobiles, §1.2). Dans chacun des deux MOSA et dans la fibre optique qui relie les deux MOSA, la lumière parasite peut se produire et perturber les signaux des photorécepteurs QPR (phtorécepteurs à quadrant) et SEPR (Single Element Photoreceivers). Des allocations sont faites pour la lumière parasite générée dans la MOSA et dans la fibre "back-link". Après l'intégration, des contrôles doivent être effectués pour montrer que chacune des contributions à la lumière parasite est acceptable pour ce qui est du bruit ajouté à la mesure d'ondes gravitationnelles, et par ailleurs ne révèle pas un problème survenu pendant la phase AIVT.

La puissance de lumière parasite la plus élevée est celle due au faisceau Tx de 2 W. Mais en règle générale, les conséquences de la lumière parasite sont proportionnelles à l'amplitude optique *fractionnaire* de la lumière parasite, de sorte que les faisceaux LO peuvent être contaminés par la lumière parasite et que la lumière parasite LO doit également être mesurée, même si elle est considérablement moins puissante. Pendant la mission, une contribution de lumière parasite qui atteint un photorécepteur  $i$  interfère avec le faisceau nominal et décale la phase hétérodyne du signal de ce photorécepteur de :

$$\Delta\psi_{i,\text{het}} = \varepsilon_{i,\text{SL}} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta L_{i,\text{Tot}}\right) \quad (2.3)$$

2. Bidirectional Scattering Distribution Function, fonction mathématique générale qui décrit la manière dont la lumière est diffusée par une surface [16]

où

- $\varepsilon_{i,SL}$  est l'amplitude optique fractionnaire de la lumière parasite, c'est-à-dire le ratio de l'amplitude optique de la lumière parasite et de l'amplitude optique nominale du faisceau qui atteignent le photorécepteur  $i$
- $\Delta L_{i,Tot} \equiv L_{i,compSL} - L_{i,Nom}$  est la différence de longueur de chemin optique entre la lumière parasite (provenant du composant *comp* ou réfléchi par lui) et le trajet nominal du faisceau vers le photorécepteur  $i$  (NB :  $\Delta L_{i,Tot}$  sera souvent écrit  $\Delta L$  par souci de concision)
- $\lambda = 1064.5$  nm est la longueur d'onde pour la mesure d'ondes gravitationnelles.

La longueur du trajet optique  $L_{i,compSL}$  de la lumière parasite étant instable, notamment en raison d'instabilités thermiques, la perturbation de phase  $\Delta\psi_{i,het}$  est instable dans une certaine mesure et ajoute un bruit à la phase du signal provenant des photorécepteurs à quadrants (QPR). Ce bruit s'exprime de la sorte :

$$\delta\Delta\psi_{i,het} = \varepsilon_{i,SL} \frac{2\pi}{\lambda} \delta\Delta L_{i,Tot} \quad (2.4)$$

où  $\delta\Delta L_{i,Tot}$  est le bruit dans la longueur du trajet de la lumière parasite (en supposant que la longueur du trajet nominal est idéalement stable).

De la même manière, l'interférence homodyne peut induire un bruit dans la lecture en courant continu des photorécepteurs à élément unique (SEPR) de surveillance de la puissance. Partant de l'éq. 2.2 on obtient qu'en valeur fractionnaire ce bruit peut atteindre  $2\varepsilon_{i,SL} \frac{2\pi\delta\Delta L_{i,Tot}}{\lambda}$ .

Après avoir estimé le bruit de la longueur du chemin optique  $\delta L_{i,compSL}$ , pour chaque composant *comp* pouvant générer un bruit de phase, les attributions correspondantes sont faites pour l'amplitude fractionnaire "acceptable" de la lumière parasite. Il convient de noter que cette attribution dépend fortement du composant : un élément mobile (par exemple une lame à demi-onde mobile) induira un bruit beaucoup plus important qu'un composant maintenu par contact optique sur le banc optique Zerodur et se verra donc attribuer une valeur d'amplitude de lumière parasite acceptable beaucoup plus faible.

Actuellement, la plus petite amplitude optique fractionnaire acceptable est estimée à  $3,3 \times 10^{-5}$ . Cette valeur est obtenue en considérant [19] que les lames demi-ondes seront affectée d'un bruit de position qui est spécifié à  $3,8 \text{ nm}/\sqrt{Hz}$ , donc  $\delta(\Delta L_{Tot}) = 7,6 \text{ nm}/\sqrt{Hz}$ . La valeur de  $3,3 \times 10^{-5}$  est obtenue en retenant une allocation de  $0,25 \text{ pm}/\sqrt{Hz}$  [19] pour la contribution de chaque lame demi-onde mobile au bruit sur la mesure interférométrique de l'onde gravitationnelle.

## 2.2 « SL-OGSE » : Stray Ligh-Optical Ground Support Equipment

### 2.2.1 Méthode générale de détection

Le but de notre travail est de développer une méthode générale de mesure de la lumière parasite cohérente au niveau système, permettant

- d’identifier, à l’intérieur du système à tester, chacune des sources de lumière parasite cohérente, c’est nécessaire puisque comme nous l’avons vu au §2.1.2, l’amplitude optique fractionnaire acceptable est différente suivant le trajet suivi par la lumière parasite,
- et de mesurer la fraction de lumière parasite.

Lorsque l’on envisage de mesurer et d’identifier la lumière parasite au niveau du système, l’utilisation de signaux de photodétection DC n’est pas une option. Les signaux DC sont la somme des différentes contributions. Cela n’offre aucune solution pour l’identification des différentes contributions. Je vais dans un premier temps passer en revue les dispositifs existants

#### 2.2.1.1 Etat de l’art des instruments disponibles sur le marché

Plusieurs capteurs optiques fibrés commerciaux permettent la mesure quantitative de lumière parasite. Notamment, les capteurs de types réflectomètres (OBR, Optical Backscatter Reflectometer) sont très présents sur le marché pour la détection de lumière parasite cohérente rétrodiffusée vers le capteur. Les réflectomètres se divisent en trois grandes catégories : les OTDR (Optical Time Domain Reflectometry), les OLCR (Optical Low Coherence Reflectometry) et les OFDR (Optical Frequency Domain Reflectometry).

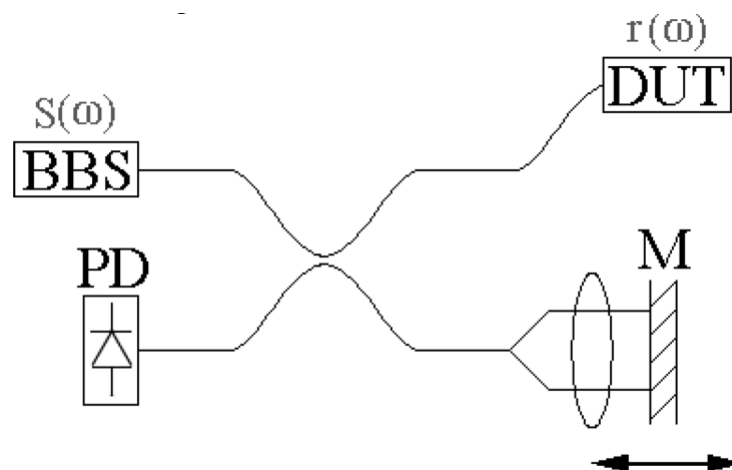


FIGURE 2.1 – (d’après [20]) Schéma de principe d’un réflectomètre optique à faible cohérence : BBS (broadband source), source large bande ; DUT (device under test) dispositif à tester ; M, miroir mobile ; PD, photodiode.

Les OLCR ([21], [20]) se basent sur une méthode interférométrique, sinon avec une source de lumière blanche, du moins avec une source à faible cohérence, donc sur un domaine de longueurs d'onde assez large, souvent la dizaine, voire la centaine de nanomètres. Le faisceau large bande est injecté dans un interféromètre de Michelson dont le système à tester (DUT, Fig.2.1) constitue un des bras alors que l'autre bras se termine par un miroir mobile. Lorsque le miroir mobile passe à une position symétrique d'une position, dans le système à tester, où se produit un retour optique, un signal de frange est enregistré sur le port de sortie de l'interféromètre. Le signal de frange est d'autant plus localisé que la largeur spectrale de la lumière est grande.

Ce type de réflectométrie a été utilisé notamment pour caractériser les propriétés de réflexion de matériaux multicouches, y compris en volume, ainsi qu'en microscopie interférentielle.

Il est particulièrement bien adapté aux volumes de dimensions modestes. En revanche dès que les dimensions du système à tester atteignent plusieurs dizaines de cm, et à fortiori des mètres ou kilomètres, le recours à un miroir mobile ne convient plus.

La résolution spatiale de cet instrument est donnée par la longueur de cohérence de la source ([22]) :

$$RS_{OLCR} = \frac{l_c}{2} \quad (2.5)$$

avec  $l_c$  la longueur de cohérence de la source laser. Cette méthode est très appréciée dans le domaine médical pour comprendre, par exemple, la morphologie et les défauts de l'œil. (ex. instrument Lenstar 900, [23]). Elle peut atteindre une résolution d'une dizaine de micromètres.

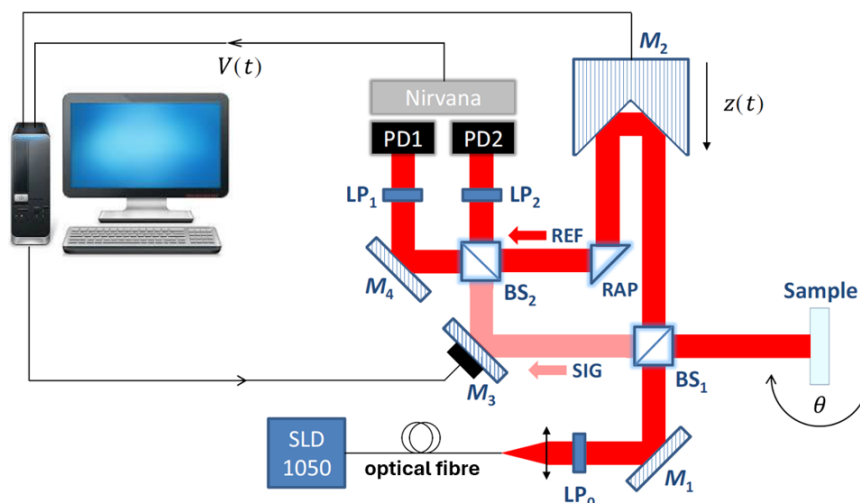


FIGURE 2.2 – (d'après [24]) Schéma de principe de la réflectométrie optique à faible cohérence en mode équilibré. SLD 1050, source large bande;  $LP_{0,1,2}$ , polariseurs;  $BS_{1,2}$ , séparatrice et recombinaison, respectivement; PD1/PD2/Nirvana, photodétection en mode équilibré;  $M_2$ , miroir mobile (en fait un coin de cube creux); RAP, prisme à angle droit. SIG et REF indiquent, respectivement, le bras où circule le retour optique à mesurer, et le bras de référence avant leur recombinaison sur  $BS_2$ .

Plus récemment la méthode a été améliorée par le groupe CONCEPT de l'institut Fresnel à Marseille, afin d'éliminer en large part le bruit d'intensité de la source. Le principe du dispositif BARRITON [24] reste celui de l'interféromètre de Michelson, mais décliné d'une façon qui permette une mesure équilibrée et l'élimination du bruit de mode commun.

Ce dispositif, conjugué à un traitement de signal amélioré, a permis d'atteindre un plancher de mesure meilleur que  $10^{-10}$  dans la mesure de la réflectivité et de la rétrodiffusion d'une lame de silice, tout en conservant la mesure simple de la position du retour observé qui caractérise l'interférométrie en lumière faiblement cohérente. D'autres pistes sont discutées, qui pourraient améliorer encore le plancher de mesure et peut-être atteindre l'objectif visé de  $\sim 10^{-12}$  en puissance fractionnaire pour la mesure de la lumière parasite au niveau système dans les MOSA de la mission LISA. Il resterait alors à mettre au point une translation du miroir de référence qui puisse convenir pour un déplacement de 6 - 7 mètres (§2.2.1.2) sans dégrader les performances.

Les OTDR [25] offrent une résolution bien moins bonne (typiquement plusieurs cm, avec une zone morte généralement d'une fraction de mètre), mais fonctionnent sur des distances kilométriques, adaptées à la caractérisation des réseaux fibrés. Pour cela une modulation de fréquence de l'impulsion envoyée est éventuellement utilisée pour améliorer la résolution de la mesure aux très longues distances (dizaines de km) [26]. Ils envoient dans le réseau à tester des impulsions courtes dont les échos sont enregistrés ainsi que leur retard, permettant l'identification du défaut qui leur donne naissance, et l'importance du retour optique associé.

La résolution spatiale de cette méthode dépend de la largeur de l'impulsion comme ceci [27] :

$$RS_{\text{OTDR}} = \frac{c\tau}{2n} \quad (2.6)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière,  $\tau$  la largeur d'une impulsion et  $n$  l'indice de réfraction du milieu. Ces instruments sont disponibles sous diverses marques et sont très utilisés en télécommunication à 1550nm pour détecter les possibles défauts dans les systèmes avec de longs chemins fibrés. La résolution spatiale est de l'ordre du cm pour des systèmes fibrés d'un kilomètre ou moins.

Très récemment, utilisant également la méthode du temps de vol [28], mais avec des impulsions plus courtes, et une détection utilisant une caméra à balayage de fente, une méthode dédiée à l'imagerie de la lumière parasite a été introduite, sous le nom de "ultrafast time-of-flight imaging". Le but est de cerner les trajets pris par la lumière parasite, notamment la lumière parasite vers l'avant pour laquelle, au contraire des retours optiques, peu de métrologies existent actuellement.

Cette approche est notamment dédiée à la caractérisation des optiques d'imagerie réfractive, en aidant à identifier les chemins de lumière parasite qui dégradent la PSF (point spread function ou fonction d'étalement du point). Mais c'est tout un champ de possibilités qui s'ouvre avec les progrès rapides de ces méthodes, dans le domaine de la lumière parasite incohérente notamment.

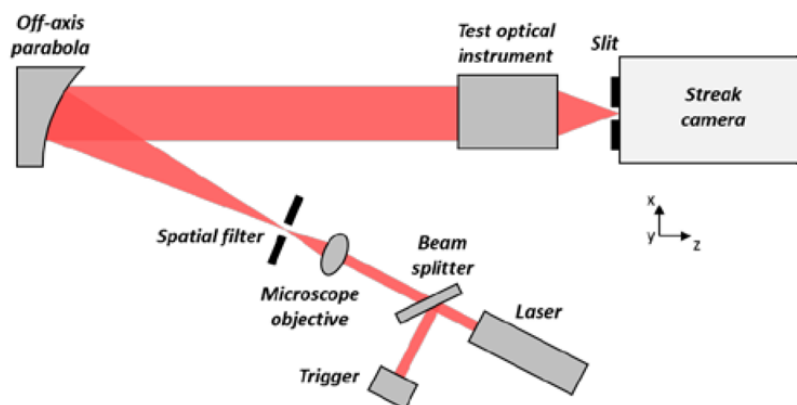


FIGURE 2.3 – (d’après [28]) Schéma de l’imagerie de la lumière parasite par impulsions très courtes

Cette approche a récemment permis de réaliser de véritables films d’animation des apparitions successives des différentes contributions de lumière parasite, à l’échelle des picosecondes. Cette méthode a notamment été appliquée

- à la caractérisation de la lumière parasite dans la charge utile de la mission FLEX [29] d’observation de la Terre
- et [30] à la caractérisation des baffles de la mission CoRoT, télescope spatial dédié notamment à la recherche des planètes extra-solaires, notamment telluriques, et dans laquelle la réjection de la lumière parasite est naturellement un point essentiel.

Les OFDR [31], instrumentations plus récentes, se basent eux sur la méthode des FMCW (Frequency Modulated Continuous Wave, [32]) qui, plutôt qu’utiliser des impulsions courtes, injecte dans le système sous test une source laser monomode continue dont la fréquence optique est balayée au cours du temps. Le retour optique du système est analysé dans un interféromètre où il interfère avec le faisceau de référence. Si une ou plusieurs contributions parasites sont renvoyées vers l’interféromètre, un motif de franges d’interférences sera visible sur le signal. La différence de chemin nominal/parasite est indiquée par la fréquence de ces franges d’interférence, la vitesse de balayage de la fréquence étant connue de l’opérateur.

L’annexe A.6 détaille le calcul du signal dans ce type de configuration, similaire, on le verra, à celle de notre SL-OGSE. Le signal du photorécepteur s’écrit :

$$I = P_{\text{nom}} \left( 1 + \epsilon_{\text{SL}}^2 + 2\epsilon_{\text{SL}} \cos\left(2\Omega t \frac{\Delta L_{\text{Tot}}}{c} + \varphi_0\right) \right) \quad (2.7)$$

avec un terme de phase  $\varphi_0 = \omega_0 \frac{\Delta L_{\text{Tot}}}{c} - \Omega \left(\frac{\Delta L_{\text{Tot}}}{c}\right)^2$  où  $\frac{\omega_0}{2\pi}$  est la fréquence du laser à l’instant  $t=0$  et où  $\frac{\Omega}{2\pi}$  est relié au balayage de fréquence par  $\Omega = \frac{1}{2} \frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t}$ . On trouve une relation entre la fréquence  $f_{\text{SL}}$  du signal lié à la présence d’une contribution de lumière parasite  $f_{\text{SL}}$  et la DCO (différence de chemin optique)  $\Delta L_{\text{Tot}}$  entre le faisceau nominal et la lumière parasite :

$$f_{\text{SL}} = \frac{1}{2\pi} \left( 2\Omega \frac{\Delta L_{\text{Tot}}}{c} \right) = \frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t} \frac{n\Delta L}{c} \quad (2.8)$$

qu'on peut également écrire  $\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t} \times \tau$ ,  $\tau$  étant le retard temporel du faisceau parasite par rapport au faisceau nominal.

Ainsi en utilisant cette relation, on obtient par analyse de Fourier une liste [amplitude SL vs DCO] des différentes contributions de lumière parasite.

Ce type d'instrument gagne en popularité car il combine la haute sensibilité permise par la mesure interférentielle à l'excellente résolution spatiale. La résolution de la mesure de la différence de longueur est obtenue en considérant deux composants optiques proches et est donnée par :

$$RS_{\text{OFDR}} = \Delta L_{\text{comp1}} - \Delta L_{\text{comp2}} \approx \frac{c(f_{\text{SL1}} - f_{\text{SL2}})\Delta t}{n\Delta\nu_{\text{opt}}}.$$

Étant donné que la résolution de la détermination de la fréquence est de  $f_{\text{SL1}} - f_{\text{SL2}} \approx \frac{1}{\Delta t}$ , on obtient une estimation de la résolution de la mesure de la longueur :

$$RS_{\text{OFDR}} = \frac{c}{n\Delta\nu_{\text{opt}}} \quad (2.9)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière,  $\Delta\nu_{\text{opt}}$  la fréquence balayée du laser et  $n$  l'indice de réfraction du milieu. On peut citer les instruments Apex [33] ou Luna [34] qui parviennent à des résolutions de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$  est la sampling resolution, et la spatial resolution correspondante est de  $1 \text{ cm}$  avec des sensibilités à  $-130 \text{ dB}$  (entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7}$  en amplitude optique fractionnaire) en balayant leur diode laser infrarouge sur plus de  $100 \text{ nm}$ .

### 2.2.1.2 Méthode adaptée à notre besoin

Dans le cas de la mission LISA, on ne désire pas une résolution spatiale aussi bonne car, avec un faisceau de diamètre  $1 \text{ mm}$  et des optiques à  $45^\circ$ , une résolution en DCO ( $\Delta(\Delta L_{\text{Tot}})$ ) meilleure que  $2 \text{ mm}$  n'est pas nécessaire. En revanche balayer le laser sur plusieurs dizaines de nanomètres pourrait solliciter les optiques à des longueurs d'onde pour lesquelles elles n'ont pas été spécifiées.

La valeur de  $3,310^{-5}$  comme plus petite valeur d'amplitude fractionnaire à mesurer détermine la spécification du plancher de bruit dans les mesures du SL-OGSE. En exigeant que le rapport signal/bruit soit d'au moins 30 on est conduit à un plancher de bruit de  $3,310^{-5} / 30 = 1,1 \times 10^{-6}$  sur l'amplitude optique fractionnaire de lumière parasite ( $\sim 10^{-12}$  en puissance optique fractionnaire). D'où, en tenant compte de l'amplitude  $2\varepsilon_{\text{SL}}$  dans l'équation 2.2, un plancher de  $2,2 \cdot 10^{-6}$  dans l'amplitude crête de la modulation du signal fractionnaire dans la bande de fréquence de détection.

La méthode FMCW semble être ici la plus adaptée pour obtenir à la fois la résolution millimétrique souhaitée et un très bon plancher de détection ( $10^{-12}$  en puissance fractionnaire) dans la mesure de lumière parasite, avec une instrumentation qui ne requiert aucune détection rapide. Mais, comme déjà évoqué au § 1.1, il est important de noter que les différentes instrumentations présentées au § 2.2.1.1, si elles mesurent bien de la lumière parasite (notamment rétrodiffusée), ne mesurent pas exactement celle qui est susceptible d'affecter les mesures d'ondes gravitationnelles, c'est à dire

- d'une part celle qui parvient aux photorécepteurs du MOSA, et
- et d'autre part celle qui se recombine aux faisceaux émis : par la fibre backlink, et par le télescope.

C'est pourquoi l'instrumentation développée dans cette thèse utilise les photorécepteurs du MOSA : elle enregistre la totalité de ces signaux, alors qu'un laser, balayé en fréquence autour de 1064,5 nm est introduit par un des injecteurs du MOSA (injecteur 1 dans la configuration de la figure 2.4). Des photorécepteurs dédiés enregistrent les signaux optiques : le faisceau transmis par le backlink et le faisceau transmis par le télescope. Alors, si une lumière parasite cohérente parvient à un des photorécepteurs, un motif de frange sera observable dans la transformée de Fourier de ce signal, traduisant l'interférence avec le faisceau nominal. La fréquence de Fourier indiquera la différence de chemin optique selon l'équation 2.8 ci-dessus et permettra d'identifier le parcours de la lumière parasite, puis, de l'amplitude on pourra tirer l'amplitude optique de la lumière parasite, et la comparer à l'amplitude optique acceptable.

La même procédure sera répétée à l'identique avec les autres injecteurs (Fig.2.4), y compris les injecteurs redondants (en adaptant la puissance du faisceau au type d'entrée : 2 W pour les deux injecteurs du faisceau Tx,  $\sim 1$  à 2 mW seulement pour les injecteurs du faisceau LO).

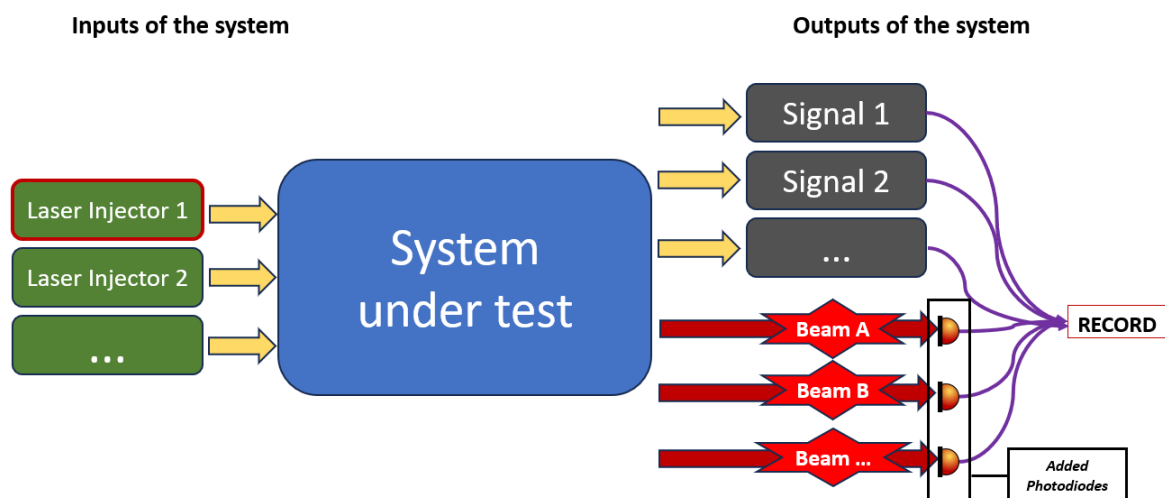


FIGURE 2.4 – Schéma illustrant le principe général de la mesure de lumière parasite (sans référence au MOSA de la mission LISA). Un faisceau laser à balayage de fréquence est injecté (ci-dessus, par l'injecteur 1) et tous les signaux de sortie (électriques et optiques) sont enregistrés pendant le balayage de fréquence. "Record", dispositif d'acquisition de données.

C'est selon ces principes qu'a été développée l'instrumentation SL-OGSE (Stray Light Optical Ground Support Equipment) pour le MOSA de la mission LISA. Mais cette approche s'applique de façon générale à la mesure de lumière parasite cohérente dans un dispositif optique quelconque.

## 2.2.2 Description de l'instrument et objectifs du prototype

L'instrument *SL-OGSE* est un ensemble de plusieurs unités :

- **L'enceinte** : elle hébergera le MOSA testé lors de la fin de la phase AIVT. Elle améliore la stabilité thermique du MOSA elle-même, tout en empêchant la lumière ambiante d'atteindre les photorécepteurs du MOSA et d'ajouter du bruit aux signaux.
- **Le « Beam Dump »** : il reçoit et arrête le faisceau Tx émis par le télescope d'un diamètre de 30cm. Il possède une photodiode intégrée permettant de détecter la possible présence de contributions de lumière parasite allant vers le MOSA distant.
- **La source laser** : elle génère le faisceau laser monomode à 1064,5 nm balayé en fréquence au moins sur 265 GHz (soit 1 nm, le minimum permettant d'obtenir la résolution visée : 1 mm sur la mesure de différence de chemin optique, cf eq.2.9).
- **L'unité de contrôle/commande et d'enregistrement** : elle alimente les autres unités et les photorécepteurs additionnels, contrôle les balayages en fréquence de la source laser, enregistre les signaux des photorécepteurs et traite les données.

Les photorécepteurs dédiés sont pour la plupart à demeure dans la baie de l'unité de contrôle. Mais un des photorécepteurs a la particularité d'être en même temps un atténuateur par 1000 : on ne peut détecter les 2 W du faisceau Tx avec une simple photodiode, il faut d'abord atténuer le faisceau. Le développement de cet atténuateur/photorécepteur ne fait pas partie de ce travail de thèse.

Enfin l'enceinte à vide autour du MOSA et de l'atténuateur/photorécepteur joue également le rôle de protection contre les contributions qui pourraient venir de la lumière ambiante et perturber les mesures de l'instrument *SL-OGSE*.

La Fig.2.5 présente un bloc-diagramme du *SL-OGSE*, avec le MOSA testé. Le CAS (capteur dédié à l'acquisition de la constellation) est également représenté. Les allocations de lumière parasite pour le CAS ne sont pas encore connues, et les essais de lumière parasite pour l'unité CAS ne sont pas dans le périmètre de ce travail de thèse.

Le *SL-OGSE* peut être considéré comme une boîte de lecture pour les photorécepteurs MOSA, avec une source laser spécifique : le faisceau laser injecté a une fréquence optique balayée linéairement sur 2 nm en 100 s. Le *SL-OGSE* enregistre et traite les signaux (le traitement par défaut est une transformée de Fourier) pour produire un spectre {amplitude SL} en fonction de {longueur de trajet SL} afin de permettre l'identification de l'origine spécifique de cette modulation, qui pointerait vers un composant du banc ou du télescope, ou de la structure. Chacun des photorécepteurs, y compris les photorécepteurs à élément unique, est contrôlé, car n'importe lequel d'entre eux peut recevoir de la lumière parasite cohérente pendant les mesures GW.

Les premières mesures seront faites en envoyant dans l'injecteur Tx une puissance de 2 W, pour laquelle la puissance optique incidente à l'entrée de l'interféromètre de Science est à sa valeur nominale (1 mW). Les interféromètres de Référence (REF IFO) et de masse d'essai (TM IFO) recevront eux aussi la puissance nominale. Le cas de l'interféromètre de masse d'essai (TM IFO) est spécifique, car le faisceau réfléchi par la masse d'essai (maintenue par une pince afin qu'elle ne soit pas abîmée par contact avec les parois, notamment pendant le lancement) ne sera, avec une forte probabilité, pas aligné pour donner des signaux de

franges, même s'il entre dans l'ouverture du système d'imagerie. Puis une puissance de  $\sim 2$  mW sera envoyée, par la fibre de backlink, dans l'injecteur de l'oscillateur de référence. Il en résultera une puissance d'1 mW dans l'interféromètre de référence ainsi que dans le TM IFO.

Lorsque le faisceau *SL-OGSE* est couplée dans un injecteur, tous les autres injecteurs doivent être équipés de photorécepteurs. Non seulement ces photorécepteurs agissent comme des stoppeurs de faisceau, mais ils fournissent également des signaux qui peuvent révéler, par exemple, la lumière parasite ajoutée au faisceau nominal dans la fibre « backlink ». Ce signal sera contrôlé et traité de la même manière que les signaux IFO et les signaux des photorécepteurs de contrôle de la puissance.

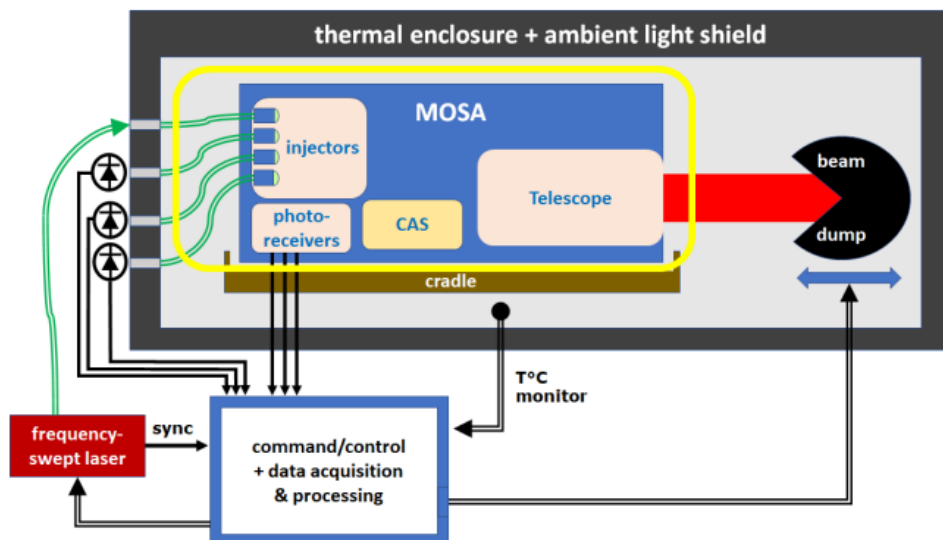


FIGURE 2.5 – Schéma fonctionnel du SL-OGSE. Entouré en jaune : le MOSA testé. Double trait vert : fibre optique. L'unité CAS (Constellation Acquisition Sensor) est représentée mais les tests de lumière parasite de l'unité CAS ne sont pas prévus dans le cadre de ce travail. Beam Dump : atténuateur/photorecepteur. Un mouvement (de l'ordre de 1 mm/s, représenté par une double flèche bleue) avait été envisagé, pour que l'éventuelle rétrodiffusion par les optiques de cette sous-unité ne contribue pas dans la bande de détection du SL-OGSE, sur les photorécepteurs de l'interféromètre de Science. Mais en éloignant l'atténuateur/photorecepteur de la sortie du télescope (de moins d'1,5 m) on parvient au même résultat avec moins de complications.

Une séquence typique de mesures avec le *SL-OGSE* comprendra les étapes suivantes :

- Enregistrement "**Dark**" : Mesure du signal d'obscurité de tous les photorécepteurs pour détecter les contributions parasites potentielles, telles que les tensions secteur, ou le bruit électromagnétique rayonné.
- Enregistrement "**No Scan**" : Mesure du signal des photorécepteurs sans balayage de fréquence : l'apparition de signaux absents des enregistrements Dark révèle le bruit de puissance du laser (RIN, Relative Intensity Noise), mais peut aussi révéler, par exemple des perturbations mécaniques ou acoustiques.

- Enregistrement "**Scan 1**" : Mesure avec un balayage de fréquence à une vitesse de 5,10 GHz/s (510 GHz sur 100 s).
- Enregistrement "**Scan 2**" : Mesure avec un balayage de fréquence à une vitesse de 5,30 GHz/s (530 GHz sur 100 s).

Cette séquence est ensuite répétée pour les autres injecteurs laser.

Avec les vitesses de rampes choisies pour les "Scan 1" et "Scan 2", toutes les contributions de lumière parasite jusque 11 m de DCO se retrouveront dans les spectres dans l'intervalle [0-200 Hz] (cf. table de conversion 2.1) Sachant que la majeure partie des contributions SL dans les MOSA sont attendues sous 2 m de DCO, la DCO la plus grande étant a priori le chemin qui mène à l'extrémité de la fibre de backlink (connecteur fibré) soit environ 7 m. Le balayage sur 100 s permet donc d'analyser les contributions à basse fréquence tout en évitant de scanner trop rapidement la fréquence du laser (et ainsi faciliter l'asservissement de ce dernier)

TABLE 2.1 – Conversion de la fréquence de Fourier en différence de chemin optique nominal/SL en fonction de la vitesse de balayage en fréquence eq.2.8. Inversement, la deuxième ligne indique les fréquences de Fourier du signal attendu dans les photorécepteurs de l'interféromètre Science du MOSA de la mission LISA en cas de retour optique depuis le miroir primaire M1 du télescope ( $\Delta L \sim 3,8$  m)

Vitesse de rampe (GHz/s)	5,10	5,30
Conversion fréquence => DCO (m/Hz)	$5,8780 \times 10^{-2}$	$5,6560 \times 10^{-2}$
DCO 3,8 m => $f_{SL}$ (Hz)	64,6478	67,1852

L'écart retenu (5,1 vs 5,3 GHz/s) est celui qui nous a paru le plus pratique puisqu'en affichant les spectres en fonction de la DCO, on identifie visuellement très rapidement les doublets, révélant les contributions qui sont en fait des perturbations environnementales et non un signal de frange optique.

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse a consisté

- en large part à mettre en œuvre la source laser basse puissance<sup>3</sup> : caractérisation, contrôle de la rampe en fréquence, mesure de la vitesse de balayage, monitoring en temps réel de la qualité du balayage en fréquence
- aux tests de différents dispositifs d'acquisition de données de signaux photorécepteurs
- à la mise au point de la méthode d'acquisition et de traitement de données.

Ce travail a permis de valider la méthode FMCW comme approche adaptée à la caractérisation et à l'identification des contributions de lumière parasite, avec l'objectif d'atteindre une résolution de 2 mm en DCO, et  $2,2 \cdot 10^{-6}$  comme plancher d'amplitude fractionnaire.

3. Pour simplifier la mise au point du prototype on réalise dans un premier temps une source basse puissance (quelques dizaines de mW) sur laquelle les fonctionnalités de base sont vérifiées, sans que les difficultés liées à la forte puissance, comme la rétrodiffusion Brillouin stimulée [35], soient une complication. Par la suite un amplificateur sera ajouté pour fournir les 2 W nécessaires pour que les photorécepteurs travaillent à une puissance nominale.

## 2.3 Perturbations et phénomènes physiques qui peuvent affecter les mesures du SL-OGSE :

Plusieurs phénomènes physiques sont à envisager lorsqu'on souhaite balayer en fréquence un laser en utilisant un système entièrement fibré comme le SL-OGSE.

La rétrodiffusion Rayleigh (§2.3.1) en est un bon exemple car c'est un effet inévitable dans les fibres, dû à la distribution inhomogène d'indice dans la fibre qui résulte du tirage de la fibre et qui donne lieu à une diffusion dans toutes les directions. La plus grande partie de cette lumière diffusée est perdue (elle quitte le coeur de la fibre), et une partie se trouve être rétrodiffusée vers l'entrée de la fibre. Elle fait l'objet du chapitre 7 de la thèse de Vitalii Khodnevych [36].

Je m'attarderai également (§ 2.3.5) sur les oscillations de la polarisation qui engendrent un effet notable sur nos mesures et sur la dispersion chromatique (§2.3.2) qui, si avérée pourraient déplacer la position des pics dans le spectre et les élargir, et ainsi nous empêcher d'atteindre la précision souhaitée sur la détermination de la DCO.

Enfin il ne faut pas oublier la présence possible de perturbations ambiantes qui peuvent affecter nos mesures. Les bruits acoustiques et sismiques seront évoqués au §2.3.3. J'aborde au § 2.3.6 l'effet des variations de la température et de l'humidité.

### 2.3.1 Rétrodiffusion Rayleigh

La rétrodiffusion Rayleigh est le processus par lequel la lumière incidente dans une fibre optique est diffusée dans toutes les directions de manière isotrope par les inhomogénéités microscopiques présentes dans le coeur de la fibre. Ce processus est inévitable dans les fibres : il est connu de longue date, car il limite fréquemment la transmission des fibres optiques à longue distance. Par ailleurs il donne lieu à une rétrodiffusion et nous verrons qu'il conditionne le choix de la configuration de l'interféromètre qui permet le contrôle de fréquence du laser (§ 3.2).

En revanche il est mis à profit dans le cadre de la surveillance en temps réel des grandes installations, et de la géophysique car certaines des méthodes exposées au §2.2.1.1 (OTDR, OFDR, .. [37]) peuvent être utilisées pour exploiter les propriétés du retour optique par rétrodiffusion Rayleigh. On peut ainsi, par exemple, détecter les déformations acoustiques du milieu dans lequel la fibre est noyée, technique connue sous le nom de DAS (Distributed Acoustic sensing, [38]).

L'instrument SL-OGSE est conçu pour identifier et mesurer les contributions *localisées* à la lumière parasite, qui proviennent par exemple du retour optique à l'extrémité de la fibre (férule du connecteur, optiques du collimateur) ou qui sont dues à un dommage localisé sur la fibre : ces défauts ponctuels donneront lieu à un pic dans la transformée de Fourier. Cependant, le cas de la rétrodiffusion de Rayleigh est différent car le signal correspondant sera réparti sur une large gamme de fréquences, puisque la rétrodiffusion a lieu tout au long de la fibre. Il a été montré que la rétrodiffusion de Rayleigh est une caractéristique constante d'une fibre optique, mais ce signal désordonné peut affecter le rapport signal/bruit dans la

recherche des plus petites amplitudes de lumière parasite ([39]).

On montrera en section 5.2.2 dans les résultats du prototype que j'arrive à atteindre le plancher en amplitude fractionnaire souhaité et que donc l'effet de la rétrodiffusion Rayleigh dans le système fibré du prototype n'impacte pas la qualité de nos mesures.

### 2.3.2 Dispersion chromatique

La dispersion chromatique peut limiter à la fois les distances de transmission et les capacités des liaisons longue distance par fibre optique. Elle est due aux variations de la vitesse de propagation dans les différentes longueurs d'onde (dépendance de l'indice du milieu en fonction de la longueur d'onde). Il en résulte qu'une impulsion initialement courte a tendance à s'étaler ou à se déformer avec la propagation, ce qui peut entraîner une baisse de la qualité du signal. Nous verrons au §3 que les fibres optiques sont utilisées pour l'ensemble des sous-parties de la source SL-OGSE, et c'est notamment une fibre optique qui est utilisée pour l'interféromètre Mach-Zehnder de l'asservissement qui contrôle le balayage de la fréquence laser (§ 3.2). La crainte était donc que la valeur de la rampe de balayage en fréquence ne soit pas constante, du fait de la dépendance de l'indice de la fibre de l'interféromètre avec la fréquence optique.

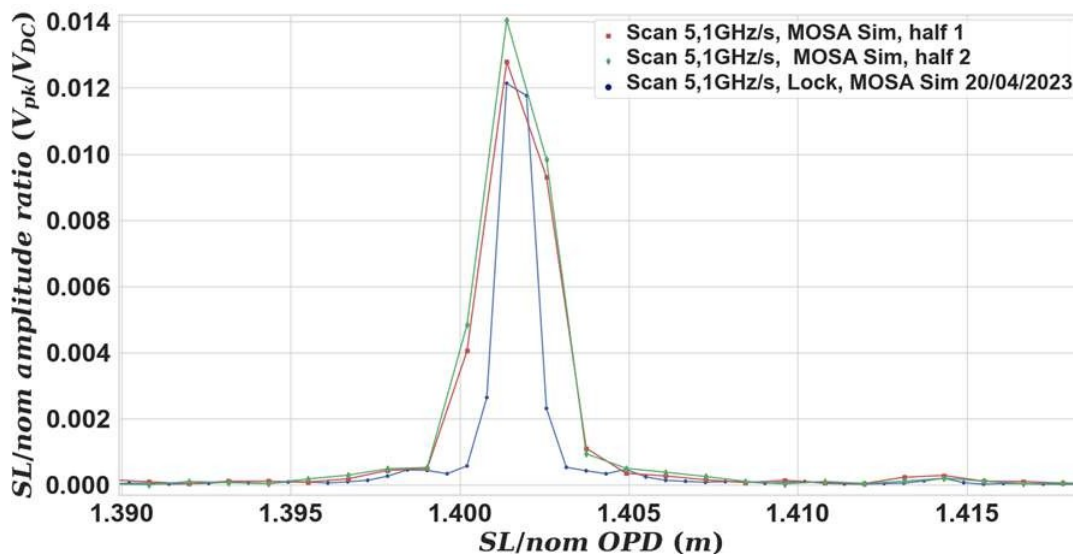


FIGURE 2.6 – Principale contribution de lumière parasite en sortie du montage « simulateur MOSA » (section 4.1) après la FFT du signal réalisée par trois méthodes : FFT du signal entier (bleu), FFT de la première moitié du signal (rouge) et FFT de la deuxième moitié du signal (vert).

La dispersion des fibres optiques est principalement caractérisée à 1550 nm ([40], [41]). Au vu du peu de données disponibles à notre longueur d'onde de 1064,5 nm, j'ai jugé plus concluant de regarder directement si un effet de la dispersion était observable sur nos données, avec nos critères.

Pour ce faire, je superpose trois spectres à partir d'une seule et même mesure pendant un balayage du laser de 5,10 GHz/s sur un montage où l'interférence se fait en *espace libre*, appelé "simulateur MOSA" (détaillé en section 4.1). La série de données temporelles est exploitée de trois façons différentes. D'abord une transformée de Fourier sur la totalité des données (100 s), puis la même opération sur la première moitié (50 premières secondes) des données, puis sur la deuxième moitié. Une contribution de la dispersion dans la fibre de l'interféromètre Mach-Zehnder de l'asservissement se manifesterait par un décalage, entre les trois dépouillements, de la vitesse de rampe, et donc de la position du pic d'interférence observé.

TABLE 2.2 – Barycentres en DCO du premier pic de lumière parasite du simulateur MOSA pour deux vitesses de rampe en fréquence (5,10 GHz/s et 5,30 GHz/s) et calculé avec trois méthodes de FFT

Barycentre	5, 10 GHz/s	5, 30 GHz/s
FFT première moitié du signal	1, 40182 <i>m</i>	1, 40166 <i>m</i>
FFT seconde moitié du signal	1, 40170 <i>m</i>	1, 40167 <i>m</i>
FFT signal entier	1, 40171 <i>m</i>	1, 40164 <i>m</i>

Sur la Fig. 2.6, j'observe que les dépouillements sur 50 s donnent un pic deux fois plus large que le dépouillement sur 100 s, ce qui est bien sûr attendu, la résolution étant d'autant meilleure que l'enregistrement est long. En revanche aucun changement de position n'est perceptible. Pour plus de précision, la table 2.2 présente les barycentres des pics de la Fig.2.6 pour deux vitesses de balayage en fréquence et montre des écarts sur les positions  $\leq 0,2 \text{ mm}$  (soit bien inférieurs aux 2 *mm* désirés pour le SL-OGSE). Par conséquent, je conclus qu'il n'y a pas d'effet de la dispersion sur nos signaux, au niveau (2 *mm*) recherché pour la précision des mesures de l'instrument SL-OGSE.

### 2.3.3 Modulations de la phase optique du signal par perturbation acoustique

Des essais préliminaires avec le prototype sur un système optique où je contrôle la présence de lumière parasite (plus de détails en section 4.1) ont montré que des perturbations peuvent être observées sur les signaux. Notamment, un bruit acoustique ou sismique qui vient faire vibrer les montures de nos miroirs ou module la fréquence optique de la source laser SL-OGSE à une fréquence  $f_{\text{mod}}$  (autour de 25 Hz). Sur les spectres des mesures où je balaye en fréquence le laser, les pics de lumière parasite  $f_{\text{SL}}$  présentent des bandes latérales à  $f_{\text{SL}} \pm f_{\text{mod}}$  liées à cette modulation comme illustré sur la Fig.5.11 où l'effet est significatif. Ce mécanisme s'explique si on incorpore un terme oscillant dans l'équation 2.7.

Si je remplace  $\phi_0$  par un terme  $\phi(t)$  dépendant du temps, je peux représenter la modulation comme suit :

$$\phi(t) = \delta_{\text{mod}} \sin(2\pi f_{\text{mod}} t) + \phi_0 \quad (2.10)$$

Ensuite en développant le cosinus à l'ordre le plus bas ( $\cos(Z + z) = \cos(Z) - z \sin(Z)$ )

en considérant une amplitude de modulation  $\delta_{mod}$  très faible ( $\ll 1$  radian), je peux réécrire l'intensité de l'équation 2.7 en :

$$I = \frac{1}{2}P_{nom} \left( 1 + \varepsilon_{SL}^2 + 2\varepsilon_{SL} [\cos(2\pi f_{SL}t + \phi_0) - \delta_{mod} \sin(2\pi f_{SL}t + \phi_0) \sin(2\pi f_{mod}t)] \right) \quad (2.11)$$

Enfin, en utilisant la relation trigonométrique  $\sin a \sin b = \frac{1}{2} (\cos(a - b) - \cos(a + b))$ , on obtient :

$$I = \frac{1}{2}P_{nom} \left( 1 + \varepsilon_{SL}^2 + 2\varepsilon_{SL} [\cos(2\pi f_{SL}t + \phi_0) - \frac{\delta_{mod}}{2} (\cos(2\pi(f_{SL} - f_{mod})t + \phi_0) - \cos(2\pi(f_{SL} + f_{mod})t + \phi_0))] \right) \quad (2.12)$$

La modulation de la phase d'interférence a généré, outre la contribution de lumière parasite à la fréquence  $f_{SL} = \frac{\Delta L_{comp}}{c} \left( \frac{\Delta \nu_{opt}}{\Delta t} \right)$  et d'amplitude de crête  $2\varepsilon_{SL}$ , des bandes latérales à  $f_{SL} \pm f_{mod}$  et d'amplitude de crête  $\varepsilon_{SL}\delta_{mod}$ .

Les deux bandes latérales sont de même amplitude, et cette symétrie est généralement bien respectée dans les spectres que nous avons enregistrés.

Il est donc clair que des perturbations environnementales, notamment, peuvent ajouter des pics qui ne peuvent que compliquer l'interprétation des données : l'interprétation devra comprendre une phase d'identification et d'élimination de ces pics de perturbations. Pour distinguer les véritables pics de lumière parasite des pics perturbateurs, la meilleure approche est celle présentée au §2.2.2, qui consiste à enregistrer le signal deux fois, successivement, avec deux valeurs légèrement différentes, SR1 et SR2, de la vitesse de balayage en fréquence, connues à mieux que  $10^{-4}$ . Comme indiqué précédemment, j'utilise généralement 5, 1 et 5, 3 GHz/s pour les balayages du prototype SL-OGSE. Le seul pic qui suit exactement la dépendance attendue avec la vitesse de balayage en fréquence est alors le vrai pic de lumière parasite. Les autres pics peuvent être identifiés comme de fausses contributions et éliminés.

Note : Ces contributions environnementales sont généralement petites devant les vrais pics de lumière parasite, et, la plupart du temps, masquées par le plancher de bruit de la détection.

### 2.3.4 Modulations de l'intensité optique du signal

Une modulation de puissance du laser peut également intervenir et perturber nos mesures. Lors de nos tests avec le prototype j'ai été notamment confronté à deux types de perturbations qui ont eu pour effet de moduler l'intensité de nos signaux : l'oscillation de la polarisation dans les fibres PM (détaillée dans le chapitre suivant §2.3.5) et la présence de lumières parasites dans notre système fibré (comme celle liée à un retour de notre isolateur

optique vers le laser). La mise en place des mesures "Scan 0" et "Scan 0-P" (enregistrement du signal directement en sortie de la source laser SL-OGSE avec et sans analyse de polarisation, respectivement) a permis de mieux comprendre et détecter ces contributions parasites provenant de notre montage (résultats en §5.3.2.2).

Si je remplace dans l'éq.2.7  $P_{\text{nom}}$  par un terme  $P_{\text{nom}}(t)$  dépendant du temps, je peux représenter la modulation d'intensité comme suit :

$$P_{\text{nom}}(t) = P_{\text{nom}} + \delta_{\text{mod}} \sin(2\pi f_{\text{mod}}t) \quad (2.13)$$

A l'intensité  $I$  de l'éq.2.7 va donc s'ajouter une modulation  $I_{\text{mod}}$  développée ci-dessous :

$$I_{\text{mod}} = \frac{1}{2} \delta_{\text{mod}} \sin(2\pi f_{\text{mod}}t) (1 + \epsilon_{\text{SL}}^2 + 2\epsilon_{\text{SL}} \cos(2\pi f_{\text{SL}}t + \phi_0)) \quad (2.14)$$

Le terme  $\frac{1}{2} \delta_{\text{mod}} \epsilon_{\text{SL}}^2 \sin(2\pi f_{\text{mod}}t)$  peut être ignoré car  $\epsilon_{\text{SL}} \ll 1$  et  $\delta_{\text{mod}} \ll 1$ . Ensuite, comme précédemment pour l'éq.2.12, en utilisant la relation trigonométrique  $\sin a \sin b = \frac{1}{2} (\cos(a - b) - \cos(a + b))$ , on obtient :

$$I_{\text{mod}} = \frac{\delta_{\text{mod}}}{2} [\sin(2\pi f_{\text{mod}}t) + \epsilon_{\text{SL}} (\cos(2\pi(f_{\text{SL}} - f_{\text{mod}})t + \phi_0) - \cos(2\pi(f_{\text{SL}} + f_{\text{mod}})t + \phi_0))] \quad (2.15)$$

Comme pour la modulation de la phase d'interférence par perturbation acoustique en §2.3.3, la modulation d'intensité va générer des bandes latérales autour de la contribution de lumière parasite à  $f_{\text{SL}} \pm f_{\text{mod}}$  et d'amplitude de crête  $\epsilon_{\text{SL}} \delta_{\text{mod}}$ . La différence est que la modulation de puissance laisse une trace supplémentaire (premier terme de l'éq. 2.15), ce qui permet de la distinguer d'une modulation de phase.

### 2.3.5 Oscillations de la polarisation dans les fibres à maintien de polarisation

Une fibre à maintien de polarisation (PM) est une fibre préparée de telle sorte qu'elle présente une biréfringence interne élevée, obtenue, par exemple, par une contrainte transversale induite par des "barreaux de contrainte" [42]. Une fibre présentant une biréfringence interne élevée peut préserver sa polarisation contre les perturbations externes en raison de la faible rotation de l'axe biréfringent. Les deux axes de cette biréfringence sont supposés être constants le long de la fibre, appelons-les  $x$  et  $y$ . Dans un cas idéal, le faisceau entre dans la fibre avec une polarisation suivant l'un des deux axes (disons  $x$  par exemple). Mais en pratique la polarisation peut être décalée d'un petit angle  $\delta$  de l'axe comme illustré sur la Fig.2.7. Si je décompose en  $(x, y)$  l'état de polarisation de la lumière en utilisant les vecteurs normés de Jones [43] :

$$\vec{e}(z) = \frac{e^{2\pi i n_x z / \Lambda}}{\sqrt{1 + \delta^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \delta e^{2\pi i z / \Lambda} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

avec  $\Lambda = \lambda / \Delta n$  la longueur de battement de la fibre et  $\Delta n = n_y - n_x$  la biréfringence de la fibre (dans notre cas pour une fibre PM980 [44] on a  $\Delta n = 0.5 \times 10^{-3}$  et la longueur de battement vaut 2 mm).

Si maintenant la longueur de battement varie en fonction du temps parce que je balaye en longueur d'onde le laser, la polarisation va osciller autour de son axe avec une amplitude de  $2\delta$  (Fig.2.7 haut). Cette modulation reste néanmoins complètement transparente tant qu'il n'y a pas d'analyseurs de polarisation (un élément qui polarise, par design, comme les composants dits "fast axis blocked", ou involontairement) en sortie de fibre. Si un élément polarisant est présent, cette modulation va se transformer en modulation de puissance du faisceau avec une amplitude  $\sin 2\delta \sin 2\alpha$  (vecteur projeté sur l'axe d'analyse décalé d'un angle  $\alpha$  comme illustré sur la Fig.2.7 bas).

Lorsque de la lumière est injectée en polarisation plane selon un axe d'une fibre PM menant à un composant, un couplage de puissance entre les deux modes de polarisation peut se produire, ce qui entraîne une émergence de lumière selon l'autre axe de polarisation. Cet effet est quantifié par le rapport d'extinction de polarisation (PER), qui représente la puissance optique transmise dans l'état de polarisation nominale par rapport à celle transmise dans la polarisation perpendiculaire. Le PER fréquemment rencontré est de 20 dB [45] ce qui, exprimé en erreur angulaire sur l'alignement de la polarisation, correspond à  $5,7^\circ$  (ou  $\approx 0,1$  rad).

Dans le cas d'un  $\delta = \alpha = 0,1$  rad, la modulation de puissance serait donc de  $(\sin 0,2)^2 \approx 4 \times 10^{-2}$ .

La Fig.2.8 présente un exemple de modulation de puissance fréquemment observée en sortie du prototype SL-OGSE entièrement fibré. Les  $\sim 2$  variations observées en 100 s correspondent à plusieurs basculements de la polarisation dans une fibre de 2 m (longueur classique dans notre montage entre deux composants, les composants étant livrés par défaut avec la même longueur de 1 m pour la fibre d'entrée et la fibre de sortie) lors d'un balayage sur 2 nm. Cette estimation est faite à partir de la relation suivante lorsqu'on fait varier la longueur d'onde dans le terme  $L/\Lambda = L\Delta n/\lambda$  de l'argument de l'exponentielle  $\exp(2i\pi L/\Lambda)$  de l'équation 2.16 :

$$L\Delta n \left[ \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda + 2nm} \right] = \frac{L\Delta n \times 2nm}{\lambda^2} \approx 2 \quad (2.17)$$

avec  $\Delta n = n_y - n_x = 0.5 \times 10^{-3}$  la biréfringence de la fibre PM980 et  $z$  la longueur de fibre de 2 m. Quant à l'amplitude de l'effet ( $\sim 14\%$  pic-pic au lieu des  $\sim 4\%$  calculés pour un PER de 20 dB) elle est à apprécier en sachant que l'oscillation de polarisation est observée à un endroit qui est séparé de la sortie du laser par quatre sections de fibres PM.

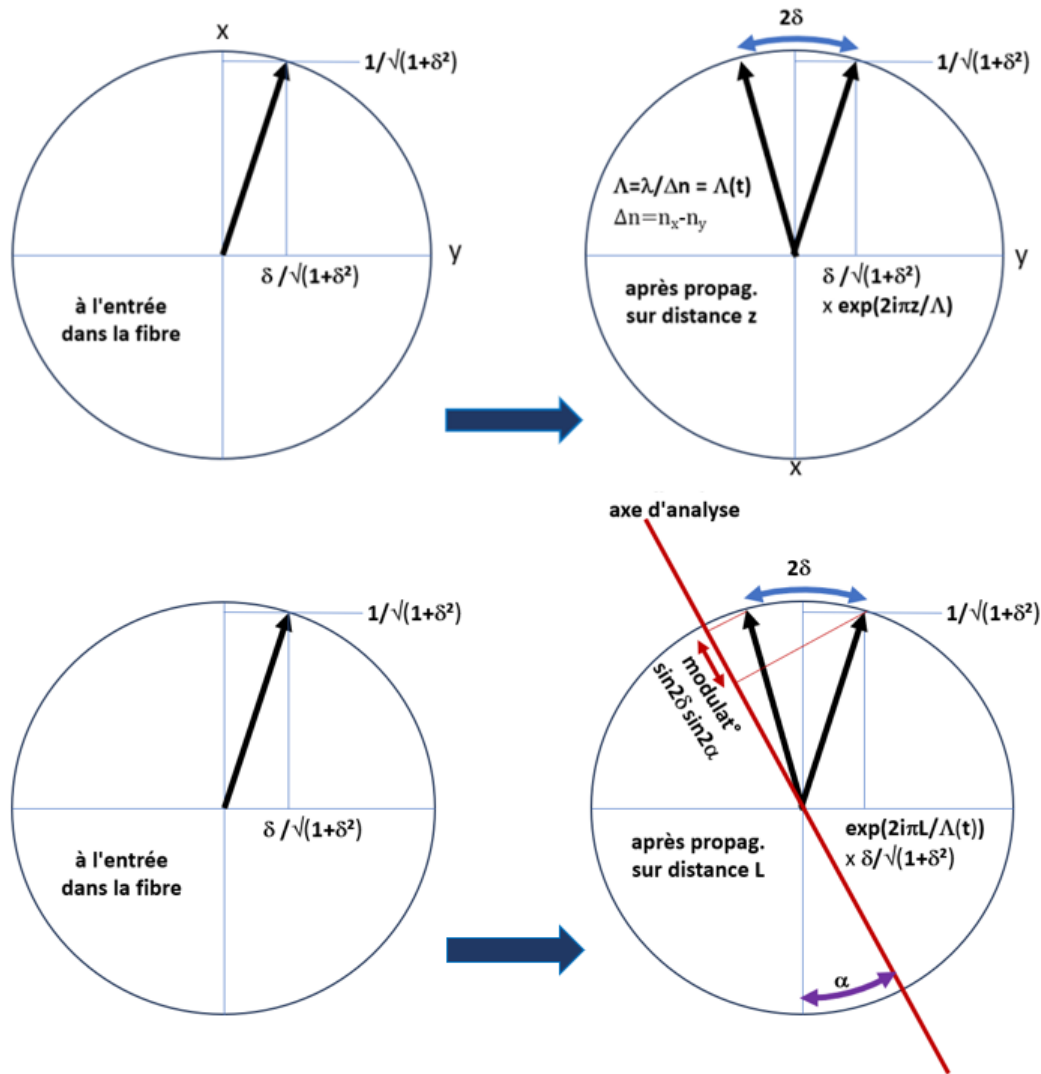


FIGURE 2.7 – Schémas illustrant la propagation d’un faisceau dans une fibre le long de l’axe z où la polarisation est décalée d’un petit angle  $\delta$  de son axe et où la longueur d’onde est balayée avec (en bas) et sans (en haut) analyseur de polarisation en sortie de la fibre

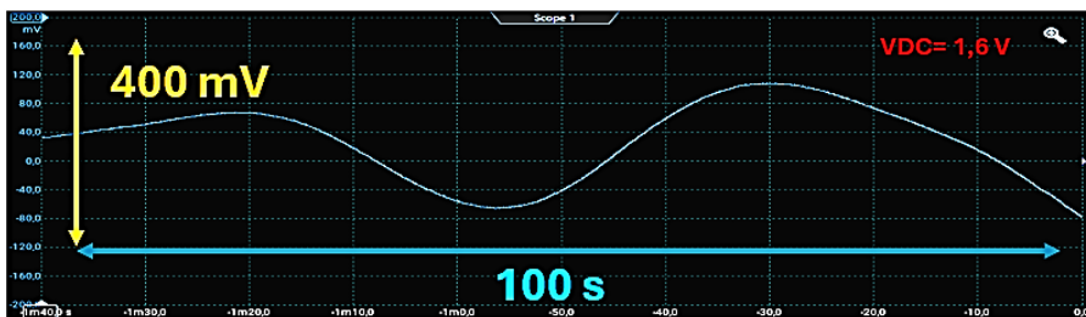


FIGURE 2.8 – Exemple de variations du signal en sortie du prototype fibré du SL-OGSE lors d’un balayage de 2 nm sur 100 s

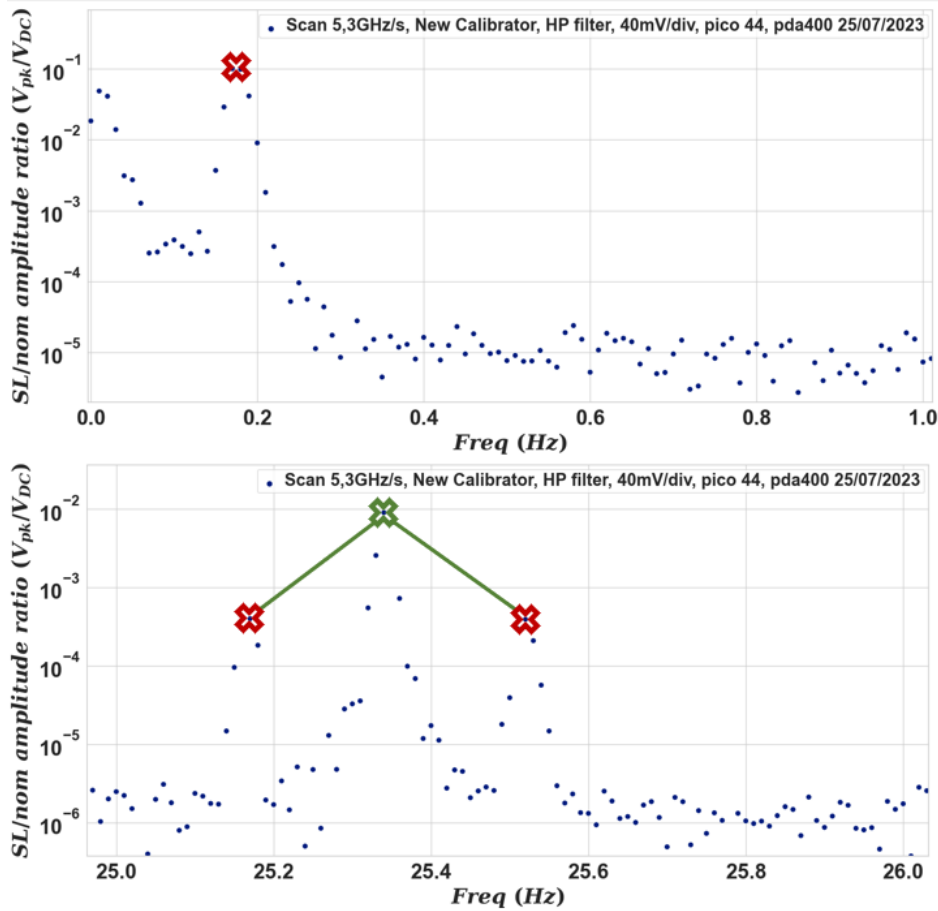


FIGURE 2.9 – Spectres d’amplitude fractionnaire du signal de l’interféromètre « Calibrateur » (voir section 3.4) alors qu’une fibre à maintien de polarisation de 25 m est insérée entre la source laser à balayage de fréquence et l’interféromètre. Rampe de fréquence optique : 5,30 GHz/s. Haut : Zoom sur la modulation de puissance liée à l’oscillation de polarisation après la propagation dans la fibre de 25 m. Bas : Premier pic d’interférence du calibrateur (croix verte), encadré par les bandes latérales qui résultent de la modulation de puissance.

La Fig.2.9 donne un exemple de modulation de la puissance du faisceau détecté due à la polarisation pendant un balayage à 5,3 GHz/s. Cet enregistrement a été réalisé alors qu’une fibre à maintien de polarisation de 25 m a été ajoutée entre la source SL-OGSE et l’interféromètre "calibrateur" (cf. §3.4) en anneau en sortie duquel la détection est réalisée. L’interféromètre inclut un coupleur "Fast Axis Blocked" : en d’autres termes il agit comme un polariseur selon l’axe lent. Je vois apparaître un grand pic ( $\delta_{mod}=10^{-1}$  en amplitude fractionnaire) à basse fréquence ( $\sim 180$  mHz) lié aux oscillations de la polarisation dans la fibre de 25 m et deux autres pics ( $\varepsilon_{SL}\delta_{mod}=4,2\cdot 10^{-4}$  en amplitude fractionnaire) modulant le premier pic d’interférence attendu ( $2\varepsilon_{SL}=8,5\cdot 10^{-3}$  en amplitude fractionnaire) dans la Fig.2.9 bas et devenant des bandes latérales comme pour la modulation d’intensité des signaux (section 2.3.4). Ce phénomène peut donc (s’il reste à ce niveau relativement élevé) lui aussi entraîner des confusions dans l’interprétation des vraies contributions de lumière parasite.

Il est donc nécessaire d’essayer de diminuer cet effet de modulation en contrôlant le

mieux possible la polarisation en ajoutant par exemple plus de « PBS » (polarization beam splitter), en réduisant la longueur des fibres PM du montage et en réduisant le nombre de connexions fibrées.

Lorsque ces améliorations auront été réalisées, il restera possible de contrôler la puissance du laser en asservissant le signal d'un photorécepteur approprié, dans la bande de fréquence des oscillations de polarisation, ou encore de réaliser par post-traitement une normalisation de nos signaux pour supprimer les modulations associées aux oscillations de polarisation.

Note 1 : La modulation de polarisation n'est pas linéaire mais plutôt elliptique ce qui est difficile à illustrer dans un schéma en 2D. C'est pourquoi elle est généralement tracée sur la sphère de Poincaré (introduction [46], [47]).

Note 2 : Il est bien sûr impératif de respecter les tailles ("N" vs "R") des clefs de connecteurs PM : la confusion peut se traduire par une erreur angulaire de 2° sur l'alignement des polarisations.

### 2.3.6 Variations de la température et de l'humidité dans le système d'asservissement de la fréquence optique

Comme nous le verrons au § 3.2, le discriminateur de fréquence optique que nous avons retenu pour assurer la linéarité de la rampe avec une précision meilleure que  $10^{-4}$  sera, comme toute la partie contrôle laser du SL-OGSE, entièrement fibré. Notre prototype utilise actuellement un interféromètre Mach-Zehnder hétérodyne fibré avec un bras long (25 m) et un bras court de 2 m dans lequel un décalage de fréquence est obtenu avec un MAO (modulateur acousto-optique, cf annexe A.1) à  $F = 46,6$  MHz. Ce signal est démodulé de façon numérique pour alimenter une boucle à verrouillage de phase. Lorsqu'un balayage de la fréquence optique est souhaité, la démodulation est faite à une fréquence légèrement décalée (typ. par 600 Hz), pour forcer la fréquence du laser à être en dérive permanente à 5,3 GHz/s.

Mais une dérive d'indice de la fibre optique de l'interféromètre a pour effet de faire varier la vitesse de rampe de la fréquence optique en mode asservi. C'est notamment le cas avec une dérive  $\Delta T$  de la température qui donne un décalage de la phase optique dans l'interféromètre Mach-Zehnder de :

$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda} \frac{\Delta n}{\Delta T} \Delta T + 2\pi \frac{n}{\lambda} \left( \frac{\Delta(\Delta L)}{\Delta T} \right) \Delta T \quad (2.18)$$

où  $\lambda = 1,064\mu\text{m}$  la longueur d'onde du laser,  $n = 1,4496$  l'indice du cœur de la fibre en silice,  $\Delta L = 23$  m,  $\frac{\Delta n}{\Delta T} = 6,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  la variation de l'indice de la silice en fonction de la température et  $\frac{\Delta(\Delta L)}{\Delta T}$  la dilatation de la fibre que je vais négliger par la suite car c'est un effet beaucoup plus faible que celui de l'indice (de l'ordre de  $5 \times 10^{-7} \cdot \text{K}^{-1}$ , [48]).

Ce décalage de phase pendant un temps  $\Delta t$  est équivalent à un décalage  $\Delta F_{temp}$  de la consigne de fréquence de démodulation :

$$\Delta F_{\text{temp}} = \frac{\Delta\Phi}{2\pi\Delta t} = \frac{\Delta L}{\lambda} \frac{\Delta n}{\Delta T} \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (2.19)$$

Pour une variation de la température de  $\Delta T = 1$  K sur l'écart typique de temps  $\Delta t = 100$  s où l'on balaye la fréquence du laser, on s'attend donc à un décalage de fréquence  $\Delta F_{\text{temp}} = 1,45$  Hz, ce qui correspond à un écart de  $2,4 \times 10^{-3}$  sur le décalage attendu  $\Delta F$  et donc sur la vitesse de balayage en fréquence (la proportionnalité est donnée par l'équation 2.8).

Afin d'obtenir la précision et la stabilité souhaitée de  $10^{-4}$  sur la valeur de la vitesse, on doit limiter la variation de température à 1 ou quelques centièmes de Kelvin sur la durée du balayage de 100 s.



# Chapitre 3

## Développement du prototype SL-OGSE

Dans ce chapitre, j'expose le développement du prototype SL-OGSE réalisé au cours de la thèse. Le travail s'est concentré sur le contrôle d'un laser balayé en fréquence, composé de quatre grandes parties fibrées, ainsi que sur la méthode d'acquisition et d'interprétation des signaux du système testé.

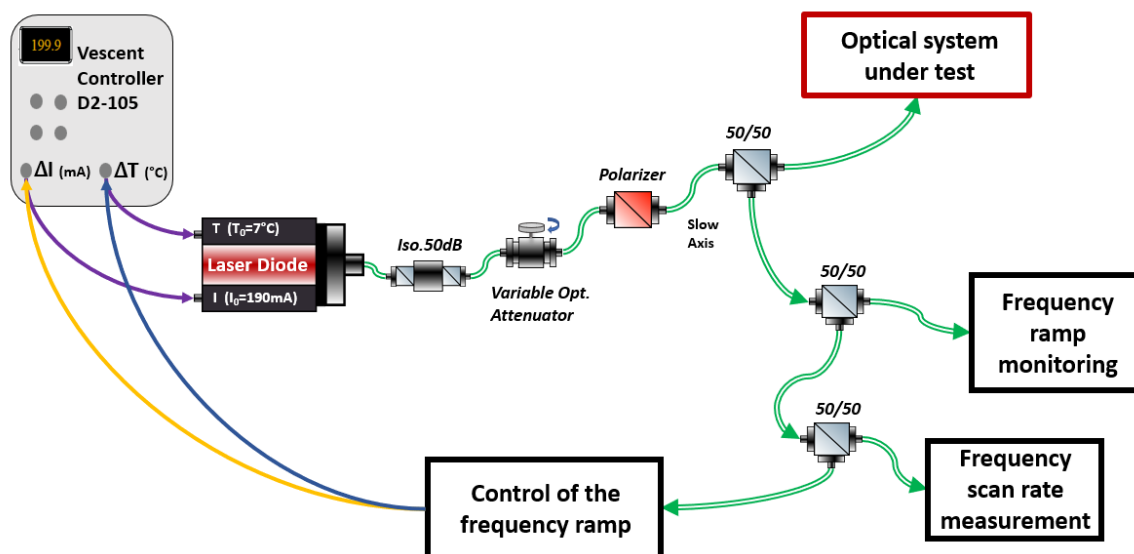


FIGURE 3.1 – Schéma fonctionnel de la source laser SL-OGSE mise en œuvre dans la phase de prototypage. Iso 50dB : isolateur optique protégeant le laser des retours optiques

Comme illustré dans le schéma fonctionnel (Fig.3.1), le prototype est constitué d'une diode laser fibrée qui sera balayée en fréquence, d'un contrôle de la rampe en fréquence par asservissement de la phase du laser, d'une mesure précise de la vitesse de la rampe en fréquence, et enfin d'un « calibrateur » de la rampe qui m'informe en temps réel sur la qualité du balayage lors de nos mesures.

### 3.1 Choix, mise en place et caractérisation de la diode laser

La source laser pour le SL-OGSE partage certains aspects avec la source laser LISA (monomode, polarisée, source laser fibrée de 2 W avec une bonne stabilité de puissance). En revanche, elle doit être balayée en fréquence, avec une linéarité meilleure que  $10^{-4}$ , sur une plage de longueurs d'onde  $\Delta\lambda$  de 1 à 2 nm. Cette valeur est déterminée par la résolution cible de 2 mm dans la détermination de la DCO (différence de chemin optique) d'où une résolution de 1 mm dans la position du composant incriminé. Concevoir le laser pour un balayage de longueur d'onde de  $\Delta\lambda \gg 1$  nm serait une complication inutile, car cela impliquerait que toutes les optiques du MOSA soient spécifiées et vérifiées avec des propriétés optiques constantes sur une grande largeur de bande.

Le balayage de la fréquence laser implique donc :

- L'oscillateur laser est accordable, sans saut de mode, sur une plage de longueurs d'onde  $\Delta\lambda = 1$  à 2 nm entre 1063.5 nm et 1065.5 nm.
- Le contrôle de la fréquence laser permet de balayer la fréquence laser à un taux  $\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t}$ , avec une valeur connue avec une précision de  $0.5 \times 10^{-4}$  et sous le contrôle de l'opérateur (voir §3.2), qui reste constante pendant un balayage de 100 s, à  $0.5 \times 10^{-4}$ .
- La largeur de raie soit sub-MHz pour maintenir la cohérence sur au moins 10 m : les différences de longueur de trajet pertinentes pour les tests du MOSA sont de quelques mètres.

Une puissance d'environ 2 W sera nécessaire pour injecter dans la fibre TX du MOSA, sinon les photorécepteurs MOSA fonctionneront avec une puissance inférieure à la puissance nominale. La fonctionnalité "forte puissance" sera mise en oeuvre et testée à un stade ultérieur : dans le cadre de ce prototype je peux travailler avec une puissance bien moindre. Nous avons jugé, dans le cadre des prérequis présentés, pratique d'utiliser une diode laser Photodigm<sup>1</sup> PH1064DBR040BF-ISO ([49]) basée sur la conception "X-mode" ([50]), qui présente une spécification d'accordabilité d'au moins 2 nm (530 GHz) autour de 1064.5 nm. D'autres lasers sont envisageables, en particulier si un balayage de fréquence optique plus large est nécessaire, par exemple le laser développé pour le réflectomètre cohérent Luna OBR 4600 ([34]), aux longueurs d'onde de télécommunication, ou les sources Apex TLS-APB4 autour de 1064 nm, quoiqu'avec une puissance réduite, inférieure à 10mW et un coût plus élevé.

---

1. Développées initialement pour couvrir les besoins en spectroscopie atomique entre 780 et 1083 nm, les diodes laser DBR (Distributed Bragg Reflector), à réflecteur séparé de la zone de gain) Photodigm couvrent maintenant une large gamme de longueurs d'onde, dont 1064 nm. Elles reposent par conception sur un guide d'onde saillant ("ridge emitting laser"). La réflectivité du miroir de Bragg est de l'ordre de 90%. Le fabricant présente le design DBR comme plus simple, plus efficace et plus fiable que le design DFB (distributed feedback, réseau de faible réflexion obtenu dans la zone de gain) et parvient plus efficacement à un fonctionnement monofréquence, sans saut de mode malgré l'accordabilité de 2 nm. Cette accordabilité est obtenue en soignant l'accord entre la dépendance thermique du miroir de Bragg, et la dépendance thermique de la zone de gain. Un faible taux de défauts cristallins est indiqué comme important pour la forte puissance d'émission, et le faible seuil d'oscillation.

Comme de nombreuses autres diodes laser, la diode laser Photodigm est accordable :

- par le contrôle thermique de l'oscillateur, sur 30 °C, pour un réglage lent sur de grandes plages de longueurs d'onde, en utilisant un élément Peltier,
- par le contrôle d'une tension de piézo ou (dans le cas des diodes laser) par le contrôle du courant de la diode, depuis le continu jusqu'à des fréquences bien au delà de 100 kHz.

La cavité laser de Photodigm a été conçue pour optimiser la réglabilité sans saut de mode.

### 3.1.1 Contrôle électrique et mise en route du laser

Le laser Photodigm est de type "Butterfly" et comprend un isolateur optique, une thermistance et un élément Peltier. En raison de la fragilité des 14 broches du boîtier laser, l'utilisation d'un support laser approprié doté d'un connecteur à broche "zero insertion force" (ZIF) est fortement recommandée. Nous avons opté pour le support laser LM14S2 de Thorlabs (Fig.3.2) déjà disponible au laboratoire, équipé de deux connecteurs d'entrée DB9, l'un pour le courant laser et l'autre pour le contrôle thermique.

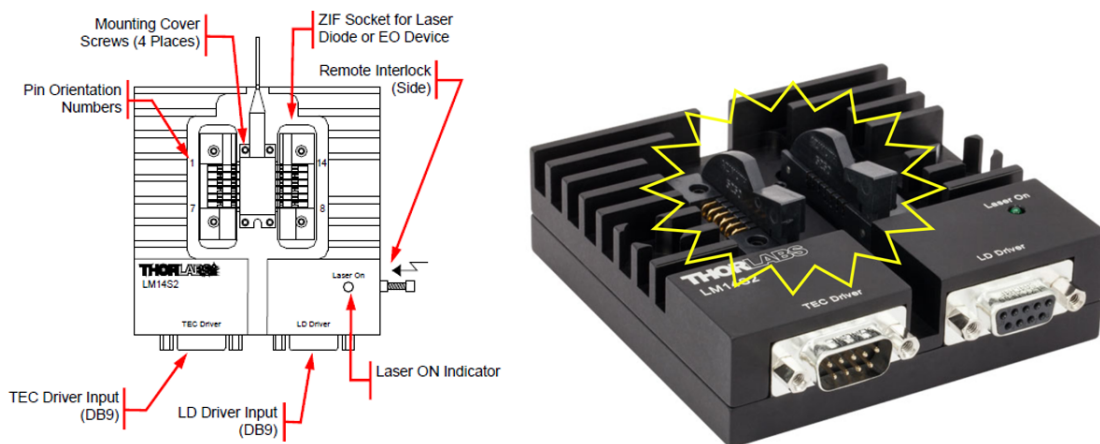


FIGURE 3.2 – Le support de diode laser LM14S2 pour composants "butterfly" à 14 broches. À gauche : dessin, montrant la diode laser insérée. À droite, photo du LM14S2 sans la diode laser insérée, montrant le connecteur ZIF pour les composants à 14 broches. La carte de routage, sous le connecteur ZIF, n'est pas visible sur cette vue.

Le routage des 14 broches du boîtier laser peut varier d'un laser à l'autre, et la Fig.3.3 présente l'affectation des broches de la diode laser Photodigm. Ainsi, le LM14S2 et d'autres supports laser sont livrés avec deux PCB pour le routage entre les entrées DB9 et les 14 broches du boîtier papillon.

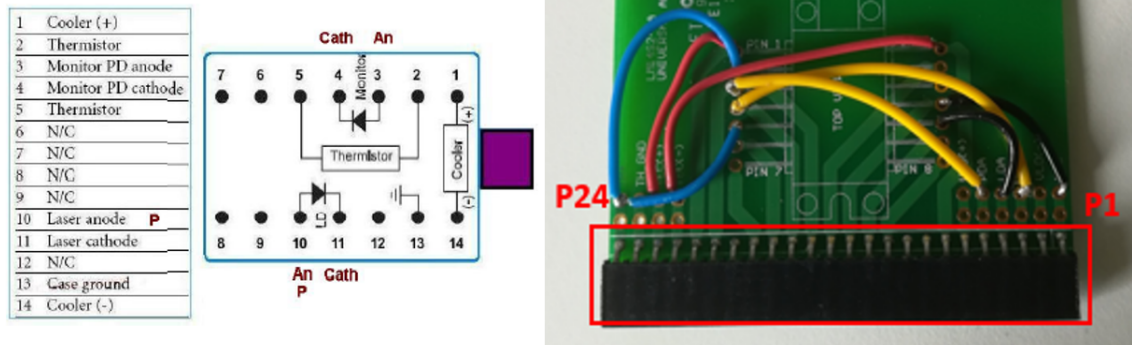


FIGURE 3.3 – A gauche : L'affectation des broches de la diode laser Photodigm. A droite La carte de routage universel LM14S2-UA avec ses 24 pins (de 1 à 24, permettant la liaison entre la carte et la monture) après que le câblage a été effectué

J'ai utilisé le PCB "adaptateur universel" sans pistes de routage initiales, permettant un routage flexible (Fig.3.3 droite).

Il est important de noter que le laser est piloté par un contrôleur de courant et de température Vescent D2-105, qui comporte une source de courant basée sur le schéma de Libbrecht et Hall [51] . Le contrôleur D2-105 a été utilisé tout au long du prototypage de la source laser SL-OGSE. Son bruit de courant est très faible :

- Densité de bruit spécifiée de  $100 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ , ce qui correspond à moins de  $10^{-9}/\sqrt{\text{Hz}}$ , en valeur relative, de bruit de courant. Cette valeur est donnée par le fabricant, mais sans indication de la bande passante sur laquelle elle s'applique : rien ne permet d'affirmer qu'elle s'applique dans la plage  $<\text{kHz}$  qui me concerne, même si dans la publication originale de Libbrecht et Hall le bruit ne remonte qu'en dessous de 30 Hz.
- Bruit RMS de 50 nA (soit moins de  $3 \times 10^{-7}$ ) sur 10 Hz – 100 kHz, comme indiqué sur le site web de Vescent.

Le contrôleur D2-105 fournit un courant jusqu'à 200 mA ; je l'ai généralement utilisé à 190 mA pour une puissance laser (avant l'isolateur optique externe) de 35 mW, conforme à la spécification de puissance de 40 mW à 300 mA du laser Photodigm. Bien qu'une version D2-105-500 permette des courants jusqu'à 500 mA, l'exploitation à 190 mA a été privilégiée pour maintenir une puissance laser suffisante tout en préservant la durée de vie du laser, la version 500 mA présentant un niveau de bruit légèrement plus élevé (paramètres en **annexe A.4**).

Pour la connexion des signaux D2-105 au laser ou au support laser, une carte d'extension D2-007 peut être acquise auprès de Vescent. (Fig.3.4)

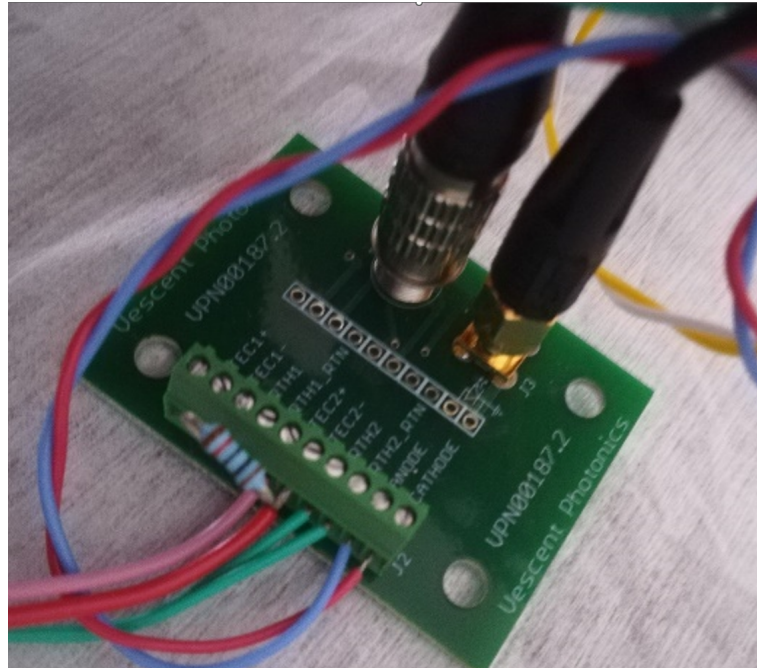


FIGURE 3.4 – Le D2-105 est conçu pour contrôler, en plus de la température de la diode laser, la température du boîtier de la diode laser ("TEC1" et "TH1"). Cependant, cela n'est pas mis en œuvre dans la diode laser Photodigm et je "trompe" simplement ce PID en insérant une résistance de  $10,0\text{ k}\Omega$  (la valeur cible de la thermistance) à la place de TH1, pour empêcher le PID de tenter de réguler la température du boîtier

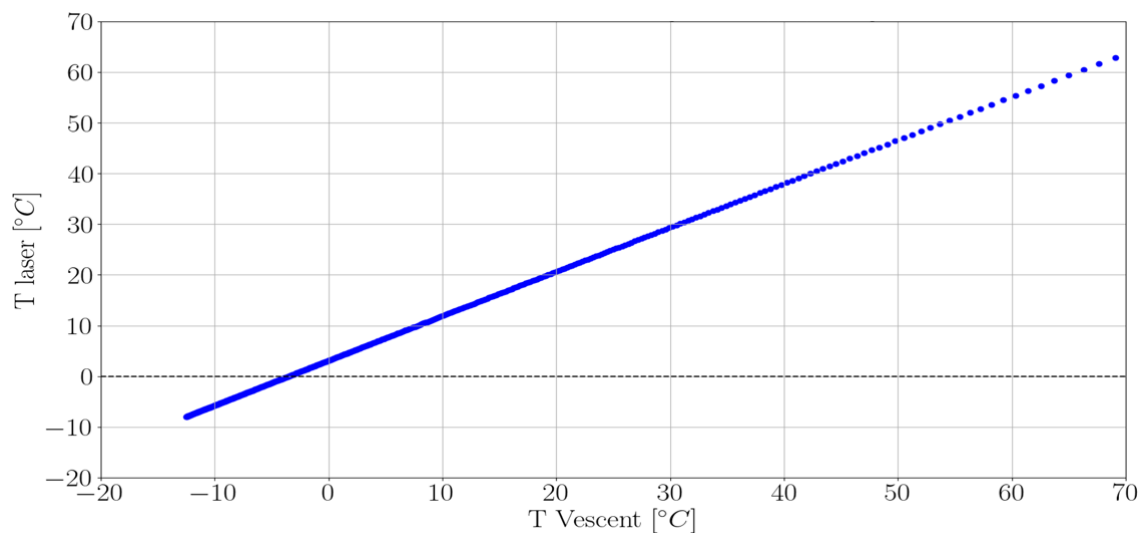


FIGURE 3.5 – Relation entre la température du laser  $T_{\text{laser}}$  et la température affichée sur le contrôleur Vescent  $T_{\text{aff}}$

Le circuit du D2-105 qui mesure la température du laser est calibré pour la thermistance Analog Technologies ATH10KR8. La thermistance du laser est légèrement différente, caractérisée par des paramètres de Steinhart-Hart. Par conséquent, les variations de température

affichées sont, autour de la température ambiante, liées à la véritable température du laser par  $\Delta T_{\text{laser}} = 0,854 \times \Delta T_{\text{aff}}$ . La relation exacte, présentée sur le graphique Fig.3.5, est essentiellement linéaire sur  $[-10^{\circ}\text{C}, +70^{\circ}\text{C}]$ . Pour le SL-OGSE, je balaye le laser sur  $30^{\circ}\text{C}$  (ce qui correspond à la plage de température balayée affichée sur le Vescent [ $5^{\circ}\text{C}, 41^{\circ}\text{C}$ ]).

### 3.1.2 Principales caractérisations

L'instrument SL-OGSE devra utiliser un laser accordable sur 2 nm, assez fin spectralement ( $<1$  MHz) et qui puisse être balayé sans saut de mode comme décrit en section 2.2. La première étape après la mise en œuvre du laser est donc de vérifier si les caractéristiques principales (puissance, largeur spectrale, accordabilité, fréquence optique en fonctionnement) correspondent bien aux prérequis pour la mission LISA.

#### 3.1.2.1 Puissance en fonction du courant

Le laser Photodigm a une plage de courant de 0 à 300 mA, correspondant théoriquement à une puissance de 0 à 80 mW selon la fiche de tests. Cependant, le contrôleur de diode laser Vescent D2-105 limite la plage de courant à 200 mA.

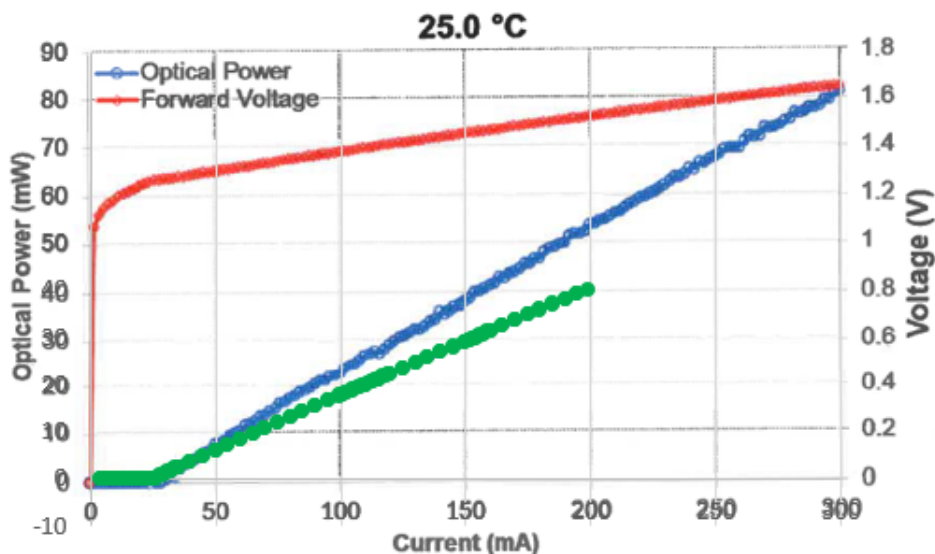


FIGURE 3.6 – Comparaison entre les mesures de puissance optique du laser Photodigm. En vert : obtenues avec la sphère intégrante corrigée de la réflexion (4%) sur la fêrulle de la fibre optique du laser. En bleu (courant) et en rouge (tension aux bornes de la diode laser) : mesures données dans la fiche test fournie par le fabricant. Le contrôleur Vescent stabilise la température de la diode laser à  $25^{\circ}\text{C}$

Pour la version finale du SL-OGSE, le laser doit atteindre 2 W pour reproduire la puissance du faisceau Tx, à priori en utilisant un amplificateur optique comme décrit en section

2.2. Pour le prototype, aucune puissance n'est imposée, mais il est important de connaître la puissance en sortie du laser en fonction du courant fourni par le contrôleur.

Afin de mesurer cette puissance, nous avons utilisé un wattmètre à sphère intégrante non fibrée (Thorlabs S146C). Ce dispositif transmet directement la puissance en watts pour une longueur d'onde donnée. Le courant est balayé manuellement à l'aide du contrôleur Vescent.

Je retrouve bien, sur les points verts de la Fig. 3.6, un seuil à 25 mA comme indiqué par le fabricant. La pente est de 0,22 W/A alors que les courbes du fabricant (points bleus) conduisent plutôt à 0,28 W/A. Cette différence, évidente sur la Fig. 3.5, n'est pas expliquée, mais ne remet nullement en cause l'utilisation du laser Photodigm.

### 3.1.2.2 Accordabilité : fréquence vs courant/température

Il est important de confirmer le balayage de la longueur d'onde sur 2 nm (530 GHz à 1064 nm) en contrôlant la température du laser et également de contrôler finement la fréquence optique par le courant. Pour atteindre cet objectif, j'ai réalisé deux balayages en fréquence.

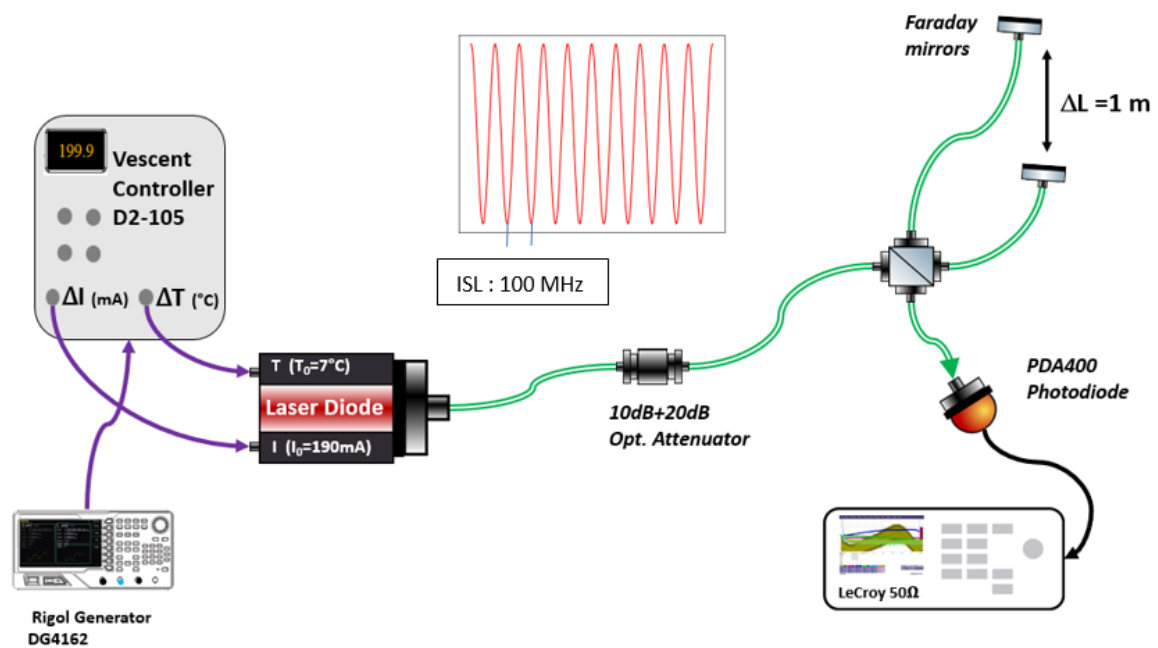


FIGURE 3.7 – Schéma du montage discriminateur de fréquence avec un interféromètre de Michelson fibré avec un déséquilibre de 1 m entre les deux bras (ce qui donne un intervalle spectral libre de 100 MHz). "Rigol Generator DG4162" : générateur de rampes permettant de balayer la température ou le courant de la diode laser.

Dans un premier temps, je réalise une variation linéaire de courant, d'amplitude  $\pm 10\text{ mA}$  de 170 à 190 mA, et je compte les franges (Fig.3.8 (Haut)) qui en résultent dans un interféromètre fibré de type Michelson de 1 m de déséquilibre de bras (Fig.3.7). L'interféromètre

est un discriminateur de fréquence optique : chaque frange correspond à  $\frac{c}{2n\Delta L} \approx 104$  MHz pour  $n = 1,4496$ .

Le comptage des franges<sup>2</sup> donne 4,9 franges/mA, soit  $-509,6$  MHz/mA. Le signe est supposé négatif puisque la fiche de tests du laser indique un  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$  positif.

La valeur de  $\frac{\Delta\nu}{\Delta I} = -509,6$  MHz/mA conduit à :

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta I} = -\frac{\Delta\nu}{\Delta I} \frac{\lambda^2}{c} = 0,00192 \text{ nm/mA} \quad (3.1)$$

Cette valeur est quelque peu différente de la valeur qu'on peut tirer des courbes d'accordabilité du laser, et qui est de  $0,0025$  nm/mA autour de  $190$  mA. Mais d'une part la détermination de cette dernière valeur est faite graphiquement, avec une barre d'erreur importante, et d'autre part le désaccord n'a rien de problématique : notamment, il n'est pas suffisant pour remettre en cause l'objectif d'utiliser le contrôle de courant dans l'asservissement en phase du laser (§ 3.2).

La raison du désaccord n'est pas connue. Comme celui évoqué au § 3.1.2.1, il pourrait indiquer que le courant effectif dans la diode est inférieur à celui que le contrôleur Vescent prétend délivrer.

Enfin, je peux déduire la relation entre la fréquence et la puissance en utilisant le coefficient directeur de la pente de la Fig.3.6 sur l'intervalle entre  $25$  et  $199$  mA, ce qui nous donne finalement la relation de  $2,23$  GHz/mW.

Le second test (Fig.3.8 (Bas)) est similaire au précédent mais il est réalisé avec, pour discriminateur de fréquence, un interféromètre en anneau fibré (appelé plus tard "calibrateur", §3.4) pour lequel j'ai déterminé finement, lors des mesures "Scan" du prototype, la longueur de chemin optique  $n\Delta L = 1,3873$  m (correspondant à un ISL de  $216,1$  MHz, Fig.3.22) et j'applique une variation de température  $\Delta T_{\text{laser}} = 30,74^\circ\text{C}$  à l'aide d'un signal rampe linéaire [ $0$  V –  $4$  V] de  $100$  s sur l'entrée consigne de température du contrôleur ( $7,686$  K/V, voir annexe A.4 contenant les données utiles pour le contrôleur de température Vescent).

---

2. automatisé avec un code Python permettant le comptage automatique des maxima locaux du signal

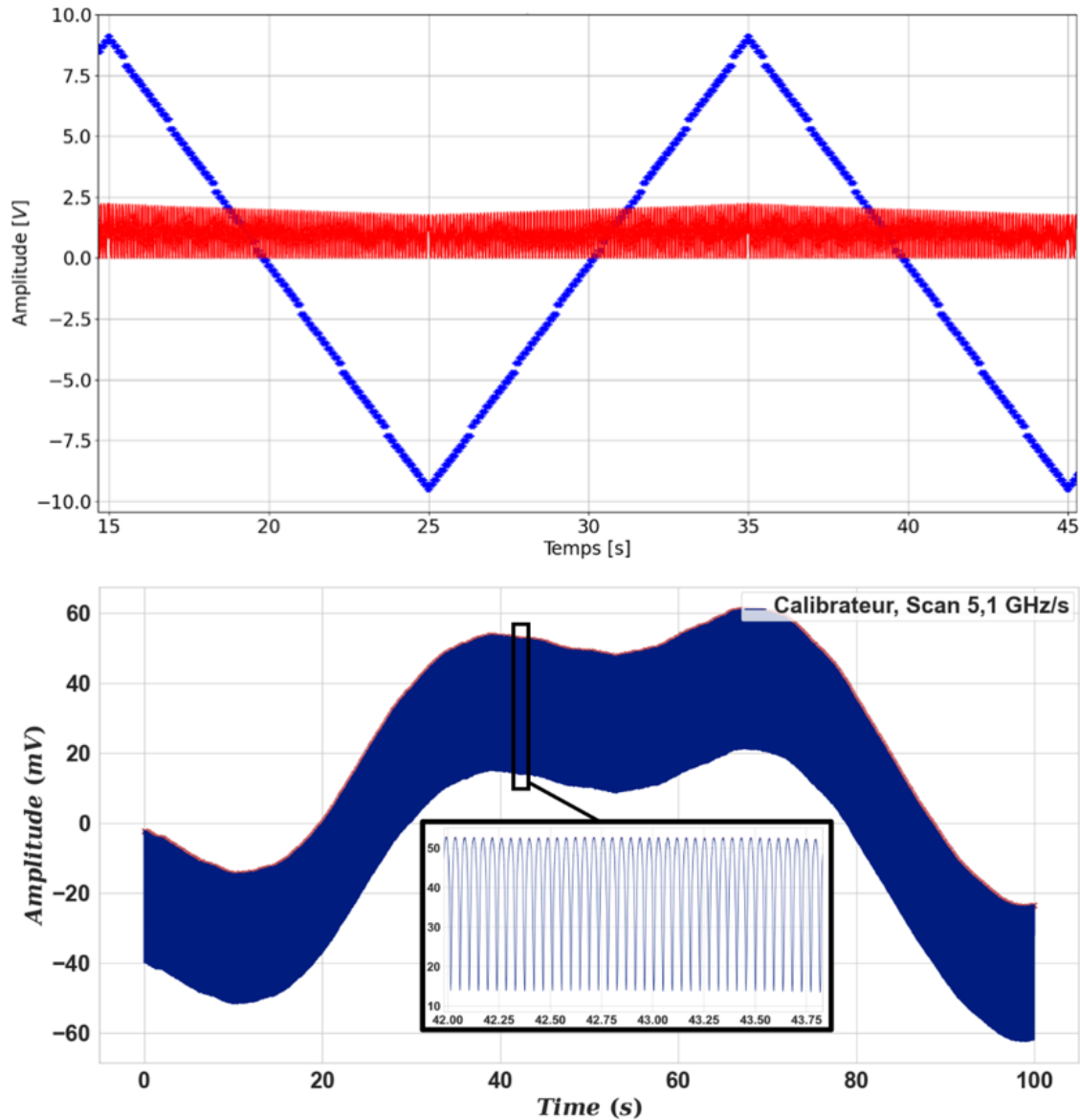


FIGURE 3.8 – Balayage de la diode laser en courant et en température. (Haut) Signal Rampe Rigol DG4162 (18 Vpp, 20 mHz) et signal (points rouges) en sortie d'un interféromètre Michelson déséquilibré ( $\Delta L=1$  m) lors du balayage en courant. (Bas) Franges du signal en sortie de l'interféromètre "calibrateur" en anneau (§3.4) dans lors d'une rampe correspondant à une montée de 30,74 K sur 100 s

J'observe 2346 franges et, en multipliant par l'ISL et en divisant par la température balayée, j'obtiens la relation :

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta T} = -16,49 \text{ GHz/K} \quad (3.2)$$

Comme précédemment, on peut comparer la dépendance extraite graphiquement de la feuille de tests du laser,  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} = 0,075 \text{ nm/K}$  sur 20 K avec la dépendance mesurée :

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta T_{\text{laser}}} = -\frac{\Delta\nu}{\Delta T_{\text{laser}}} \frac{\lambda^2}{c} = 0,0623 \text{ nm/K} \quad (3.3)$$

Je constate une différence entre nos mesures et les graphiques fournis dans la fiche de test dans les deux cas (courant et température). A nouveau je ne chercherai pas à évoquer les raisons qui peuvent expliquer cet écart. Le point important est que je peux effectuer un balayage du laser sans sauts de mode sur une vaste plage de températures, et obtenir un balayage de 2 nm pour moins de 35 K conformément à la spécification du laser.

### 3.1.2.3 Bruit de fréquence

Pour déterminer le bruit en fréquence du laser Photodigm, nous utilisons un interféromètre Michelson fibré à bras déséquilibrés (Fig.3.9).

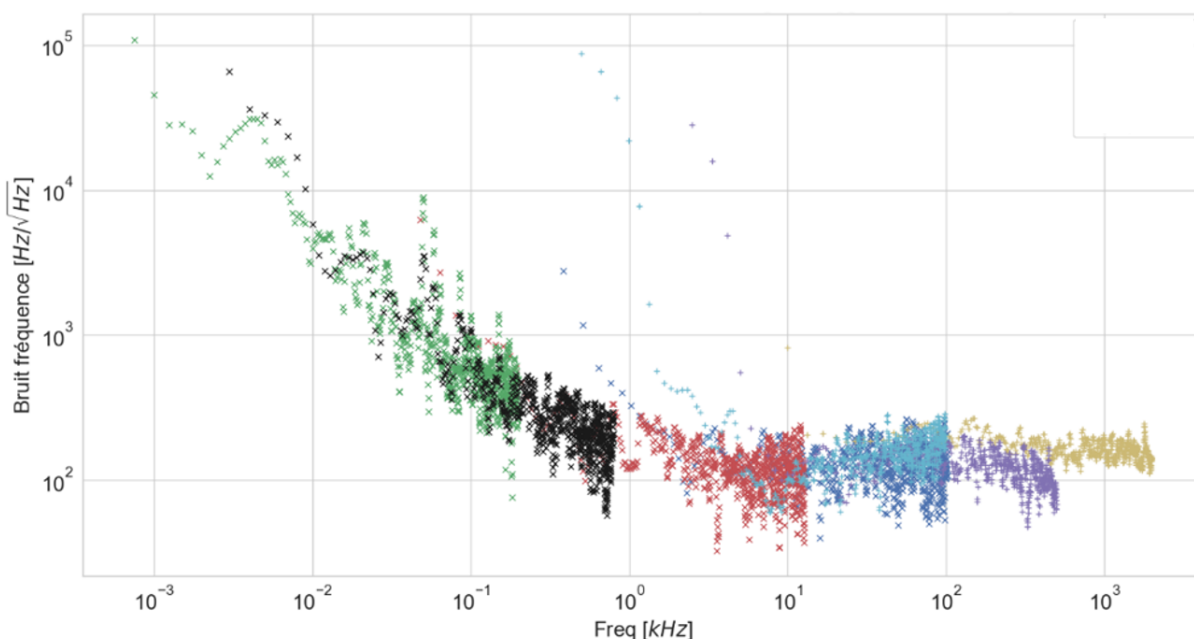


FIGURE 3.9 – Mesures de bruit de fréquence du laser Photodigm (moyenne glissante sur 5 points).

Cet interféromètre agit comme un discriminateur de fréquence optique et est couvert par une isolation réduisant partiellement les perturbations acoustiques et thermiques. Une photodiode placée sur le bras de sortie envoie le signal vers un analyseur de spectre Rigol DSA1030 pour la haute fréquence et un analyseur SRS SR780 pour les fréquences allant jusque 100 kHz. Le laser n'est pas asservi et dérive lentement du fait des fluctuations thermiques. Un oscilloscope indique le moment où le signal en sortie de l'interféromètre atteint la mi-hauteur de la frange (mesure du bruit de fréquence) ou le sommet de la frange (moment où on peut vérifier que le bruit de puissance du laser est suffisamment faible pour ne pas dégrader la mesure de bruit de fréquence).

Les mesures sont portées sur la Fig. 3.9. On observe que le plancher de bruit excède quelque peu le bruit de  $50 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  qu'on peut attendre en tenant compte de la spécification de bruit ( $100 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) pour le générateur Vescent et de l'accordabilité en courant du laser,  $510 \text{ MHz}/\text{mA}$ . Il reste comparable au bruit en fréquence d'autres diodes laser de type DBR.

### 3.1.2.4 Largeur Spectrale

Nous verrons au § 3.2 que pour le contrôle de la rampe en fréquence du laser, nous utilisons un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré de  $L_{\text{fibre}} = 25$  m. Pour que le signal de l'interféromètre soit de bonne visibilité, il est nécessaire que la largeur en fréquence du laser soit très petite devant  $c/(n_{\text{fibre}}L_{\text{fibre}}) = 8$  MHz. Je vise donc une largeur très inférieure à 1 MHz, pour éviter tout décrochage intempestif du contrôle de la rampe.

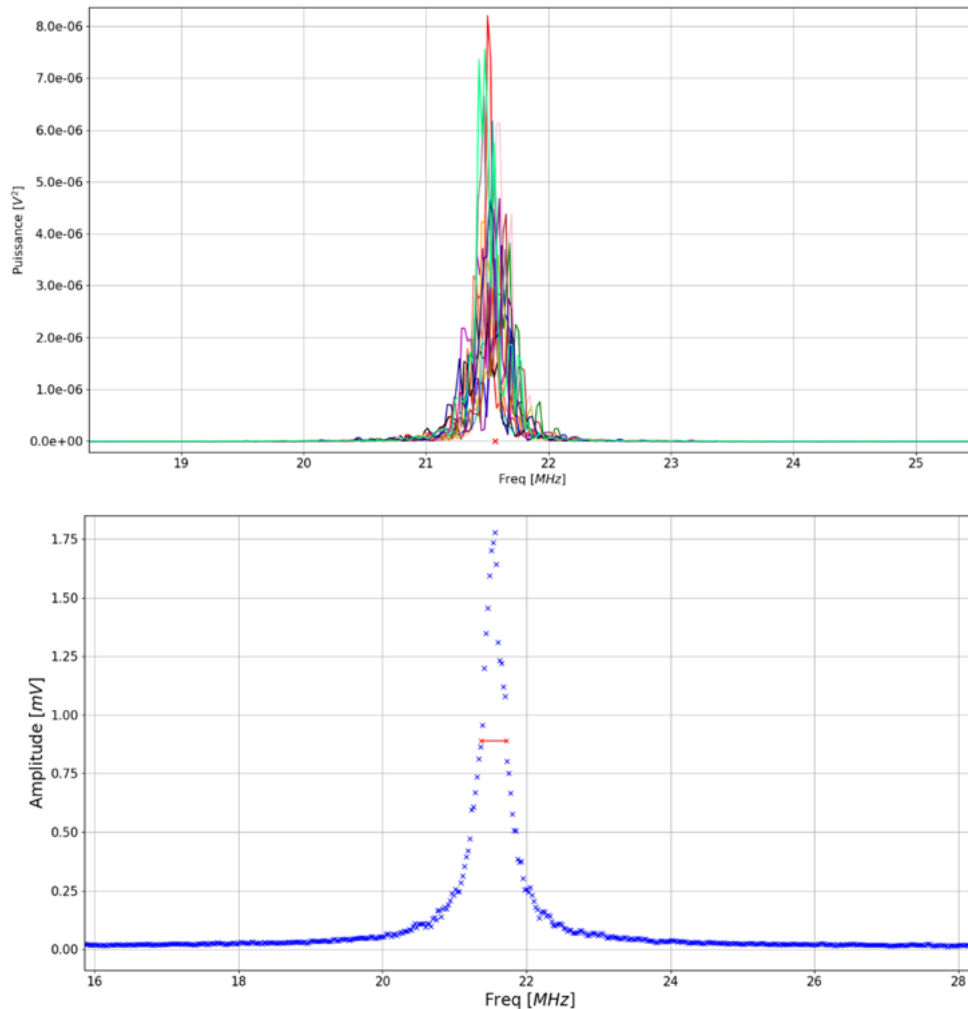


FIGURE 3.10 – (Haut) Spectres en puissance non moyennés du battement entre le laser Photodigm (190 mA, 15,45 °C) et le laser Orion recalés en fréquence mesurés avec l'analyseur DSA1030 (Paramètres de l'analyseur : Plage 50 MHz, RBW 30 kHz). (Bas) Spectre moyenné tracé en amplitude

La mesure se fait par battement avec un autre laser bien connu pour avoir une largeur spectrale très fine à 1064.5 nm (diode laser Orion [52], de largeur au plus 10 kHz).

La diode Photodigm est balayable sur 2 nm autour de  $1,064\mu\text{m}$  et c'est à  $T = 15,45$  °C que nous observons l'interférence entre les deux lasers dans la bande passante de notre analyseur de spectre DSA1030.

J'acquiers plusieurs spectres du signal de battement l'aide d'un analyseur DSA1030 et calcule les barycentres des pics pour les aligner en fréquence, (Fig.3.10 (haut)). Les spectres moyennés indiquent (trait rouge) une largeur spectrale de 355 kHz (Fig.3.10 (bas)). On attend donc que le signal de l'interféromètre Mach-Zehnder de 15 m soit tout à fait exploitable.

## 3.2 Contrôle de la rampe en fréquence

L'instrumentation SL-OGSE nous impose plusieurs critères sur le balayage en fréquence du laser nécessaires pour la boucle de commande de fréquence (Fig.3.11) :

- Balayage en longueur d'onde sur  $\Delta\lambda \geq 1$  nm ( $\Delta\nu_{\text{opt}} = 265$  GHz). Cela est nécessaire pour atteindre l'objectif d'une résolution de 1 mm sur la position du composant fautif (résolution de 2 mm dans la détermination de la différence de chemin optique - DCO).
- Linéarité du balayage de fréquence :  $\frac{d\nu_{\text{opt}}}{dt}$  doit être constant et reproductible à mieux que  $10^{-4}$ . Si les vitesses de balayage en fréquence varient de plus de  $10^{-4}$ , chaque pic dans la transformée de Fourier sera partiellement élargi, et la résolution de la mesure sera dégradée.

L'une des méthodes les plus largement reconnues pour réaliser un asservissement à très basse fréquence est la technique Pound-Drever-Hall, qui utilise une cavité Fabry-Perot en espace libre ([53]), mais elle ne permet pas simplement d'obtenir un balayage de fréquence. Nous avons mis en œuvre un interféromètre Mach-Zehnder déséquilibré hétérodyne (Fig.3.11) : un modulateur acousto-optique est inséré dans le bras court.

De plus, l'utilisation d'un interféromètre à fibre hétérodyne atténue les impacts provenant à la fois du bruit de puissance laser et du bruit de détection, comme expliqué dans [54]. Cela améliore donc l'efficacité du mécanisme de verrouillage.

La boucle de commande de fréquence développée pour le démonstrateur (basé sur les travaux de [55]) utilise un interféromètre fibré Mach-Zehnder (M-Z) déséquilibré ce qui réduit fortement le problème associé à la rétrodiffusion Rayleigh dans la fibre de la ligne à retard de l'interféromètre. Dans [55] et [56], où une configuration Michelson a été utilisée, ce problème a été constaté et a nécessité des mesures spéciales (configuration de double hétérodynage, avec deux modulateurs acousto-optiques à deux fréquences décalées). Dans la configuration Mach-Zehnder, la rétrodiffusion Rayleigh (section 2.3.1, typiquement quelques ppm/m) n'est pas recombinaisonnée dans l'interféromètre, comme nous l'a fait remarquer M. Was, à moins qu'elle ne se couple à un défaut du séparateur de faisceau 50/50 de l'interféromètre.

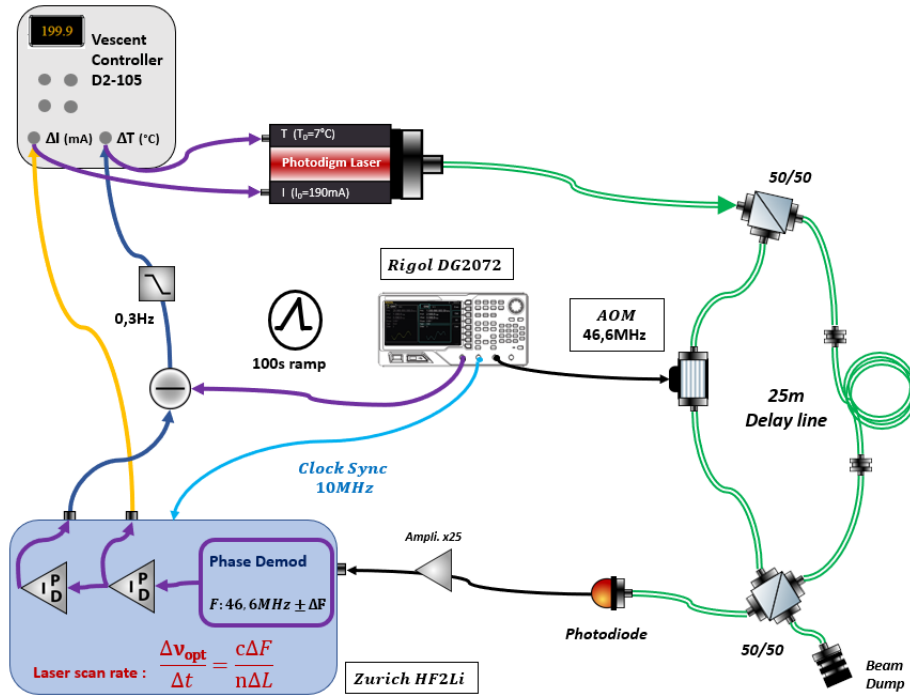


FIGURE 3.11 – Schéma du dispositif d'asservissement. Un discriminateur de fréquence basé sur un interféromètre hétérodyne Mach-Zehnder déséquilibré (à droite), une démodulation décalée suivie par des régulateurs PID (en bas) et un contrôle de fréquence par le courant et la température de la diode laser (à gauche). Doubles traits verts : fibres optiques PM980 à maintien de polarisation. Traits noirs : signal RF. " $\Delta T$  (°C)" : entrée de commande de la température du laser. " $\Delta I$  (mA)" : entrée de commande du courant du laser. "Rigol DG2072" : générateur du signal RF pour le MAO (modulateur acousto-optique) fibré. "100 s ramp" : signal de rampe pour balayer la diode laser en température, délivré lui aussi par le générateur DG2170

Dans cette configuration, le bras court de l'interféromètre M-Z comprend un modulateur acousto-optique fibré Brimrose (MAO, cf **annexe A.1**) contrôlé à une fréquence fixe  $F$  de 46.6 MHz (comme indiqué dans la Fig.3.11), la fréquence qui offre la meilleure efficacité du modulateur. Le signal de la photodiode de l'interféromètre M-Z est un battement sinusoïdal à la fréquence  $F$ . Contrôler la fréquence du laser de façon à maintenir constante la phase de ce battement permet d'asservir la fréquence optique du laser. Mais dans le cas où la fréquence optique du laser est balayée avec une vitesse de balayage  $\left(\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t}\right)$ , le signal est alors décalé à la fréquence  $F + \Delta F$ , où le décalage  $\Delta F$  est lié au retard induit par le déséquilibre entre les bras de l'interféromètre et est directement proportionnel à la vitesse de balayage :

$$\Delta F = \left(\frac{n_{\text{fibre}} \Delta L}{c}\right) \left(\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t}\right) \quad (3.4)$$

avec  $n_{\text{fibre}} \approx n_{\text{silice}} = 1,449604$  et  $\Delta L = 23$  m étant respectivement l'indice de réfraction de la fibre et le déséquilibre de longueurs des bras de l'interféromètre M-Z à fibres, respectivement. Pour une rampe de fréquence de l'ordre de 5 GHz/s, le décalage de fréquence  $\Delta F$

est typiquement de 600 Hz.

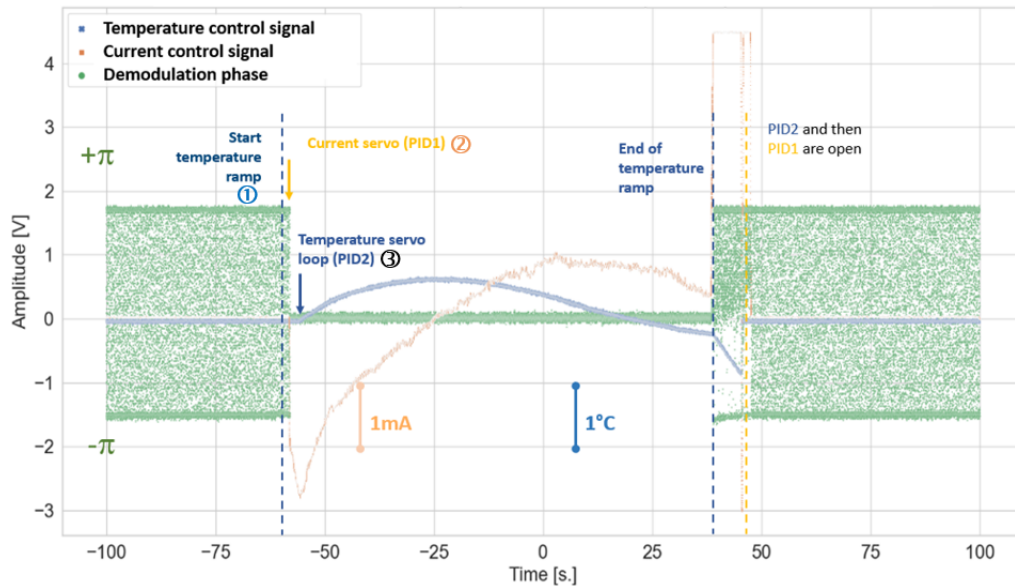


FIGURE 3.12 – Séquence d’asservissement pour un balayage en fréquence de 2 nm. En vert : phase du signal hétérodyne obtenue par démodulation numérique par l’appareil Zurich HF2LI. Orange : Signal de commande en courant à la sortie du PID 1 Bleu : Signal de commande en température à la sortie du PID 2 lors de l’activation des PID pendant pendant les 100 s d’une rampe en température (4 V<sub>pp</sub>- 30 °C)

Une boucle de verrouillage en phase qui contrôle la fréquence optique du laser pour maintenir le décalage de fréquence  $\Delta F$  à un niveau constant permet donc de stabiliser la vitesse de balayage de fréquence optique.

La première étape consistait donc à déterminer une valeur initiale du décalage en fréquence lié à la rampe de 4 V<sub>pp</sub>-5 mHz injectée sur l’entrée température du contrôleur Vescent.

Je suis tout d’abord parti d’une valeur "théorique" en injectant dans l’équation 3.4 le  $\Delta\nu_{\text{opt}} = 507$  GHz qui avait été obtenu pour une rampe de commande thermique de 4 V<sub>pp</sub> sur 100 s. Cette valeur est fiable car mesurée deux fois à plus d’un an d’écart lors des tests d’accordabilité température/fréquence optique (§3.1.2.2). Cette mesure nous donne un  $\Delta F_{\text{theo}} = 563,82$  Hz. Pour affiner cette estimation, je place un fréquencemètre en sortie de l’interféromètre M-Z pour faire une mesure directe du  $\Delta F_{\text{exp}}$  qui a révélé que le décalage approprié était de 586 Hz.

Ensuite, les paramètres de gain PID (Proportionnel, Intégrateur et Dérivatif) nécessaires pour générer les signaux de commande sur les entrées de contrôle du courant et de la température du laser ont été déterminés par essais successifs. Initialement, un contrôleur analogique simple (Newport LB1005, intégrateur) a été utilisé pour asservir le laser à fréquence fixe, par contrôle de la commande en courant. Muni de cette première estimation du gain intégrateur, nous avons pu utiliser deux des quatre PID du démodulateur Zurich instruments HF2Li. Les paramètres P et I retenus pour cette application sont donnés dans l’**annexe A.2**.

La configuration mise en place pour obtenir la boucle de verrouillage en phase est la suivante (les N°s font référence aux étapes (1), (2), (3) qui apparaissent sur la Fig. 3.12) :

- Extraction de la phase du signal de l'interféromètre M-Z avec la détection synchrone Zurich HF2LI en mode de détection de phase, la valeur du décalage de la fréquence de démodulation étant obtenue, selon la vitesse de rampe souhaitée, par l'éq.3.4.
- (1) Injection d'une rampe de tension triangulaire sur l'entrée de commande de température " $\Delta T$  °C" du contrôleur du laser, avec une valeur de rampe de tension qui fournit approximativement la vitesse de rampe cible  $\frac{\Delta\nu_{opt}}{\Delta t}$  ( $4 V_{pp}$ -5 mHz pour une vitesse de rampe de 5, 1791 GHz/s).
- (2) Environ une ou deux secondes après, fermeture d'un premier PID pour piloter l'entrée de commande de courant " $\Delta I$  (mA)" du contrôleur pour engager la boucle de verrouillage en phase et corriger les variations de bruit à court terme observées sur la "phase" de la démodulation du signal de l'interféromètre M-Z. La valeur de l'entrée de commande va assez rapidement prendre des valeurs importantes, tant que la boucle en température n'est pas encore engagée.
- (3) Ensuite, le plus tôt possible, à l'aide d'un deuxième PID (plus lent que PID1), ajout, par sommation analogique, d'une tension de contrôle à l'entrée de commande " $\Delta T$  °C". Cette tension de contrôle en température est obtenue en intégrant la tension de contrôle du courant de la diode laser, de façon à la maintenir à une faible valeur même à long terme : il faut éviter les dérives de cette tension, qui engendreraient des dérives de la puissance du laser.

La Fig.3.12 montre, en vert, les variations de la phase démodulée avant, pendant et après un balayage sur 100 s, montrant que nous arrivons ainsi à réaliser l'asservissement souhaité :

- avant le lancement de la rampe ( $t < -75$  s), la phase dérive à grande vitesse (environ à 600 Hz). La phase se répartit entre  $-\pi$  et  $+\pi$ , aléatoirement
- après le lancement (1) de la rampe de tension de commande thermique (au niveau du premier pointillé), la dérive est plus lente, mais n'est toujours pas stabilisée : la phase continue de se répartir entre  $-\pi$  et  $+\pi$ ,
- immédiatement après avoir engagé PID1 ((2), flèche jaune), la phase est asservie : elle reste proche de 0, à  $< < 1$  radian. La tension de contrôle du courant part essentiellement en dérive (la rampe de température n'a pas exactement la valeur idéale)
- ((3), flèche bleue) l'asservissement de la température (PID2) est activé, et la dérive du contrôle de courant retombe à des valeurs faibles.

Ce montage a légèrement évolué dans le temps et, notamment, la fibre de 25 m qui déséquilibre l'interféromètre Mach-Zehnder, de type « bowtie », a été remplacée par une fibre 25 m PM980 ordinaire pour uniformiser le type de fibres que nous utilisons pour notre prototype fibré.

À titre d'exemple, si nous fixons un décalage de fréquence de  $\Delta F = 577,90$  Hz, nous nous attendons à une vitesse de balayage de fréquence proche de 5,10 GHz/s dans cette configuration (estimation précise calibrée à l'aide de la seconde méthode de mesure de vitesse de rampe décrite en section 3.3.2).

Note : en choisissant  $\Delta F = 0$ , la même boucle de verrouillage permet d'obtenir une fréquence laser stable, ce qui est nécessaire pour certains enregistrements de contrôle.

Note 2 : il est arrivé que PID1 accepte de se verrouiller (en apparence) avec le mauvais signe. On observe alors que le verrouillage ne se fait pas autour de la phase nulle, mais autour de la phase "de rebroussement"  $+\pi/-\pi$ . Pour éviter cette situation incontrôlée il faut prendre soin de déterminer a priori le signe attendu pour verrouiller la boucle de PID1.

### 3.3 Mesure de la vitesse de rampe en fréquence

L'objectif de cette partie du montage est d'obtenir une estimation précise de la vitesse de balayage, suffisamment précise pour calculer la Différence de Chemin Optique (DCO) avec une précision de 2 mm. Pour remplir cette fonction, j'ai utilisé successivement deux méthodes de mesure développées ci-dessous.

#### 3.3.1 Méthode 1 : Battement avec un laser monomode modulé

La première approche implique de faire interférer notre laser Photodigm balayé en fréquence avec un laser monomode à fréquence fixe (Fig.3.13) : la diode laser RIO Orion déjà évoquée dans la section 3.1.2.4. On peut alors exploiter le moment où la fréquence de battement se trouve passer à zéro, comme illustré sur la Fig.3.14. Dans notre cas le passage à zéro de la fréquence n'est observable que dans une bande passante limitée par nos instruments de mesure (250 MHz autour des zéros de la fréquence de battement).

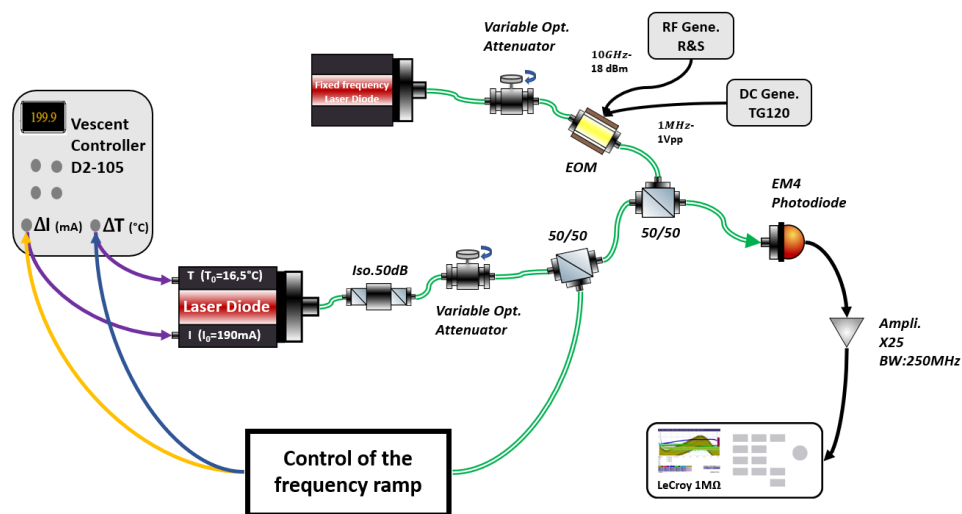


FIGURE 3.13 – Schéma expérimental de la première méthode de mesure de la vitesse de balayage de la fréquence optique

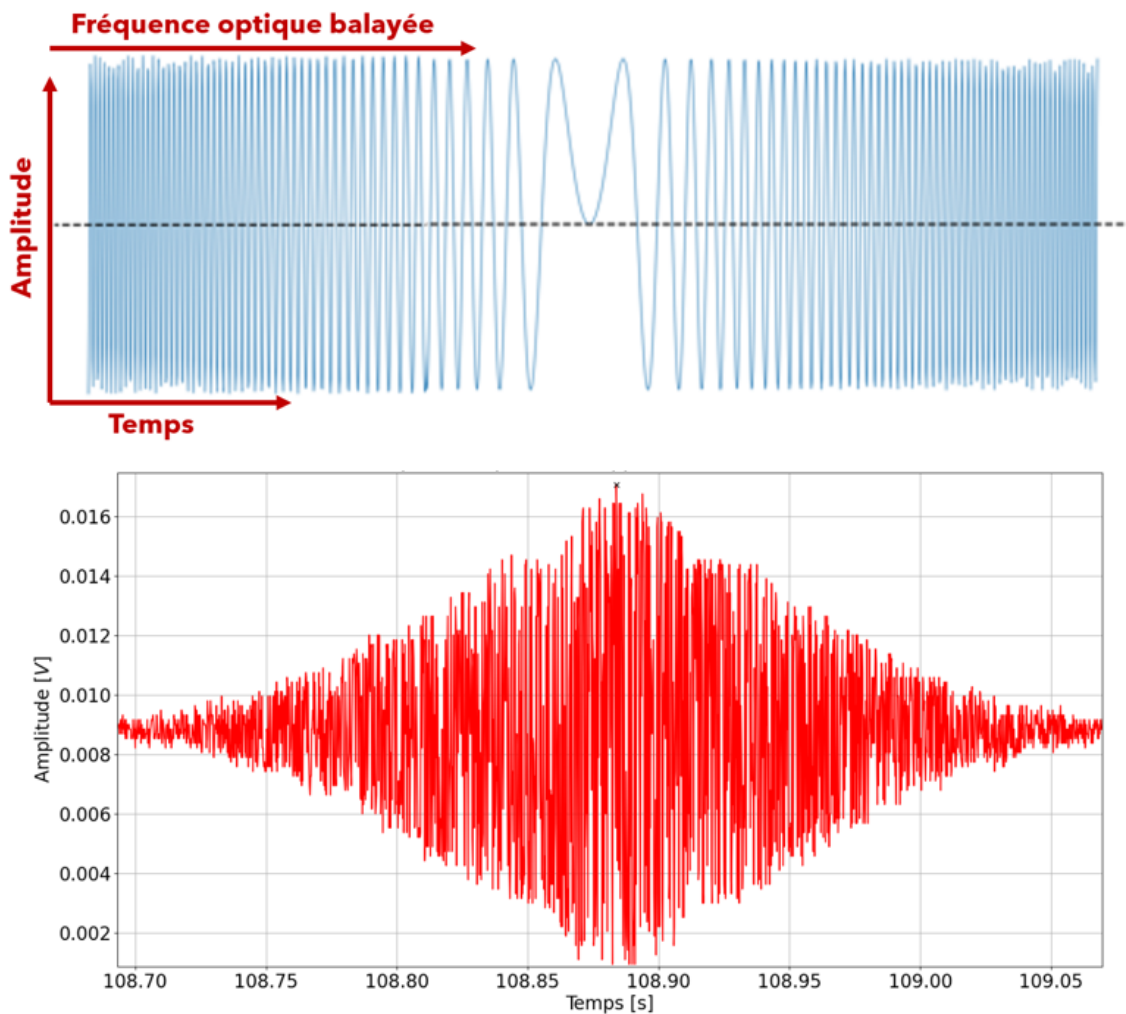


FIGURE 3.14 – (Haut) Simulation du signal de battement entre un laser à fréquence fixe et un laser balayé linéairement en fréquence. La bande passante de détection est supposée infinie. Le tracé est centré sur le moment où la fréquence de battement s’annule. (Bas) Signal de battement réel entaché des fluctuations de fréquence du laser stable, et des écarts de fréquence du laser balayé par rapport à un balayage parfaitement linéaire. La bande passante de la détection est finie (350 MHz, dans les enregistrements de la Fig.3.15 la bande passante devient 250 MHz avec l’ajout d’un amplificateur  $\times 25$ ), si bien que le signal disparaît rapidement. Le passage à zero de la fréquence de battement n’est pas observable faute d’un échantillonnage suffisamment rapide du signal. En revanche la décroissance du signal liée à la bande passante finie de la détection est évidente.

Pour fournir une échelle précise de fréquence, qui, sans cela, serait absente, plutôt qu’un spectre monomode, on réalise un *spectre à trois modes*, avec des écarts entre modes parfaitement connus. Pour cela, le faisceau monomode est modulé en amplitude par un modulateur électro-optique (MEO ; le fonctionnement est décrit en **annexe A.1**) à une fréquence de 10 GHz, avec une précision bien meilleure que  $10^{-4}$ , puisqu’elle est obtenue d’un générateur Rohde & Schwarz SMF100A.

Lors d'un balayage en fréquence du laser Photodigm, le signal de battement observé sur un oscilloscope présente trois motifs successifs, correspondant à celui observable sur la Fig.3.14 bas, liés aux passages de la fréquence du laser balayé à la fréquence du laser RIO Orion et aux positions des modes latéraux créés par le modulateur électrooptique à + et - 10 GHz de la fréquence de ce dernier.

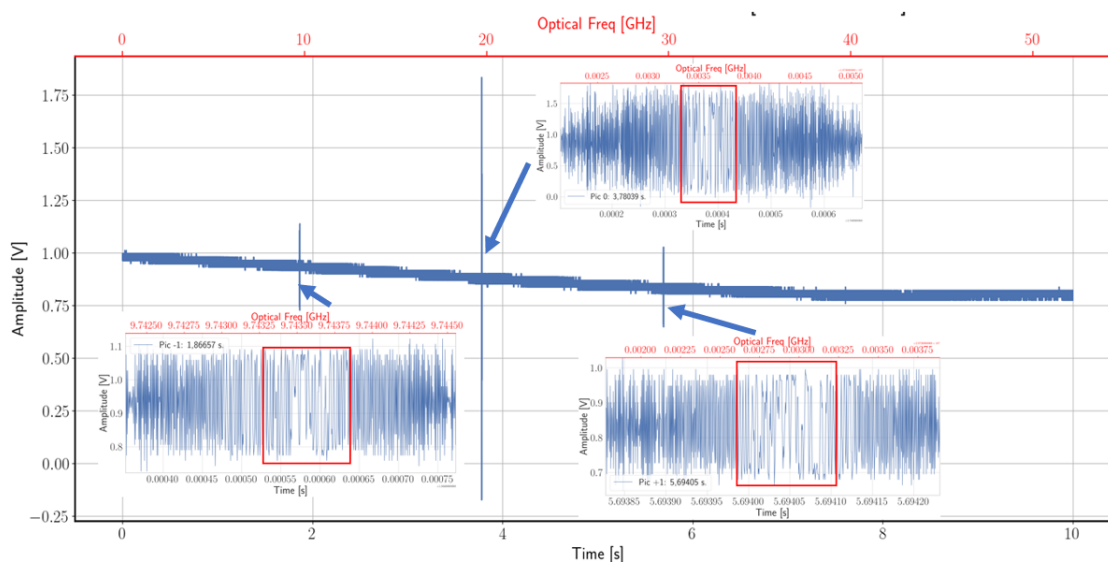


FIGURE 3.15 – Signal de battement entre le laser Orion et le laser Photodigm balayé en température (3 °C sur 10 s.) asservi en phase (§ 3.2; décalage de  $\Delta F=586$  Hz de la fréquence de démodulation : la vitesse de balayage est donc de 5,22 GHz/s) avec zoom d'environ 2 MHz de fréquence balayée sur les trois pics de modulation (pic principal et bandes latérales à +/- 10 GHz). Position temporelle du centre des pics de modulations Pic 0 (pic de battement avec le mode principal du faisceau) et Pics +/-1 (battement avec les bandes latérales à +/- 10 GHz) respectivement : 3,7804 s, 1,8666 s et 5,6941 s

Le but de cette expérience est de mesurer avec une assez bonne précision (meilleure que  $10^{-4}$ ) les écarts temporels des centres des pics de battement. Comme nous connaissons la différence de fréquence optique entre le pic central et ses bandes latérales (10,0 GHz) on peut réaliser simplement deux estimations de la vitesse de rampe en fréquence avec l'exemple donné sur la Fig.3.15 :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t_1} = 5,2252 \text{ GHz/s}$$

$$\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t_2} = 5,2255 \text{ GHz/s} \quad (3.5)$$

avec  $\Delta t_1 = \text{Pos}_0 - \text{Pos}_{-1} = 3,7804 \text{ s} - 1,8666 \text{ s} = 1,9138 \text{ s}$ ,  $\Delta t_2 = \text{Pos}_1 - \text{Pos}_0 = 5,6941 \text{ s} - 3,7804 \text{ s} = 1,9137 \text{ s}$ , pour  $\Delta\nu_{\text{opt}} = 10,0 \text{ GHz}$ .

Cette méthode nous permet certes d'obtenir deux estimations de la vitesse de rampe qui diffèrent de 0,3 MHz/s, soit  $6 \times 10^{-5}$ . Mais l'incertitude sur ces mesures est difficile à estimer, et le modulateur électro-optique est âgé (2006), et présente des dérives. Également,

sa bande passante n'est que de 3 GHz, ce qui explique la faible amplitude du signal sur les bandes latérales. Dans une étude plus systématique où les valeurs de vitesse de rampe en fréquence déterminées par cette méthode sont enregistrées au cours du temps, on remarque sur Fig.3.16 des variations diurnes de l'ordre de  $10^{-3}$  GHz/s. De même lorsque le point de fonctionnement DC du MEO atteint son niveau minimal (**annexe A.1**), la détermination de  $\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t_1}$  et de  $\frac{\Delta\nu_{\text{opt}}}{\Delta t_2}$  devient moins cohérente et moins fiable (écart entre les deux valeurs supérieures à  $5 \times 10^{-4}$  GHz/s au lieu des  $2 - 3 \times 10^{-4}$  GHz/s).

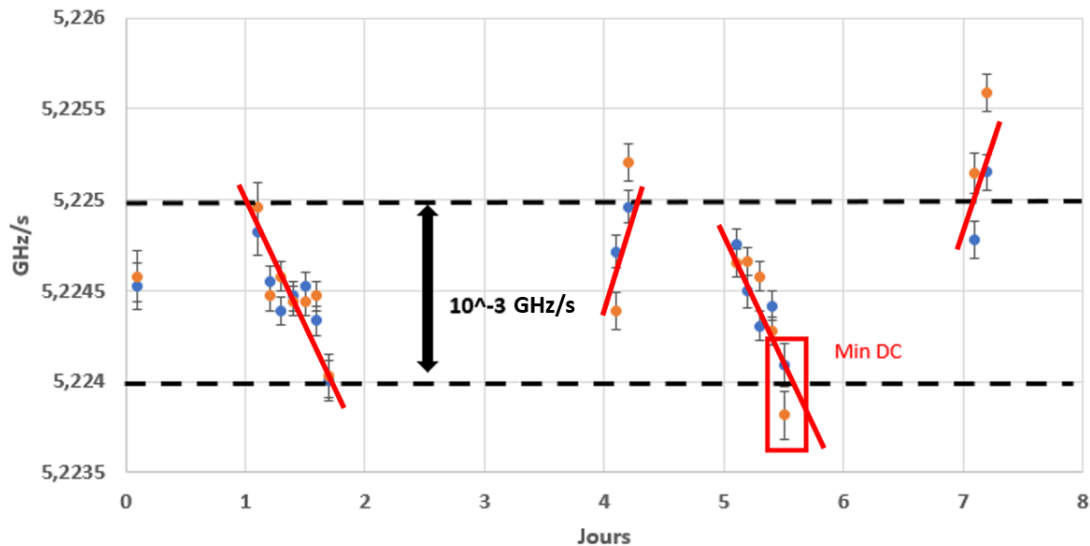


FIGURE 3.16 – Variations de la vitesse de rampe en fréquence sur plusieurs journées (déterminée à partir des intervalles Pic0-Pic-1 (interv. 1) et Pic1-Pic0 (interv. 2) par la méthode présentée sur Fig.3.15). Le MEO atteint son minimum de fonctionnement le 5ème jour (encadré rouge)

Ces variations pourraient être liées aux variations de température durant la journée (voir section 2.3.6) ou d'humidité, car il est connu que la gaine polymère de la fibre exerce une contrainte sur la fibre, qui en modifie l'indice effectif, et cette contrainte est généralement sensible à l'humidité. Nous n'avons pas approfondi notre recherche sur ce point <sup>3</sup>, mais par la suite nous nous sommes efforcés de protéger les fibres des interféromètres des variations d'humidité (emballage plastique) et de température (isolation) de façon à ralentir les évolutions environnementales et donc réduire l'importance de l'effet sur la vitesse de balayage.

### 3.3.2 Méthode 2 : Fréquence de battement avec un laser monomode

Pour la seconde méthode, je pars d'un schéma qui est voisin de celui de la Fig. 3.13, mais sans le modulateur électrooptique. Il consiste à enregistrer au cours du temps la fréquence

3. La mise en oeuvre d'un dispositif permettant de contrôler l'humidité de façon quantitative autour de la fibre de l'interféromètre est un travail significatif, et par ailleurs les temps de mise à l'équilibre peuvent être longs.

de battement entre la diode laser RIO Orion à fréquence fixe et la diode laser Photodigm balayée en fréquence Fig. 3.17. L'efficacité de cette méthode a notamment été démontrée par le SYRTE [56]. La mesure est réalisée à l'aide d'un fréquencesmètre Anritsu (modèle MF2414A) disponible au laboratoire. Nous avons d'emblée utilisé l'entrée haute fréquence (40 GHz) de l'appareil, interfacé par GPIB et contrôlé par un programme Excel sous Visual Basic.

Comme illustré dans la simulation Fig.3.14 haut, j'attends une dépendance (fréquence vs temps) en V (Fig.3.20), le passage à zéro se produisant lorsque les fréquences optiques des deux lasers sont égales (ce point correspond à une température de la diode laser Photodigm de  $T = 15,45 \text{ }^\circ\text{C}$ , comme indiqué précédemment). En soustrayant ensuite les ajustements linéaires de ces mesures, nous déduisons la valeur de la vitesse de balayage. À cette fin, nous avons utilisé une valeur de 23,20 Hz pour le décalage de fréquence du démodulateur du contrôle de fréquence du laser Photodigm (§ 3.2) afin d'obtenir un balayage de fréquence de 204,7 MHz/s.

La photodiode est un élément important du montage. C'est une photodiode InGaAs EM4 du modèle EM169-03, utilisée auparavant pour de l'interférométrie hétérodyne à 20 GHz. Elle est basée sur un chip Microsemi LX3050, 12,5 Gb/s mais dont le signal reste exploitable à des fréquences plus élevées. EM4 la conditionne dans un packaging fibré SMF28, avec une circuiterie lui donnant une bande passante de 20 GHz. Elle a été utilisée à des fréquences de plus de 30 GHz, mais elle n'est plus vraiment  $50 \Omega$  au delà de 15 GHz.

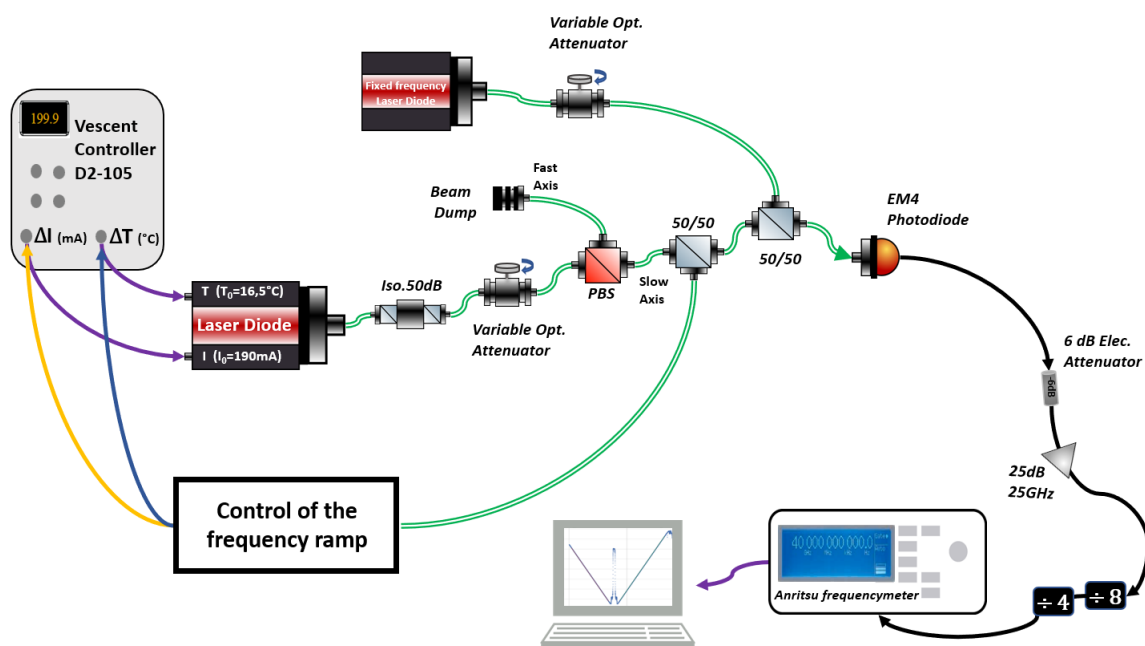


FIGURE 3.17 – Schéma expérimental de la deuxième méthode utilisée pour mesurer la vitesse de rampe en fréquence

L'amplificateur (HP 83017A, toujours vendu sous la référence Keysight 83017A) a plus d'une vingtaine d'années, et n'est probablement plus nominal. Le signal mesuré en sortie de cet amplificateur est d'amplitude très variable en fonction de la fréquence, et cela limite no-

tablement la plage de fréquences sur laquelle, sans cela, les diviseurs seraient en conditions nominales.

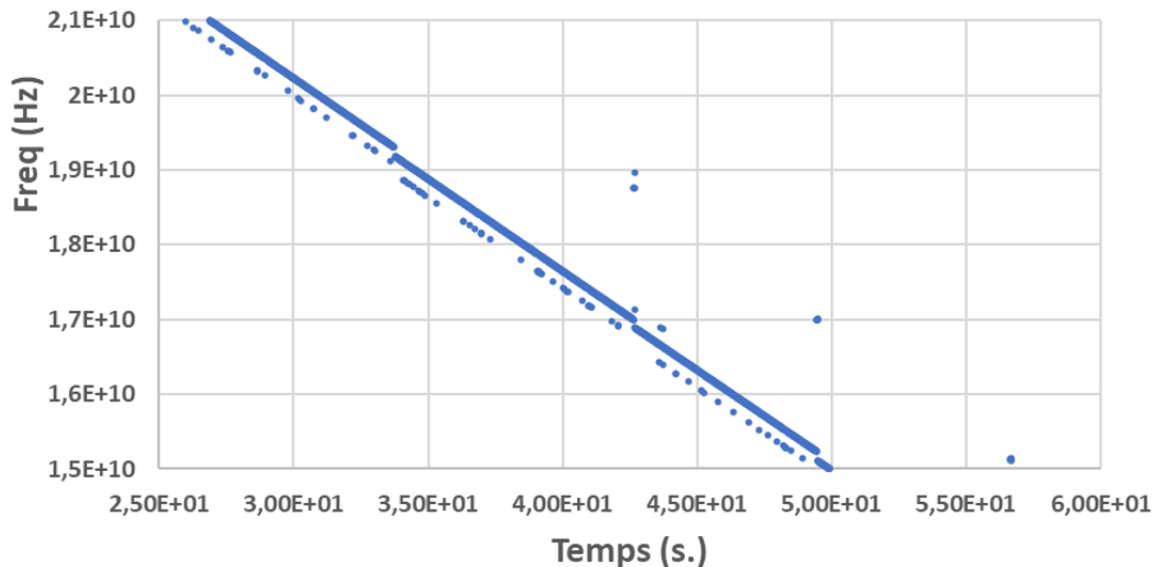


FIGURE 3.18 – Problèmes observés lors de l'enregistrement de la fréquence de battement entre le laser Orion et le laser Photodigm sur l'entrée haute fréquence du fréquencemètre Anritsu.

Tout d'abord, j'ai rapidement constaté que l'entrée haute fréquence de notre fréquencemètre (gamme 40 GHz) ne fonctionnait pas correctement <sup>4</sup> (cf. Fig.3.18). J'ai donc dû basculer vers l'entrée basse fréquence de ce dernier, dont la bande passante n'est que de 1 GHz.

Afin de ne pas être limité à une plage de +/-1 GHz sur la fréquence de battement, j'ai ajouté deux diviseurs de fréquence, l'un de facteur 4 <sup>5</sup> et l'autre de facteur 8 <sup>6</sup>, comme illustré dans la Fig.3.17. Cela m'a finalement permis d'enregistrer un intervalle de 2 à 15 GHz de chaque côté de la fréquence nulle. La mesure des fréquences plus élevées n'aboutissait pas correctement, notamment à cause des effets de saturation et des limitations de bande passante dans la photodiode EM4, et l'amplificateur HF : les diviseurs de fréquence, en revanche, ne semblaient pas impliqués. Il est à noter que la limitation basse fréquence est liée à la "zone aveugle" à basse fréquence des diviseurs de fréquence, ce qui explique le décrochage au centre du motif en V dans la Fig.3.20.

Le deuxième problème identifié était que les abscisses temporelles transmises par le fréquencemètre et enregistrées par l'interface Excel (cf. Fig.3.19 gauche) n'étaient pas linéaires avec le temps, présentant des écarts temporels variables, de typiquement 0,2 ms. Ces écarts étaient à l'évidence corrélés avec les écarts observés sur la valeur de la fréquence, par rap-

4. Le problème ne se manifeste que lorsque l'appareil doit mesurer une fréquence balayée, comme c'est le cas pour nos signaux. Cela rend difficile la caractérisation et la compréhension du problème. Il n'est d'ailleurs pas certain qu'acheter le même appareil neuf aurait résolu le problème. On note tout de même que cet appareil et l'amplificateur HP83017 sont tous deux des achats de seconde main antérieurs à 2010.

5. modèle HMC493-LP3 de chez Analog Devices, plage de fréquence [0,2-18] GHz [57]

6. modèle HMC434 de chez Analog Devices, plage de fréquence [0,2-8] GHz [58]

port à la linéarité. J'ai décidé de remplacer les valeurs de temps bruitées par une loi linéaire et le tracé (Fig.3.19 droite, tracé vert) montre un comportement de l'écart de fréquence bien plus régulier. Les graphes ci-dessous utilisent cet axe temporel corrigé.

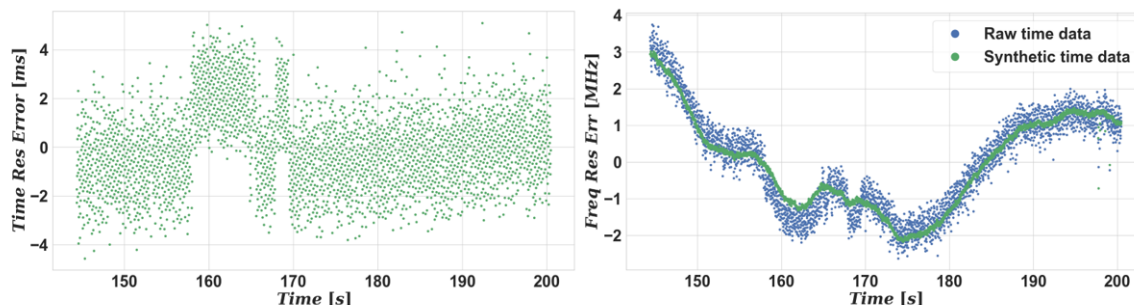


FIGURE 3.19 – (Gauche) Erreur résiduelle entre les abscisses temporelles transmises par le fréquencemètre et un ajustement linéaire de ces données. (Droite) Exemple d'erreur résiduelle entre un enregistrement de la fréquence de battement entre le laser Orion et le laser Photodigm balayé en fréquence et un ajustement linéaire déterminé (bleu). Les données vertes sont obtenues en n'utilisant pas les données temporelles transmises, mais des données temporelles reconstituées en supposant que les mesures sont faites avec un pas temporel constant

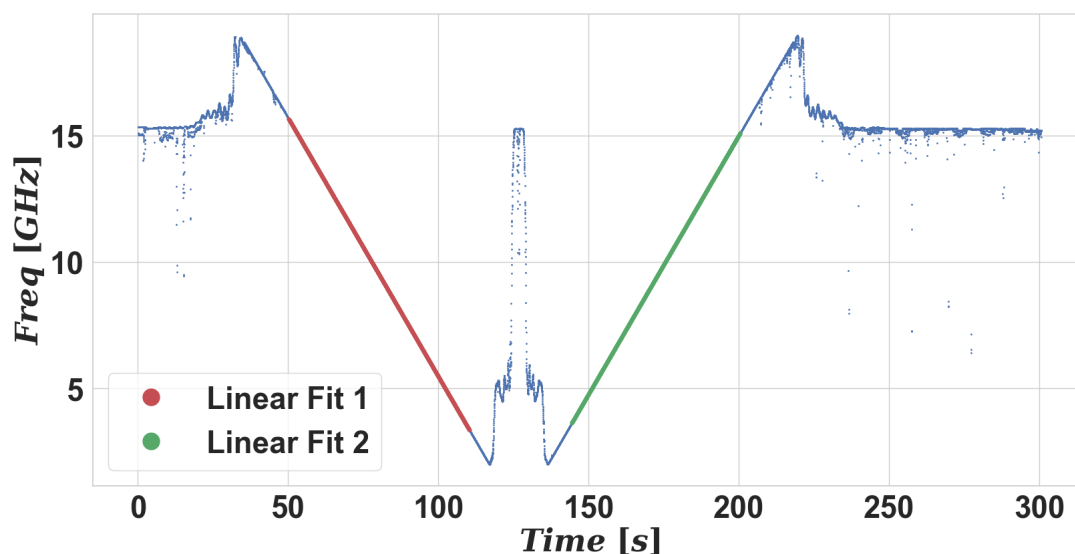


FIGURE 3.20 – Fréquence du signal de battement entre la diode laser monomode de fréquence fixe de référence (diode laser RIO Orion à 1 064,5 nm) et la diode laser Photodigm balayée en fréquence; le saut à basse fréquence est lié à la zone aveugle des diviseurs. Le décalage de fréquence utilisé pour la démodulation de l'interféromètre hétérodyne Mach-Zehnder fibré est de 23,20 Hz pour un déséquilibre de 23 m.

Après avoir résolu ces différentes problématiques, nous avons pu obtenir la Fig.3.20 où la zone  $[-15 \text{ GHz}.. +15 \text{ GHz}]$  du balayage est tout-à-fait exploitable. Les ajustements dans

la Fig.3.21 révèlent une rampe de fréquence linéaire, avec des résidus de  $\pm$  un ou quelques mégahertz ( $RMS = 1,2$  MHz ce qui donne des variations de  $4 \times 10^{-5}$  en fractionnaire ; plus de détails en A.5). Ces résidus sont potentiellement influencés par la stabilité du laser de référence durant les balayages.

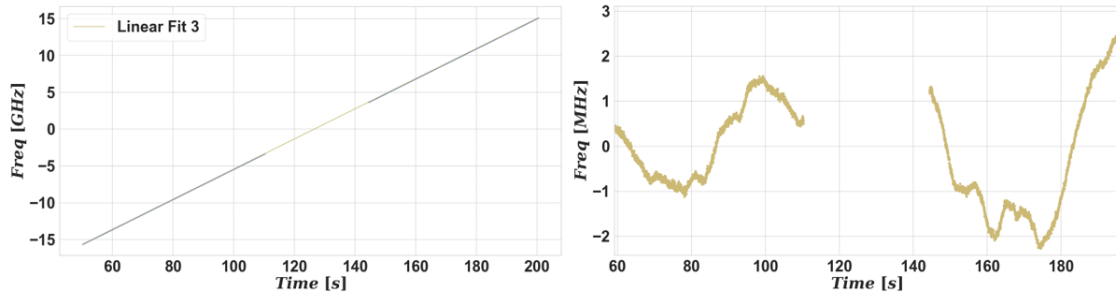


FIGURE 3.21 – (Gauche) Ajustement linéaire (en jaune) des données de fréquence dépliées qui démontre une dépendance temporelle linéaire de la fréquence du laser balayé :  $F_{batt} = 0,2047579 \cdot t - 25,9332$ . (Droite) : les résidus de l’ajustement linéaire. Le décalage de fréquence utilisé pour la démodulation de l’interféromètre hétérodyne Mach-Zehnder fibré est de 23,20 Hz Le déséquilibre des longueurs de bras est de 23 m.

Cette méthode, réalisée un an après celle présentée en section précédente, permet d’établir le rapport entre le décalage de fréquence  $\Delta F$  et la vitesse de balayage en fréquence optique : Au cours de cette période, j’ai changé la fibre de 25 mètres de l’interféromètre Mach-Zehnder de la boucle d’asservissement, comme mentionné en section 3.2. Je vais donc pouvoir obtenir deux estimations de cette calibration : une avec l’ancienne fibre, de type bowtie ([59]), pour comparaison, et une avec la nouvelle fibre utilisée pour les mesures présentées dans cette thèse. La première estimation avec la fibre « bowtie » donne une vitesse de rampe ( $\Delta\nu_{opt}/\Delta t$ ) = 207,132 MHz/s. Proportionnellement, avec le décalage  $\Delta F = 586$  Hz utilisé pour les enregistrements par la première méthode (§ 3.3.1), nous obtenons :

$$\frac{\Delta\nu_{opt}}{\Delta t}(\text{bowtie}) = 5,2318 \text{ GHz/s} \quad (3.6)$$

Cette valeur est légèrement supérieure ( $\sim 0,15\%$ ) à celle déterminée un an auparavant dans l’éq.3.5 avec la première méthode (§3.3.1).

Suite au remplacement de la fibre bowtie de 25m dans l’interféromètre Mach-Zehnder de la boucle d’asservissement du laser (Fig.3.11) par une fibre de 25 m PM980 classique, la DCO a été modifiée. La vitesse de balayage étant proportionnelle avec la DCO de cet interféromètre (éq. 3.4), on trouve donc à présent, pour un même décalage  $\Delta F = 23,200$  Hz, une vitesse de rampe plus lente égale à 204,758 MHz/s (soit une différence de DCO d’1% avec l’ancien montage). Cela nous donne un facteur de conversion entre la vitesse de balayage et le décalage de fréquence imposé sur la démodulation Zurich  $\Delta F$  : **(8,8258 MHz/s)/Hz**. Ce facteur est ensuite utilisé pour calculer la vitesse de balayage de fréquence lors des divers enregistrements présentés dans cette thèse (résultats §5).

### 3.4 Calibrateur de la rampe de fréquence

Le contrôle de la qualité de la rampe de fréquence optique, s'il peut être réalisé en temps réel, revêt une importance capitale. Cet objectif est assuré par l'interféromètre "Calibrateur", qui est constitué d'une simple fibre formant un anneau (tel qu'illustré dans la Fig.3.22) équipé d'un atténuateur optique de 5 dB dans la boucle.

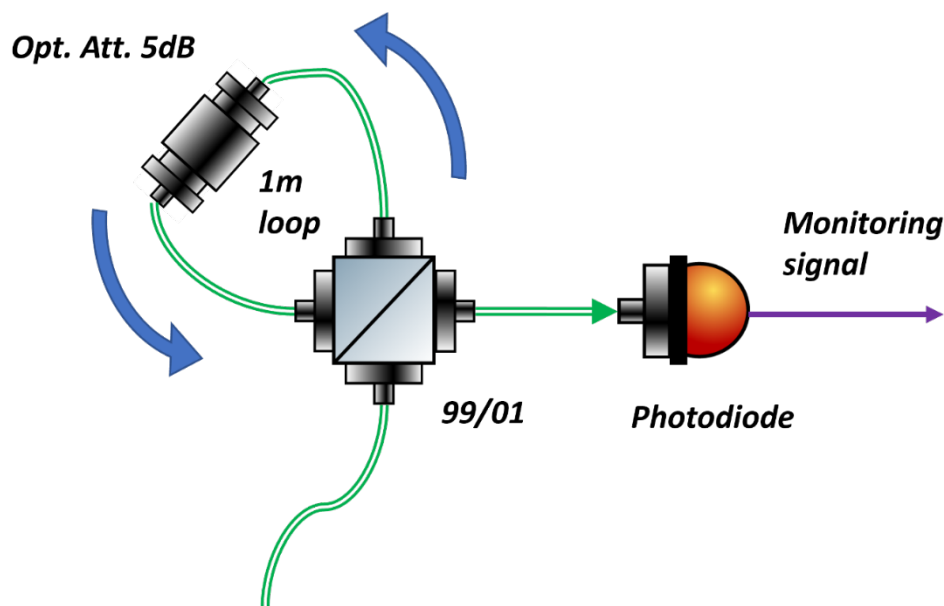


FIGURE 3.22 – Dessin de l'interféromètre fibré pour le contrôle en temps réel des rampes de fréquence

L'interféromètre en anneau est obtenu de façon très simple à l'aide d'un coupleur fibre 99%/1% dont on referme le brin 1% sur la deuxième entrée. Le faisceau atteignant le photorécepteur contient une contribution ayant parcouru la boucle de 1 mètre, avec une puissance fractionnaire résultant des 5 dB d'atténuation dans la boucle et du carré du facteur de couplage, soit  $\sim 0,3 \times (1\%)^2$ .

On attend donc que l'amplitude fractionnaire du premier pic soit de  $2 \times \sqrt{3 \times 10^{-5}} \approx 1,1 \times 10^{-2}$ . Cette valeur est approximativement respectée ( $1,04 \times 10^{-2}$ ) avec le premier pic observé sur le spectre de la Fig.3.23 obtenu par transformée de Fourier d'un enregistrement typique du signal du photorécepteur de la Fig.3.22. La vitesse de rampe étant de 5, 10 GHz/s, et la longueur de la boucle 1 m, la position (23,61 Hz) du premier pic est proche de la valeur attendue (24,66 Hz,  $\approx 6$  cm de différence). Les autres pics sont attendus également, correspondant au faisceau parcourant plusieurs fois la boucle, avec une atténuation en puissance de 1/5,22 [1/3,16 attendus pour une atténuation 5 dB] à chaque nouveau parcours de la boucle.

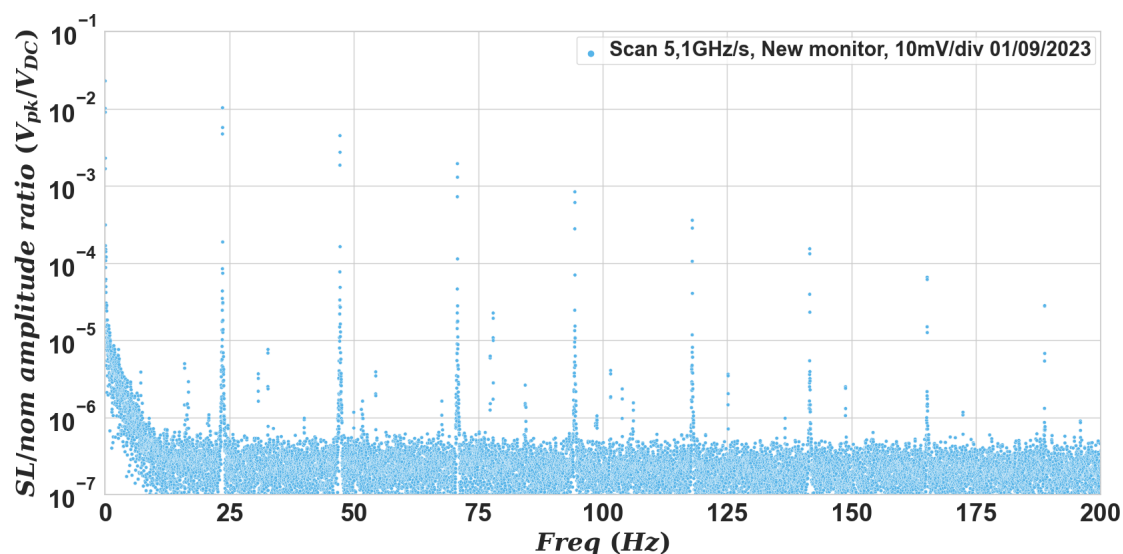


FIGURE 3.23 – Spectre typique du calibrateur de la rampe de fréquence optique, amplitude fractionnaire lumière parasite/nominal en fonction de la fréquence de Fourier lors d'un balayage de 5,10 GHz/s

C'est au § 5.1 qu'une étude complète sera dédiée aux spectres du calibrateur et à leur exploitation, et qui montrera les multiples informations qu'on peut en tirer, s'il est d'abord, enregistré, en même temps qu'une détermination (cf § 3.3.2) précise de la vitesse de rampe, et archivé, puis, pendant une campagne de mesures de lumière parasite sur un système optique à tester, enregistré simultanément aux signaux du système.

On verra notamment au § 5.1 que le calibrateur permet entre autres de contrôler la qualité (linéarité, ...) et la reproductibilité des balayages en fréquence du laser. Mais il faut également mentionner dès ici les précautions à mettre en œuvre si on veut utiliser l'interféromètre du calibrateur pour mesurer l'effet, sur la vitesse de balayage, des variations de la température ou de l'humidité ambiante autour de l'interféromètre Mach Zehnder du contrôle de fréquence optique. En effet les deux interféromètres sont réalisés avec la même fibre (PM 980), et le calibrateur ne pourra détecter les effets environnementaux s'il est lui-même soumis aux mêmes variations environnementales. Il faudra donc que le calibrateur soit à l'abri des variations d'humidité ambiante, et soit à température stabilisée, ou a minima à température connue.

Note : Nous avons mis en place une première version de ce montage appelée « Calibrateur 50/40 » où le séparateur était 50/50 et l'atténuation dans la boucle était de 40 dB. Certains de ces résultats seront également présentés en section 5.1. Le choix s'est finalement porté sur les valeurs 99% / 1% et 5 dB afin d'optimiser l'amplitude et le nombre des pics du spectre de calibration dans la bande de fréquence utile [0 Hz-200 Hz].

### 3.5 Acquisition et traitement de données

Pour l'acquisition des données de tous les signaux photoélectriques, nous avons d'abord utilisé deux oscilloscopes disponibles au laboratoire (Rohde & Schwarz RTE 1034 et LeCroy Wave Runner). Mais, comme la plupart des oscilloscopes, leur ventilateur génère des bruits acoustiques qui perturbent le montage (excitation mécanique de modes de vibration du montage « simulateur MOSA », perturbations photoélastiques sur les parties fibrées du montage), avec des conséquences notoires sur les signaux du simulateur MOSA (**section 2.3.3**) ou sur les signaux d'asservissement du contrôle de fréquence laser. La décision a donc été prise de passer à un des « oscilloscopes sur PC » reliés par USB à un ordinateur qui recueille les données enregistrées. Picotech ([60]) propose une gamme d'appareils sans ventilateur et très peu encombrants. Ils peuvent être posés sur la table d'un interféromètre sans le perturber, l'ordinateur, lui, étant à distance, au bout d'un câble de 5 mètres (nous n'avons pas tenté des câbles plus longs). Le Picoscope 4444 ([61]) a semblé être un bon choix :

- Oscilloscope 4 canaux, 12 bits.
- Des canaux d'entrée simples ou différentiels (avec un rapport de réjection > 60 dB).
- les enregistrements m'ont permis d'atteindre un plancher d'amplitude fractionnaire de  $10^{-7}$  (Fig.3.25) à condition de travailler en couplage AC (coupure à 1 Hz) ce qui permet de bénéficier de meilleures sensibilités.
- On peut utiliser plusieurs Picoscopes simultanément (les résultats présentés au § 5.3 (ZIFO) sont des enregistrements avec 5 Picoscopes) et les déclencher avec un même signal.
- Permet, depuis l'interface utilisateur, de calculer facilement le rapport entre 2 canaux pour éliminer le bruit (par exemple, le bruit de puissance du laser) par normalisation.
- Peut éliminer le repliement spectral en utilisant un filtre passe-bas analogique intégré de 100 kHz.



FIGURE 3.24 – Photo du Picoscope 4444 et de sa connectique de base

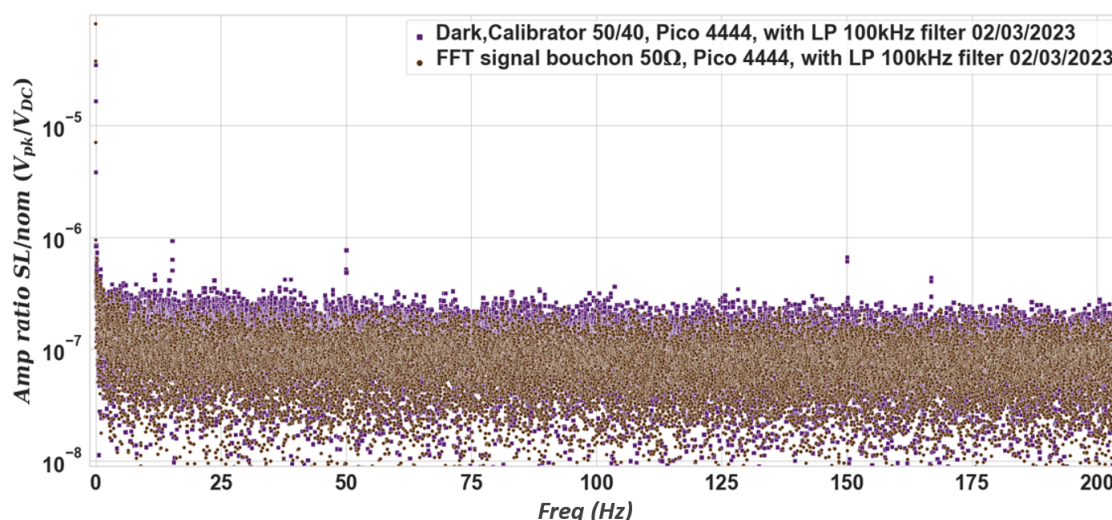


FIGURE 3.25 – Spectre de Fourier d'un enregistrement du signal d'obscurité "Dark" du photorécepteur du Calibrateur 50/40 (violette, version initiale du Calibrateur présenté en section 3.4) et plancher de mesure du Picoscope 4444 (marron) avec une sensibilité de 20 mV/div (200 mV d'intervalle de mesure)

Il est à noter qu'un intérêt de la gamme Picoscope est qu'immédiatement après l'enregistrement des signaux, l'interface utilisateur permet un premier affichage des transformées de Fourier, ce qui est particulièrement utile afin de vérifier l'absence de problème majeur sur une prise de données, avant même le transfert vers l'ordinateur. A cet instrument, je vais ajouter des filtres analogiques passe-haut 7 MHz pour ne garder que la composante AC des signaux et ainsi ajuster au mieux la sensibilité sur les voies du Picoscope (typiquement autour de 20 mV/div). Les niveaux continus (DC) seront récupérés manuellement à l'aide d'un multimètre<sup>7</sup>.

Après transfert et enregistrement des signaux sur l'ordinateur (environ 10s pour 1 signal de 1 M données, 200 s pour 20 signaux), je calcule la transformée de Fourier rapide (FFT) en utilisant un code Python (plus de détails en **annexe A.3**). J'utilise une fenêtre de Hann ([62]) à cette FFT parce qu'un des besoins dans l'exploitation des enregistrements est de résoudre au mieux les différents pics de la transformée de Fourier. On veut identifier séparément les différentes contributions à la lumière parasite, même lorsqu'elles apparaissent à des fréquences proches, et qu'une contribution est petite devant l'autre : le risque est que la petite contribution soit "noyée" dans l'aile de la grande contribution.

Pour le moment, nous dépouillons les différents spectres individuellement pour détecter d'éventuels problèmes en utilisant les différentes mesures à notre disposition (dark, no scan,...) comme mentionné en **section 2.2**. Mais par la suite nous devons mettre en place une méthode automatique pour supprimer des spectres tous les pics qui ne sont pas liés à de la lumière parasite.

7. Nous verrons au §5.1.2.2 que le fait de mesurer le niveau DC par une méthode, et le signal AC d'une autre façon peut laisser un doute sur la qualité de l'amplitude fractionnaire qu'on obtient en divisant la transformée de Fourier par le niveau DC. Le mieux reste bien sûr d'avoir une acquisition de données sur 16 bits, afin de réaliser simultanément l'acquisition des parties AC et DC du signal.

**Note :** Le Picoscope et son interface utilisateur présentent de nombreux atouts au stade actuel du travail sur l'instrumentation SL-OGSE. Il se peut que pour la version automatisée les Picoscopes 4444 soient remplacés par une carte d'acquisition qui prendrait nettement moins de place.

**Note 2 :** La phase de la transformée de Fourier s'obtient par des procédures analogues. Pour le moment nous n'exploitons pas la phase de la transformée de Fourier des mesures SL-OGSE, mais c'est tout à fait possible, si le besoin apparaît, par exemple, de connaître la différence de phase optique de la lumière parasite renvoyée sur les différents segments d'une photodiode à quadrant.

# Chapitre 4

## Systemes optiques testés par le prototype

Dans ce chapitre, je vais décrire les deux systèmes optiques complexes sur lesquels j'ai pu tester le prototype SL-OGSE. Le premier, le « simulateur MOSA », est un système en espace libre très simplifié où je contrôle la présence de lumière pour caractériser les performances du prototype. Le second, le ZIFO (Zerodur InterFerOmeter), est un banc beaucoup plus complexe (36 signaux et 3 interféromètres) qui m'a permis de tester le prototype dans des conditions proches et avec une complexité représentative du MOSA.

### 4.1 Simulateur de système optique avec contributions de lumière parasite

J'ai mis en place un banc optique compact baptisé "simulateur MOSA", où nous contrôlons la présence de lumière parasite. Ce dispositif répond, par un système simple ne comportant que quelques optiques minimales, au besoin de réaliser de premiers tests des fonctionnalités du prototype SL-OGSE, de réaliser une première caractérisation des performances : plancher de bruit, résolution, zone aveugle, etc. Le simulateur comprend pour l'essentiel un injecteur fibré, un photorécepteur et de quoi créer de la lumière parasite, dans un premier temps de type faisceau parasite, puis de type lumière diffusée.

Le faisceau laser balayé en fréquence est injecté sur le banc simulateur MOSA via un collimateur fibré vers une photodiode. Ce faisceau direct, en bleu clair sur la Fig.4.1 sera considéré comme le faisceau nominal, avec une puissance proche de 1 mW. L'amplitude optique correspondante atteignant la photodiode par le trajet direct sera considérée comme l'amplitude optique nominale.

Faisceau parasite : En introduisant des réflexions (avec un facteur de réflexion  $R$  d'environ 4 %) sur une lame prismatique en silice, nous générons un faisceau (en vert sur Fig.4.1) que nous considérerons comme parasite, dirigé vers le miroir M1, puis, après réflexion sur M1, vers le miroir M2 (Fig.4.1 ci-dessous). Ces miroirs sont alignés de manière à ce que

les faisceaux "parasites" se recombinent finalement avec le faisceau "nominal", avant leur détection par la photodiode.

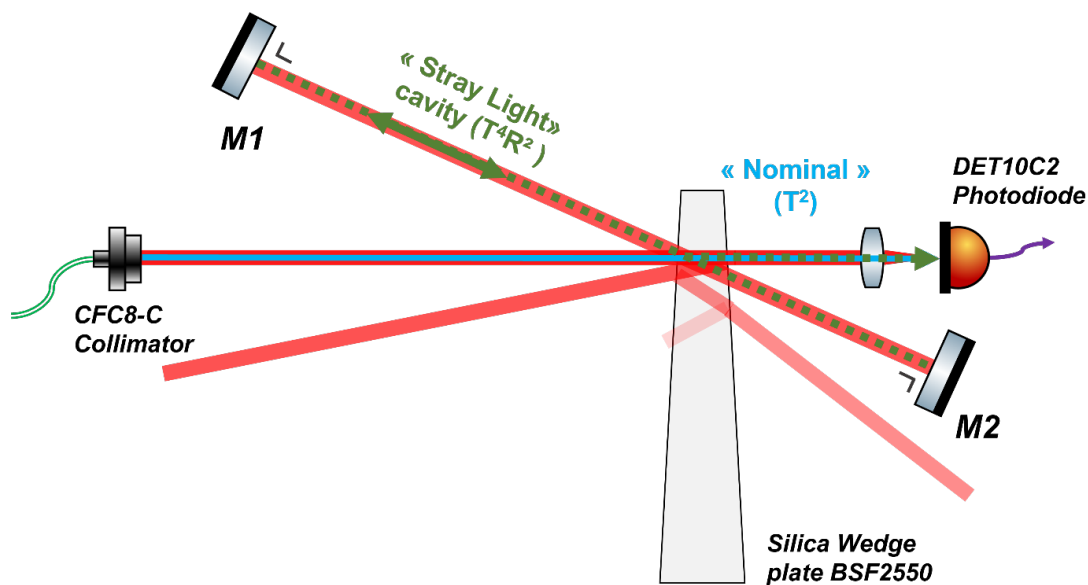


FIGURE 4.1 – Schéma du système testé appelé "simulateur MOSA" sur lequel des enregistrements préliminaires de type mesures de lumière parasite sont effectués. L'alignement est tel que le faisceau réfléchi sur la face avant de la lame prismatique en silice BSF2550 sont (après réflexions sur les miroirs M1 et M2) recombinaés avec le faisceau ("nominal"), en bleu clair, qui atteint directement la photodiode depuis le collimateur.

Les miroirs M1 et M2 forment en fait une cavité d'environ 1,4 mètre de longueur totale. Par conséquent, outre le signal associé à d'interférence créés par la combinaison "simple" fantôme+ du faisceau nominal et du premier faisceau parasite, des "échos" d'ordre supérieur doivent apparaître. Ces échos successifs se manifesteront à des fréquences de Fourier croissantes, correspondant à des différences de chemin optique (DCO) qui sont des multiples entiers de 1,4 m. Ces échos donneront, après transformée de Fourier, des pics d'amplitude de plus en plus faibles, du fait de leur atténuation progressive. Pour discerner les pics attribués aux différents processus d'interférence dans le spectre, un masque peut être placé entre les miroirs M1 et M2. Les différentes contributions de lumière parasite vont également interférer entre elles mais ne seront qu'une "généralisation" des échos (les termes croisés vont se retrouver aux même fréquences que les échos de la cavité). Les termes croisés ne devraient donc pas ajouter de pics supplémentaires dans les spectres. Ceci sera vrai aussi lorsqu'on considère une cavité en anneau, cf §3.4 (calibrateur).

Lumière diffusée : Afin de simuler une contribution de lumière parasite diffusée dans le cadre de l'installation décrite à la Fig.4.1, je dispose un échantillon de papier blanc devant le miroir M1. Par la suite, le faisceau réfléchi par la cale lame prismatique subira une diffusion sur la surface du papier blanc, qu'on peut en première approximation considérer comme un diffuseur lambertien. De toute cette lumière diffusée, seule la partie qui est diffusée dans l'angle solide couplé au faisceau nominal contribuera à l'interférence observable.



FIGURE 4.2 – Photo du "simulateur de MOSA" (schéma Fig.4.1) avec le point trait-plan (planche verte) soutenant la table optique, la chambre à air et le diffuseur blanc placé devant le miroir M1, partiellement caché. Les miroirs sont rehaussés de rouge, la lame prismatique en vert, la lentille en bleu.

Les spectres des signaux en sortie de ce montage seront présentés dans la section 5.2. Cependant, avant cela, nous devons extraire les paramètres essentiels de la lumière parasite présente sur ce banc (amplitude fractionnaire et différence de chemin entre la lumière parasite et le signal nominal théoriques) afin de les comparer aux résultats SL-OGSE.

Note : Ce montage est très sensible aux bruits sismiques/acoustiques, notamment en raison des instabilités mécaniques des montures cf § 2.3.3. Afin d'en atténuer l'importance, la table taraudée repose par un contact point-trait-plan sur une planche en bois pressé elle-même posée sur une chambre à air. (cf. Fig.4.2)

#### 4.1.1 Détermination de l'amplitude optique fractionnaire théorique

Nous cherchons ici à établir les amplitudes optiques fractionnaires de lumière parasite sur le photorécepteur  $\varepsilon_{SL}$  est défini (cf section 2.1.1) comme le rapport entre l'amplitude optique de lumière parasite et l'amplitude optique de lumière nominale.

Dans un premier temps nous estimons la puissance nominale  $P_{nom} = T^2 \times 1 \text{ mW}$  pour la transmission directe en sortie du prisme, T étant le coefficient de transmission de la lame prismatique à chaque traversée du dioptre avant ou arrière. Comme le faisceau est à une incidence presque normale, j'approxime le facteur de réflexion par l'expression simple  $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 = 4 \%$ . J'approxime ici l'indice de la silice (1,4496) par 1,5.

Pour le faisceau réfléchi par la face avant (R), en ignorant les pertes à la réflexion sur les miroirs M1 et M2, il y a trois transmissions ( $T^3$ ), une réflexion vitreuse (R) et finalement une transmission (T). Donc la puissance de lumière parasite est  $P_{SL} = R^2 T^4 \times 1 \text{ mW}$ .

Donc l'amplitude optique fractionnaire attendue pour la contribution fondamentale du premier faisceau parasite est :

$$\varepsilon_{SL} = \sqrt{\frac{P_{SL}}{P_{nom}}} = RT = 3,84 \times 10^{-2} \quad (4.1)$$

Les échos, à chaque aller-retour dans la cavité, auront une perte supplémentaire en puissance  $T^4$ .

Pour le calcul de l'amplitude fractionnaire théorique dans le cas de la lumière parasite diffusée, je considère le papier blanc comme un diffuseur lambertien ([63]), et je calcule l'angle solide de la manière suivante [36] :

$$\Omega = \pi \left( \frac{\lambda}{\pi w_0} \right)^2$$

Avec  $\frac{\lambda}{\pi w_0}$  la demi-divergence du faisceau, et  $w_0 = 1$  mm le rayon du faisceau (collimateur CFC8-C [64]). Le coefficient de réflexion sur le papier blanc sera ici :

$$R_{\Omega} = BRDF \times \Omega = \pi \frac{\text{albedo}}{\pi} \left( \frac{\lambda}{\pi w_0} \right)^2 = 1,14 \times 10^{-7}$$

Avec la fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle (BRDF) étant égale à  $\frac{\text{albedo}}{\pi} = 0,318 \text{ sr}^{-1}$  pour un diffuseur lambertien. L'albédo est pris égal à 1 pour simplifier. L'amplitude optique fractionnaire nominale de la lumière parasite pour une contribution de la lumière diffusée par un papier blanc  $\varepsilon_{SL_{scat}}$  est :

$$\varepsilon_{SL_{scat}} = \sqrt{R_{\Omega}} \times \varepsilon_{SL} = 1,3 \times 10^{-5} \quad (4.2)$$

On voit bien que, dans cette configuration, il sera plus difficile de détecter une lumière parasite diffusée qu'un faisceau collimaté issu d'une réflexion vitreuse.

#### 4.1.2 Détermination de la différence de chemin optique théorique

Je dois maintenant déterminer la différence de chemin optique entre le chemin nominal du faisceau et le chemin parasite. Cette différence de chemin est la longueur optique parcourue lors d'un aller-retour dans la cavité formée par les miroirs M1-M2 (ou dans la « cavité » formée par le papier blanc et M2 dans le cas de la détection de lumière parasite diffusée). Pour ce faire, je dois suivre plusieurs étapes.

Tout d'abord, je mesure la trajectoire géométrique du trajet optique prévu entre M1 et M2 en utilisant un bras de mesure des coordonnées. Ce bras permet d'obtenir les données de position de divers composants, notamment les faces d'entrée et de sortie de la lame prismatique, les miroirs M1 et M2. Il est nécessaire également de connaître la position des iris positionnés le long du faisceau laser. Cette mesure est rendue nécessaire par la déviation prismatique induite par la lame de silice. À l'aide de ces coordonnées, je procède ensuite à la reconstruction du chemin optique en utilisant le logiciel de simulation FRED.

#### 4.1.2.1 Etape 1 : Mesures des positions et plans avec le bras de mesure

Dans cette étape, j'utilise un bras de métrologie Romer, modèle 2030 Sigma ([65]), pour mesurer les différents plans nécessaires à la reconstruction du banc en modèle 3D sur On-Shape. Ces mesures sont effectuées dans un système de coordonnées de référence. Nous établissons initialement les plans/droites de référence en touchant les quatre coins du banc pour créer le système de coordonnées.

Puis, pour reconstruire le trajet du faisceau, nous capturons les plans (au moins trois points de contact) des composants pertinents, dont les plans avant et arrière du prisme, les plans des miroirs M1 et M2, ainsi que les centres des montures des iris en sortie du collimateur et devant le miroir M1 .

La récupération des centres des iris est délicate en raison des incertitudes liées à la souplesse des lames des iris, nous optons donc pour la mesure des cercles des montures d'iris. Les données sont directement envoyées sur un ordinateur qui nous permet de voir les touchers en temps réel ce qui est utile pour apprécier les erreurs liées au toucher lorsque la mesure n'est pas parfaitement reproductible. Le bras Sigma montré sur Fig.4.3 a été opéré par un de nos collègues formé à utiliser ce type d'instruments.

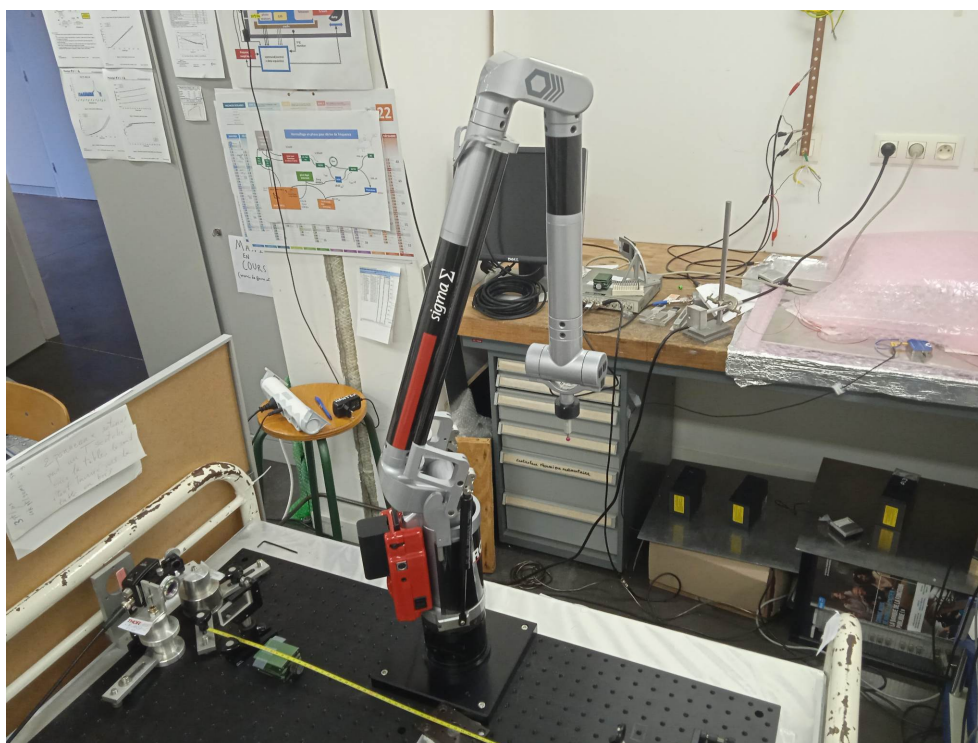


FIGURE 4.3 – Photo du "simulateur de MOSA" (schéma Fig.4.1) avec le bras de mesure

Note : Les touchers sont faits principalement avec une bille rubis de 3 mm de diamètre et on peut difficilement comparer des mesures point à point sur 2 jours différents car on réinitialise le système de coordonnées.

#### 4.1.2.2 Etape 2 : Modèle géométrique 3D du banc optique sur OnShape (CAO)

Une fois les points récupérés, nous pouvons construire le banc optique en 3D sur OnShape. Nous entamons maintenant la reconstruction du trajet du faisceau sur le banc en déterminant les coordonnées du point d'impact sur la face avant du prisme à l'aide des iris.

L'idée pour obtenir le point d'impact consiste à trouver l'intersection entre le plan de la face avant du prisme et la droite passant par le centre de l'Iris 1 (iris devant le collimateur) et le centre de l'Iris 2' (symétrique de l'Iris 2 devant le miroir M1 par rapport au plan de la face avant du prisme).

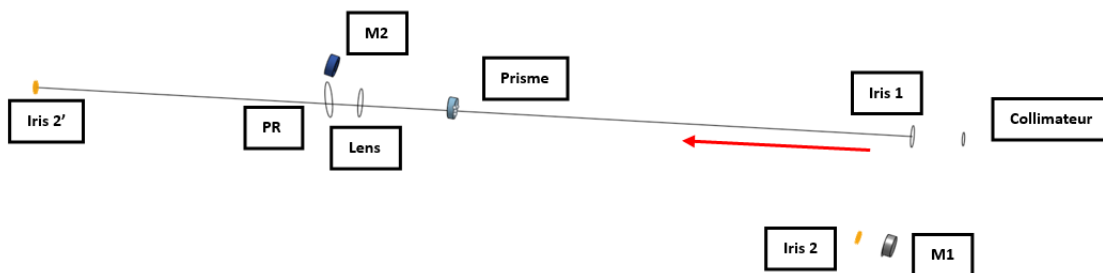


FIGURE 4.4 – Modèle géométrique 3D du " simulateur de MOSA" (Schéma Fig.4.1) sur OnShape. La droite tracée va de l'iris 1 (à la sortie du collimateur d'injection) à l'iris 2', image virtuelle de l'iris 2 dans la réflexion sur la face avant de la lame prismatique. La partie de cette droite située entre l'iris 1 et la lame prismatique représente le faisceau nominal. Au-delà de la lame prismatique, le faisceau s'écarte de cette droite, du fait de la déviation prismatique

Cette détermination est réalisée sur OnShape<sup>1</sup> ([66]), mais elle est également vérifiée par un code Python qui calcule le symétrique d'un point par rapport à un plan en 3D et le point d'intersection entre une droite et un plan en utilisant les formules en **annexe A.8**.

Note : On considère que le centre de chaque iris est exactement sur l'axe du tambour formé par le corps de l'iris. Cette petite erreur systématique sur la détermination des points d'impacts du faisceau sur les composants est au plus de 600  $\mu\text{m}$ .

#### 4.1.2.3 Etape 3 : Reconstruction du faisceau avec FRED

Enfin je peux reconstruire le passage de faisceau sur FRED ([17]) en modifiant les propriétés de certains composants pour pouvoir arrêter le faisceau et récupérer les coordonnées du point d'impact sur ces derniers. On fait partir un rayon source du centre de l'iris 1 vers la lame prismatique et vers le miroir M1 (la direction du vecteur est obtenue en exploitant les coordonnées du point d'impact déterminé grâce aux mesures avec le bras de métrologie).

1. OnShape est un logiciel payant en ligne gratuit pour les étudiants et plutôt simple d'accès avec beaucoup de tutoriels disponibles

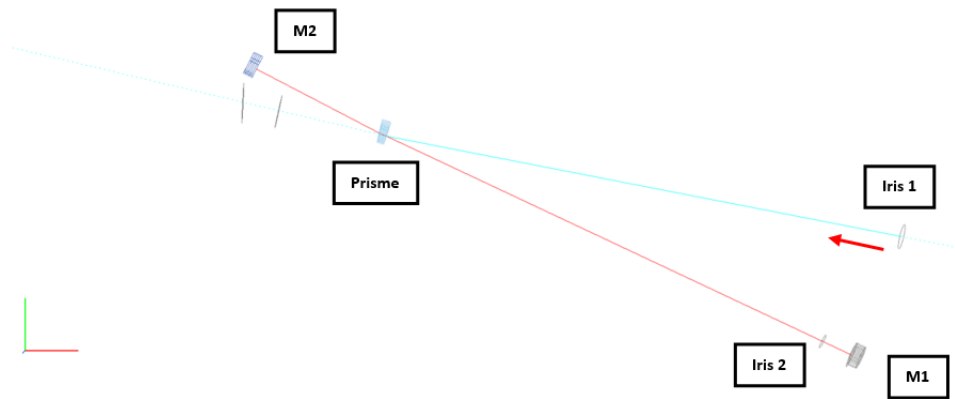


FIGURE 4.5 – Reconstruction de la trajectoire du faisceau sur le « simulateur de MOSA » en utilisant le modèle 3D (Fig.4.4)

TABLE 4.1 – Exemples de déterminations, sous FRED, de l’impact du faisceau sur différentes optiques

Coordonnées	M2	M1	Prisme : Face Avant (PA)	Prisme Face Arrière
X (mm)	-436,907	192,062	-330,565	-307,724
Y (mm)	8,502	-292,454	-61,563	-58,537
Z (mm)	-198,748	-204,509	-200,138	-200,084

TABLE 4.2 – Calcul des distances géométriques utiles sur le simulateur MOSA qui nous intéressent à partir du tableau 4.1

	M1-PA	PA-PR	PR-M2
Distances (mm)	544,069	7,772	145,548

#### 4.1.2.4 Etape 4 : Calcul de la différence de chemin optique théorique

La géométrie du banc est maintenant connue avec précision, ce qui permet le calcul de la DCO. Pour rappel la DCO attendue est 2x le trajet optique parcouru par le faisceau entre M1 et M2.

Muni des distances mesurées avec le bras, on peut calculer la DCO  $\Delta L_{\text{Tot}}$  comme ceci :

$$\Delta L_{\text{Tot}} = 2n_{\text{air}}([M1 - PA] + [PR - M2]) + 2n_{\text{SiO}_2}[PA - PR] = 1,4022 \text{ m} \quad (4.3)$$

avec les indices (provenant du site Ciddor [67])  $n_{\text{air}} = 1,000274$  et  $n_{\text{SiO}_2} = 1,449604$ .

En suivant la même méthodologie, si la position du miroir M1 est remplacée par celle du papier blanc (§5.2.1.2.2), la nouvelle différence de chemin optique attendue est 1,3792 m.

Note : On peut estimer une incertitude sur les touchers sous le dixième de mm.

Note 2 : Une difficulté lors des relevés dimensionnels est que la bille du bras de mesure, lors des touchers, peut déloger ou abîmer l'optique palpée. Le cas des iris (lames souples) a été évoqué. La lame prismatique, dont la géométrie rend difficile une fixation ferme, a parfois été déplacée, causant la perte de l'alignement des faisceaux. De façon générale, la méthodologie n'a été mise au point qu'après tâtonnements et l'ensemble de ce travail a pris du temps avec l'apprentissage des logiciels.

## 4.2 Interféromètre hétérodyne : le ZIFO

### 4.2.1 Description et but du montage

Le ZIFO (Zerodur InterFerOmeter) constitue un banc de démonstration représentatif des technologies à mettre en œuvre pour l'IDS (Interferometric Detection System) de la mission spatiale LISA. Composé de trois interféromètres hétérodynes sur Zerodur, implantés sur la partie centrale de la vue Fig.4.6, le ZIFO met en œuvre deux interféromètres hétérodynes déséquilibrés (représentés par les cercles violets sur Fig.4.7) et un à bras égaux (cercle vert sur Fig.4.7), obtenus en faisant interférer deux faisceaux (laser 1 et laser 2) de fréquences optiques différentes, provenant de deux sources laser différentes, laser 1 et laser 2. L'interféromètre à bras égaux est spécialement dédié à la mesure de phase de référence, tandis que les deux autres sont destinés aux mesures de l'impact environnemental, tel que les dilatations thermiques.

Le banc abrite huit QPRs (Quadrant PhotoReceivers), au moins deux par interféromètre de façon à permettre la détection équilibrée) et 4 SEPR (Single Element Photo Receiver), générant ainsi 36 signaux électriques devant être enregistrés simultanément. Il est également important de souligner que le fonctionnement des QPRs et SEPR diffère considérablement. Notamment, le signal d'obscurité des SEPR est de moins de 20 mV, et le signal augmente avec la puissance optique reçue, tandis que celui des QPRs est d'environ 1,8 V et le signal décroît avec la puissance reçue<sup>2</sup>.

---

2. Cette différence tient à ce que les QPRs répondent à un cahier des charges qui s'applique en tout premier lieu dans la bande allant de 5 à 25 MHz (fréquence des hétérodynages de LISA, cf § 1) avec des exigences strictes en termes de bruit et de fonction de transfert, alors que les SEPR ne répondent qu'à des exigences classiques, à des fréquences inférieures au MHz, pour lesquelles un amplificateur opérationnel classique convient

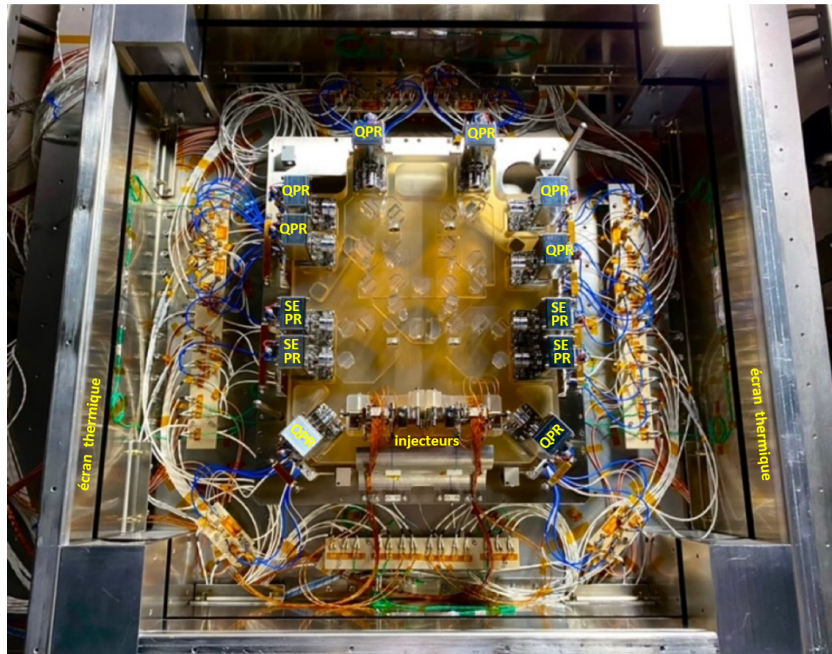


FIGURE 4.6 – Photo du banc ZIFO proche de sa réalisation finale, sans le capot de son écran thermique. Le banc Zerodur, reconnaissable à sa couleur jaunâtre, occupe la partie centrale. « QPR » et « SEPR » indiquent les photorécepteurs (à quadrant, et mono-éléments, respectivement)

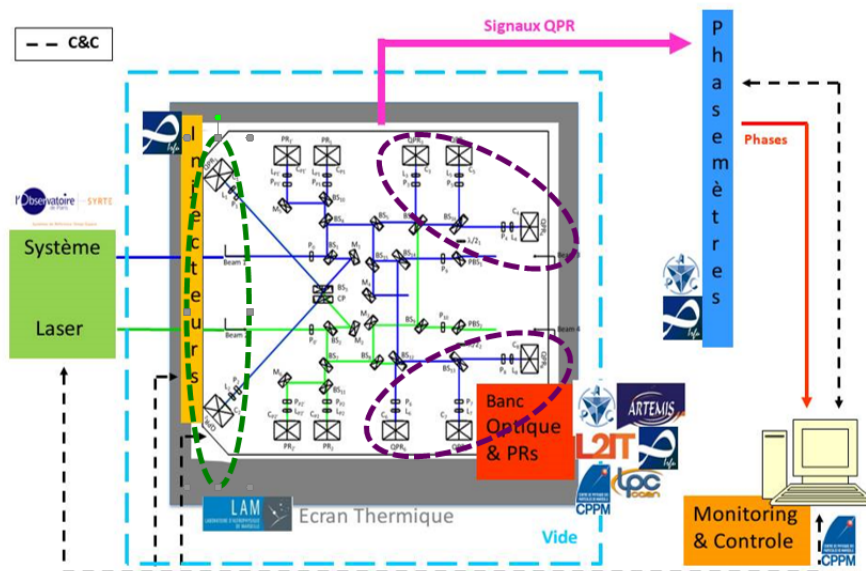


FIGURE 4.7 – Schéma d'ensemble du banc ZIFO de la collaboration LISA-France, montrant les 2 interféromètres déséquilibrés (cercles violets) et interféromètre à bras égaux (cercle vert). Pour obtenir le fonctionnement hétérodyne, deux faisceaux sont injectés simultanément (beam 1 et beam 2, faisceaux bleu et vert, respectivement). Pour les mesures SL-OGSE, nous avons injecté un seul faisceau laser, à fréquence balayée.

L'objectif du ZIFO est d'évaluer les limites de performance réalisables avec le contact optique sur Zerodur, démontrant ainsi la possibilité d'atteindre une stabilité de  $5-10 \text{ pm}/\sqrt{Hz}$ . Pour effectuer ces tests dans les meilleures conditions, le ZIFO a été transporté au LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) et installé dans la cuve ERIOS (Etalonnage, Réglage et Intégration pour l'Optique Spatiale), photographiée ouverte en Fig.4.8. ERIOS permet notamment des mesures dans le vide secondaire ( $10^{-5} \text{ Pa}$ ) dans une salle ISO 8.

Les résultats de ces tests sont en cours de traitement et d'interprétation par l'APC, le laboratoire Astro-Particules & Cosmologie à Paris.

## 4.2.2 Couplage ZIFO/SL-OGSE : enjeux et mise en oeuvre

Après que les résultats du prototype SL-OGSE couplé au simulateur MOSA (4.1 et Fig.4.1) ont été validés par le CNES en juin 2023, celui-ci nous a sollicités pour déplacer notre prototype au LAM afin de le tester en conditions réelles sur le ZIFO. En effet le banc interférométrique ZIFO est un système optique dont la complexité est voisine de la complexité du MOSA de la mission LISA, et dont les technologies (contact optique sur Zerodur, détection hétérodyne en mode équilibré) sont voisines de celles qui seront mises en oeuvre sur le MOSA. Tester le SL-OGSE par une campagne de mesure de la lumière parasite dans le ZIFO semblait naturel puisque les tests, s'ils se déroulaient comme attendu, validaient le SL-OGSE comme instrumentation adaptée aux systèmes complexe de façon générale, et au MOSA en particulier<sup>3</sup>, et par ailleurs fournissaient une mesure quantitative et détaillée de la lumière parasite dans le ZIFO, impossible à obtenir autrement.

### 4.2.2.1 Objectifs des tests et préparations du prototype SL-OGSE

Les principaux objectifs de cette campagne de mesures étaient donc les suivants :

- Effectuer des mesures de lumière parasite avec le prototype SL-OGSE sur le ZIFO et recueillir les données de test.
- Obtenir une estimation préliminaire des amplitudes de lumière parasite dominantes présentes dans le ZIFO, ainsi que du chemin optique qui leur est associé.
- Comparer les mesures du prototype SL-OGSE dans une configuration à l'air et sous vide. En effet, travailler à l'air représenterait une diminution des coût significative.

---

3. A l'exception de la spécificité que présente le MOSA de demander un faisceau puissant ( $\approx 2 \text{ W}$ ) à son entrée et d'émettre un faisceau puissant ( $\approx 2 \text{ W}$ ) par l'ouverture de son télescope



FIGURE 4.8 – Photo de la cuve ERIOS au LAM. La photo est prise avant que le banc ZIFO, dans son écran thermique (cf. Fig.4.6) fermé, soit installé sur la table isolée. La table repose, non pas sur l'intérieur de la cuve, mais sur un bloc isolé sismiquement et se trouvant sous le sol de la salle

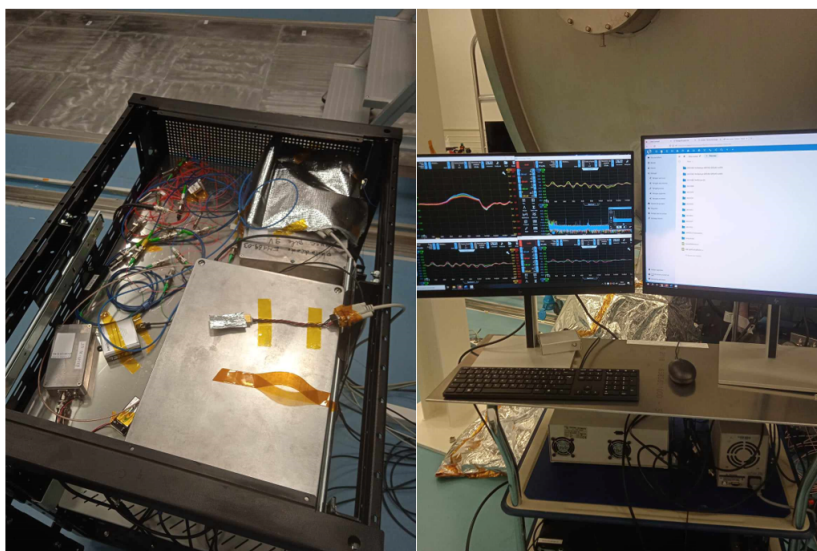


FIGURE 4.9 – (Gauche) Montage fibré du prototype SL-OGSE dans sa baie de transport et d'utilisation, installé dans la salle ISO8 du LAM. L'interféromètre Mach-Zehnder (y compris le MAO) est dans la grosse boîte en aluminium, l'interféromètre calibrateur est sous le papier en aluminium au premier plan, et le laser est à l'étage inférieur de la baie. (Droite) Ecran montrant l'acquisition des signaux de 4 Picoscopes avec l'ordinateur dédié dans la salle ISO 8 du LAM. Ce chariot accueille l'ensemble de l'instrumentation équipée de ventilateurs; il est écarté de trois mètres de la baie accueillant le laser et les deux interféromètres

Jusqu'à présent, le SL-OGSE n'avait été testé que sur un dispositif extrêmement simplifié comportant uniquement un SEPR unique, et un signal de calibration. Pour qu'il puisse gérer les nombreux signaux du ZIFO il a fallu lui adjoindre quatre Picoscopes supplémentaires et de 20 filtres passe-haut 7mHz pour enregistrer 20 signaux simultanément. L'interface utilisateur des Picoscopes a pu gérer simultanément les cinq unités Picoscope 4444. Un nouvel ordinateur performant (Intel Core i7 12 cœurs, 32 Gb de RAM et deux disques de sauvegarde 2Tb) a été acquis pour piloter simultanément les cinq oscilloscopes et l'interface LabOne du démodulateur Zurich Instruments HF2LI (Fig.4.9 (Droite)).

Des efforts ont été déployés pour protéger acoustiquement et thermiquement le montage, notamment :

- En plaçant l'interféromètre Mach-Zehnder dans une boîte en aluminium, de façon à le protéger contre les acoustiques ambiants, sans toutefois bloquer l'évacuation de la chaleur (jusqu'à 0,5 W) reçue par le modulateur acousto-optique.
- En plaçant l'interféromètre de calibration dans une enceinte thermique en aluminium épais et en rendant également le montage plus compact pour le rendre compatible de son utilisation et de son transport dans une baie de faible hauteur (voir Fig.4.9 (Gauche)).

Il est à noter que la desserte accueillant l'ordinateur, la détection synchrone Zurich HF2LI, et diverses alimentations ou électroniques équipées de ventilateurs (voir Fig.4.9 (droite)) a été écartée de plusieurs mètres de la baie accueillant l'installation optique (laser, interféromètres) afin de réduire les perturbations acoustiques, observées au laboratoire, et qui avaient conduit à éliminer autant que possible les électroniques et oscilloscopes équipés de ventilateur. Le générateur de signaux Rigol 4162 a ainsi été remplacé par un générateur de gamme un peu inférieure, mais dépourvu de ventilateur, qui a pu être posé à faible distance des interféromètres et du laser.

Des mesures préalables des signaux d'obscurité ont été réalisées sur les photorécepteurs témoins disponibles à ARTEMIS (une QPR et une SEPR), afin de s'assurer que leur bruit plancher permettait d'enregistrer des signaux utilisables. Les résultats de ces tests sont présentés en **annexe A.7**.

#### 4.2.2.2 Déroulement des mesures

Les enregistrements du signal hétérodyne sur le ZIFO au LAM ont eu lieu en septembre 2023. Le mois d'octobre a été réservé à la mise en place de l'instrumentation SL-OGSE, aux tests de vérification du fonctionnement de l'instrumentation, puis aux mesures elles-mêmes (sous air, puis sous vide, et à nouveau sous air) avant de démonter l'instrumentation et libérer la salle ERIOS.

En collaboration avec le CNES, un planning complet des mesures principales a été établi avant l'arrivée du prototype au LAM. Le fait de ne pouvoir enregistrer que 19 des 36 signaux simultanément (+ le signal Calibrateur) a nécessité la séparation des mesures en 2 configurations (segments A et B des QPR puis segments C et D). Les jours de mesure en vide étaient limités en raison du coût des opérations (mise en route des pompes, etc.) et les risques pour les photorécepteurs liés à l'effet Paschen ([68]) au niveau des connectiques

d'alimentation ont contraint à n'enregistrer des données qu'à des pressions suffisamment basses pour en empêcher le déclenchement.

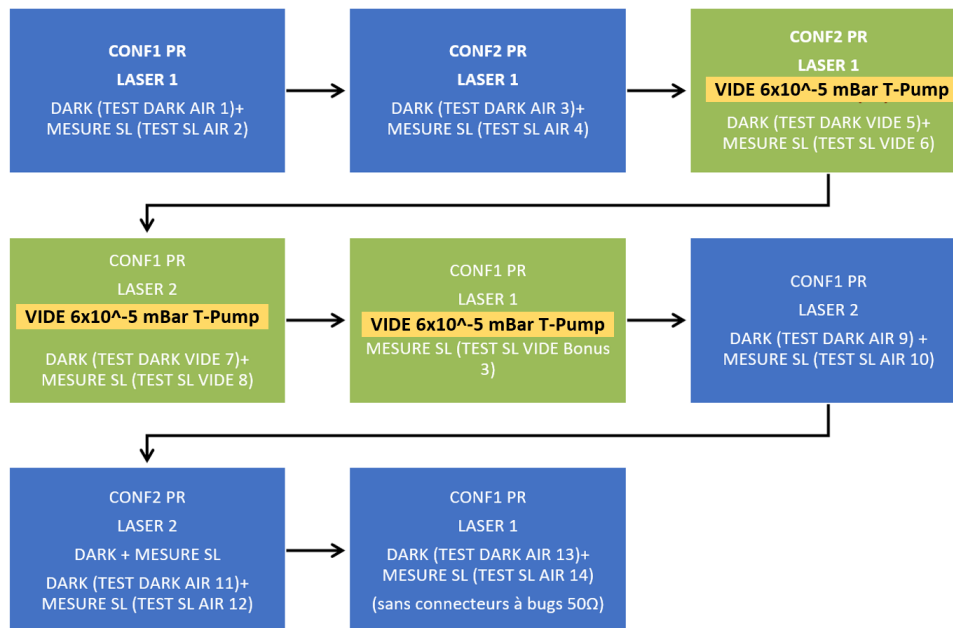


FIGURE 4.10 – Configuration des mesures SL-OGSE effectuées au LAM sur le ZIFO dans l'ordre chronologique du 09/10/2023 au 17/10/2023, chaque carré correspond à 2-4 h de mesures. T-pump : Turbo pump

Les différentes configurations testées se répartissent, notamment, en :

- Mesures sous air vs sous vide secondaire, nous n'avons pas changé de configuration lors du premier passage air => vide pour s'assurer de ne pas induire d'autres perturbations et ainsi avoir une comparaison aussi directe que possible.
- Détection des segments A et B (« CONF 1 PR » sur Fig.4.10) vs segments C et D (« CONF 2 PR »), les segments de QPRS non connectés au SL-OGSE sont envoyés vers les datalogger pour récupérer leurs niveaux DC (utile pour constater d'éventuels problèmes lors des enregistrements) et les 3 SEPR regardés dépendent du laser en injection voir Fig.4.11.
- Injection par l'injecteur 1 [on enregistre SEPR1, SEPR1' et SEPR2] vs l'injecteur 2 [on enregistre SEPR2, SEPR2' et SEPR1].
- Observation ou non du retour optique par l'injecteur laissé libre.

Le déroulement chronologique des mesures principales est donné dans la Fig.4.10, où chaque carré représente une mesure complète de type SL-OGSE comme exposé en section 2.2.2.

Note : Suite à un mauvais contrôle d'impédance sur deux voies de lecture, (voies QPR1A et QPR6B) lors de la première configuration (effectuée le 09/10), nous avons décidé de refaire toute la configuration plusieurs jours plus tard, le 17/10. Cet enregistrement supplémentaire, non prévu, s'est avéré très utile pour évaluer la reproductibilité des mesures à huit jours d'intervalle.

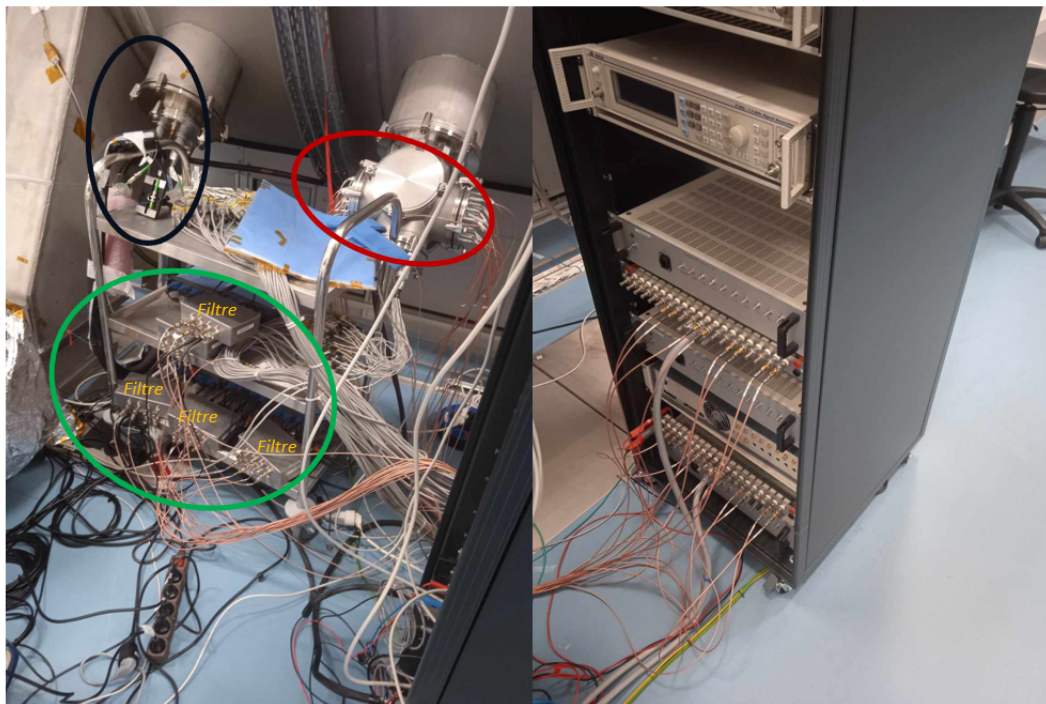


FIGURE 4.11 – (Gauche) Acquisition des photosignaux d’une configuration par (cercle vert) 5 picoscopes -en bleu, peu visibles- avec des filtres passe-haut 7 mHz à leurs entrées. (Cercle noir) entrée du faisceau par fibre à maintien de polarisation vers le ZIFO. (Cercle rouge) sorties SMA de tous les photorécepteurs du ZIFO. (Droite) Dataloggers contrôlant les signaux non enregistrés par les picoscopes

En plus des mesures principales présentées sur la Fig.4.10, j’ai été autorisé à effectuer des mesures supplémentaires dans lesquelles le trajet de certains faisceaux dans le ZIFO est masqué, accélérant ainsi l’interprétation des résultats. En effet la comparaison des spectres masqué vs démasqué a permis d’identifier immédiatement d’où venait la contribution dominante à la lumière parasite (**section 5.3.2**). Rappelons que cette comparaison masqué/démasqué ne sera pas possible lors des tests du MOSA, et ne le sera en général pas dans les tests réalisés sur un système optique quelconque : l’exploitation des spectres consiste à comparer les différences de chemins observées sur les spectres avec ceux observés dans une simulation optique exhaustive du système testé. Ici, exhaustive signifie que tous les composants doivent pris en compte, y compris, par exemple, l’écran thermique, mais aussi que la simulation doit envisager que certains composants puissent ne pas être, ou ne pas être restés, dans leur position ou leur orientation nominale. Les résultats de ces essais sont présentés en section 5.3

J’ai enregistré également tout au long de nos mesures les variations de températures autour du SL-OGSE (M-Z et calibrateur) avec des sondes Arexx [69] et autour du ZIFO avec les sondes de l’APC. Sur 4 heures d’enregistrement (correspondant à une mesure complète de type SL-OGSE d’une configuration principale) on observe une variation de  $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$  autour du Mach-Zenhder ce qui est faible et indique une bonne stabilité de la température malgré la présence du MAO qui dissipe un peu de chaleur quand il reçoit le signal de commande.

La Fig.4.12 illustre la dérive de température autour du M-Z sur 24 h.

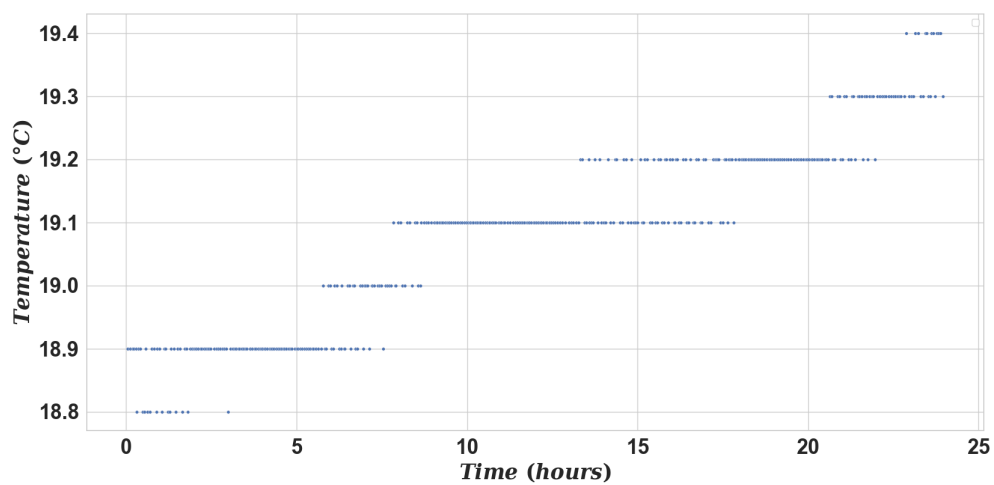


FIGURE 4.12 – Dérive de la température de l'environnement de l'interféromètre Mach-Zehnder sur 24 h enregistrée par une sonde Arexx entre le 12/10/2023 à 8h et le 13/10/2023 à 8 h



# Chapitre 5

## Résultats : caractérisation des performances du prototype

Dans ce chapitre, je présenterai la caractérisation des performances du prototype SL-OGSE dont la mise au point constitue l'objectif principal de ce travail de thèse.

Dans un premier temps, je vais exploiter les signaux de calibration (section 3.4) que j'ai mis en œuvre afin de disposer d'un contrôle en temps réel, disponible à l'issue de chaque enregistrement, de la qualité et de la reproductibilité de la rampe en fréquence. Mais on verra que ce signal de calibration est utile également pour évaluer la reproductibilité des mesures d'amplitude de lumière parasite du SL-OGSE.

Ensuite, j'analyserai les signaux en sortie du simulateur MOSA en identifiant les signaux parasites résultant d'une lumière de type faisceau parasite et de type lumière diffusée, les deux types de lumière parasite que j'ai préparé successivement sur le simulateur MOSA (section 4.1).

Enfin, lors d'une étude préliminaire, je scruterais les signaux en sortie du ZIFO (Zerodur interferometer, section 4.2), un démonstrateur interférométrique dont la complexité et les principes de réalisation sont proches de ceux du MOSA de la mission LISA.

La plupart des résultats présentés dans ce chapitre consistent en des spectres, plus exactement des transformées de Fourier (FFT pour Fast Fourier Transform) des signaux de photorécepteurs, avec une résolution de 10 mHz déterminée par la durée de 100s des enregistrements. Les signaux enregistrés dépendent de beaucoup de paramètres (la puissance laser, pour n'en citer qu'un). Pour faciliter leur interprétation, les données sont présentées en amplitude fractionnaire électrique ( $V_{pk}/V_{DC}$ ) en fonction de la fréquence de Fourier (plage de 0 à 200 Hz) ou en fonction de la DCO (différence de chemin optique, plage de 0 à 11 m). Rappelons que le facteur de conversion est fonction de la vitesse de balayage de la fréquence optique, les deux valeurs les plus utiles sont données en 2.1, pour un balayage de 5,10 GHz/s et 5,30 GHz/s.

## 5.1 Stabilité et qualité de la rampe en fréquence

### 5.1.1 Signaux Calibrateur : « Dark », « No scan » et « Scan »

L'étude est faite, de façon méthodique, en caractérisant successivement le signal d'obscurité (« Dark »), puis le signal à fréquence optique constante (« No scan ») avant de caractériser le signal avec laser balayé. En effet cela permet d'avoir un premier niveau d'information sur les parasites associés à l'environnement : parasites secteur et autres problèmes CEM, bruits acoustiques notamment, déjà observables avant que le balayage de fréquence soit activé. Le montage calibrateur (Fig.3.22) est détaillé en section 3.4)

#### 5.1.1.1 Plancher de bruit : signaux d'obscurité et no scan

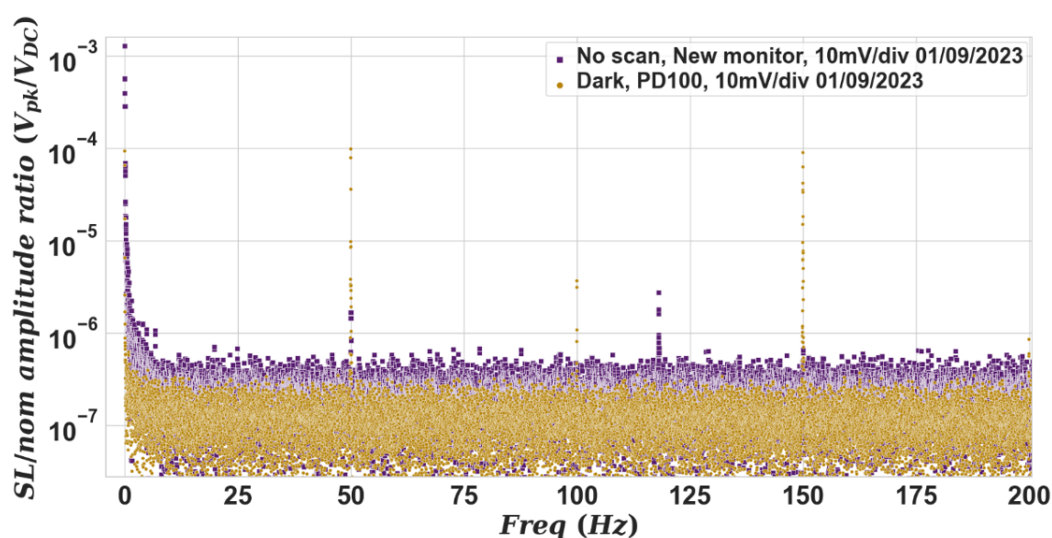


FIGURE 5.1 – En violet : spectre du signal "No-Scan" du calibrateur de rampe en fréquence, Le laser est verrouillé à une fréquence fixe (cf. section 2.2.2). En jaune : spectre "Dark" du calibrateur en jaune, laser arrêté. Le détecteur est le même pour les deux spectres : un photorécepteur Koheron PD100 alimenté par un générateur de tension Koheron SPS200

Le plancher « Dark » sur la Fig.5.1 (en jaune) atteint  $2,2 \times 10^{-7}$  en amplitude fractionnaire (ou  $2 \times 10^{-6}/\sqrt{\text{Hz}}$  en densité spectrale de bruit d'amplitude fractionnaire) et est entaché des pics secteur habituels à 50 Hz - 100 Hz - 150 Hz - 200 Hz. Sur le spectre « No Scan » (en violet), le plancher est plus haut ( $5 \times 10^{-7}$  en amplitude fractionnaire) et les pics secteur sont grandement atténués (>20 dB) sans que la raison en soit évidente. Un nouveau pic parasite apparaît néanmoins à 121 Hz, suffisamment bien identifié pour être retiré en post-traitement et quatre autres à basse fréquence autour de 5-7 Hz mais ils restent bas en amplitude fractionnaire (environ  $10^{-6}$  et donc négligeables puisqu'inférieurs au plancher visé de  $2,2 \times 10^{-6}$ ).

Ces signaux sont donc considérés acceptables et l'analyse se poursuit en enregistrant

les signaux du calibrateur lors de deux balayages en fréquence de rampe 5,10 GHz/s et 5,30 GHz/s.

### 5.1.1.2 Signaux scan 5,10 GHz/s et 5,30 GHz/s

#### 5.1.1.2.1 Détection des interférences « Calibrateur »

Le signal temporel de la Fig.5.2 fait apparaître deux types de variations : une, lente (<1 Hz), liée aux variations de polarisation dans les fibres (comme décrit en section 2.3.5) et une autre, rapide, liée à la présence de faisceaux parcourant la cavité en anneau (Fig.3.22).

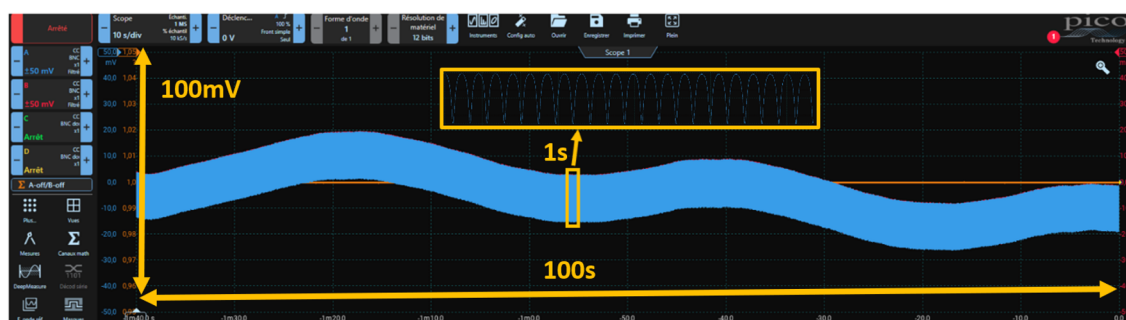


FIGURE 5.2 – Capture d'écran d'un enregistrement du signal Calibrateur (bleu) par un PicoScope 4444 lors d'un balayage en fréquence à 5,10 GHz/s. Le niveau DC est coupé par un filtre passe-haut de 7 mHz (VDC=764 mV)

Le spectre du signal montré en Fig.5.2 lorsque le laser est balayé en fréquence et asservi en phase<sup>1</sup> permet de déceler la présence de toutes les contributions attendues (étoiles violettes sur Fig.5.3), reconnaissables à la décroissance régulière de l'amplitude, traduisant l'affaiblissement de la puissance optique à chaque parcours supplémentaire de la cavité en anneau mais également de plusieurs pics parasites.

En superposant une mesure scan 5,10 GHz/s et une mesure 5,30 GHz/s tracées en fonction de la DCO comme illustré sur la Fig.5.3 (bas), pratiquement tous les pics se recourent parfaitement ce qui indique que les pics parasites sont attribuables à des effets d'interférence dans les fibres optiques du montage. En termes plus simples, ces pics représentent des signaux de "vraie interférence lumineuse" multiple résultant des parcours successifs dans l'interféromètre fibré en anneau de la Fig.3.22 et non à des effets environnementaux tels que des bruits acoustiques [effet décrit en section 2.3.6] comme ceux observés au § 5.2.1. Des bruits acoustiques se couplant à l'interférence auraient d'ailleurs été observables sur la mesure « no scan » de la Fig.5.1 (cf **Figure 10** où ces perturbations étaient particulièrement importantes). En fait, on constate que l'abscisse du premier pic, DCO = 1,38727 m correspond à la longueur géométrique de 0,96 m de la boucle fibrée de l'interféromètre et à un indice de  $n_{\text{silice}} = 1,4496$ . On constate également que les autres pics sont à des DCO multiples de 1,43210 m (cf § 5.2.3).

1. L'annexe A.12 présente un exemple de spectre d'un signal scan sans asservissement du laser

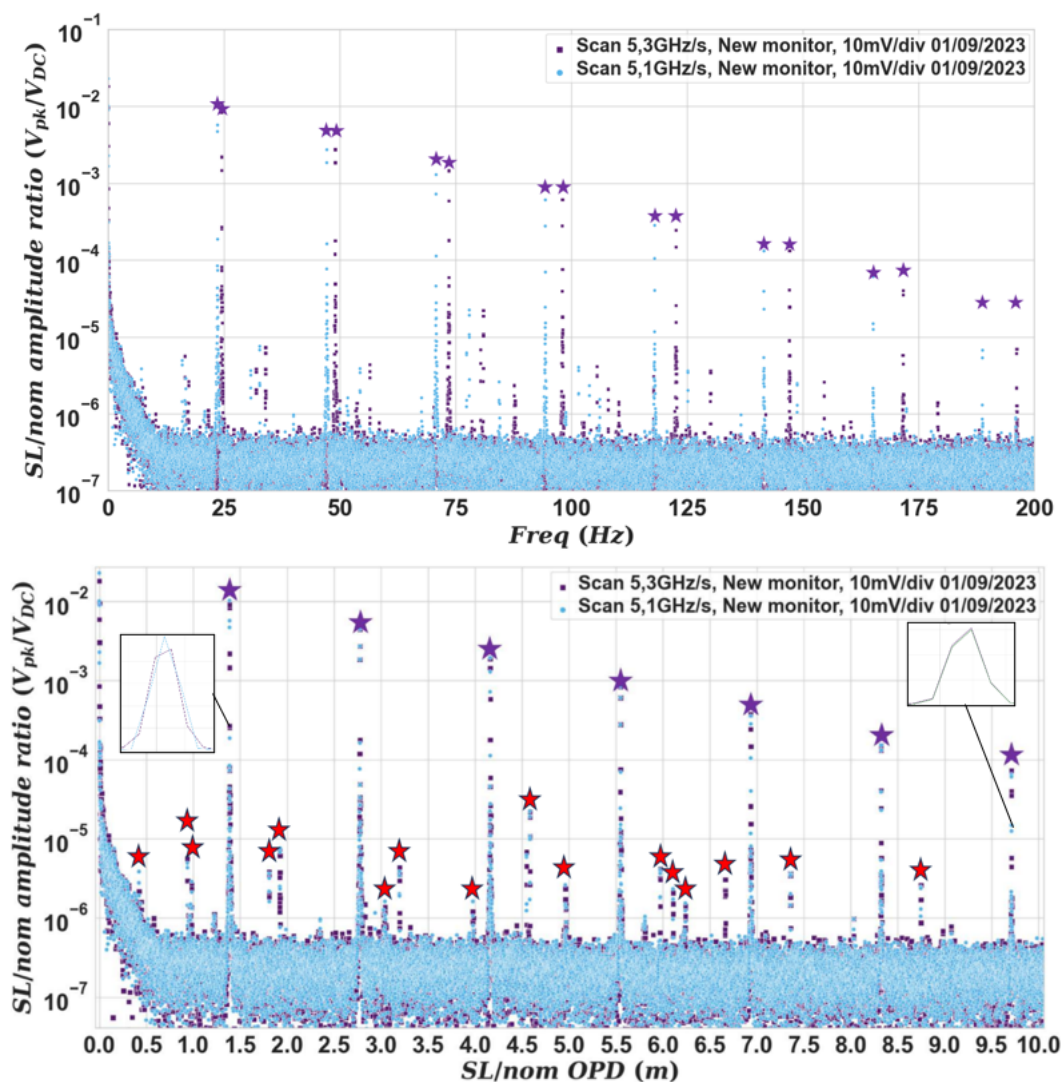


FIGURE 5.3 – Spectres typiques du signal du calibrateur de la rampe de fréquence optique : amplitude fractionnaire lumière parasite/nominal en fonction de la fréquence de Fourier (haut) et en fonction de la différence de chemin optique entre la lumière parasite et le faisceau nominal (DCO, Bas) Deux vitesses de balayage de fréquence : 5,30 GHz/s et 5,10 GHz/s (données violettes et bleues, respectivement). Les étoiles violettes indiquent la position des contributions attendues du fait des parcours successifs de la fibre en anneau.

#### 5.1.1.2.2 Origine des contributions parasites

Je m'arrête maintenant sur l'origine des nombreux pics parasites de la Fig.5.3 (étoiles rouges). Comme noté plus haut, pratiquement tous les pics parasites ont la signature d'une interférence optique puisqu'on les trouve, dans le tracé en DCO (Fig.5.3) à la même abscisse pour les deux vitesses de balayage. En fait il va apparaître que la plupart d'entre eux partagent la même origine : la réflexion du faisceau sortant du laser sur l'isolateur optique chargé de le protéger des retours optiques du reste du montage (système à tester, contrôles

de fréquence) cf. Fig.3.1. Ce retour optique est certes faible (pour cet isolateur la spécification de retour optique est de -55dB mais lorsque le laser est balayé, ce retour optique donne lieu à une modulation de la puissance laser qu'on retrouve à l'abscisse 4,5490 m dans le tracé en DCO : cet aller-retour dans 1,569m de fibre optique correspond à un mètre de fibre en sortie de la diode laser et les à 57cm de fibre en entrée de l'isolateur optique. L'amplitude fractionnaire,  $2,5 \cdot 10^{-5}$ , est suffisante pour être gênante. Cette modulation de puissance à l'entrée du calibrateur donne naissance à des bandes latérales sur chacun des pics du signal nominal du calibrateur. C'est ce qui est représenté sur la Fig.5.4, qui s'efforce de mettre en évidence ces bandes latérales.

Il reste néanmoins des pics de lumières parasites à comprendre, tous compris entre  $10^{-6}$  et  $10^{-5}$  en amplitude fractionnaire), liés à des aller-retours dans une longueur de fibre de : 0,33m, 0,34m (pic « 1 » de Fig.5.4), 0,66m (Pic « 2 » de Fig.5.4), 1,37m, 1,71m, 2,10m, 2,15m.

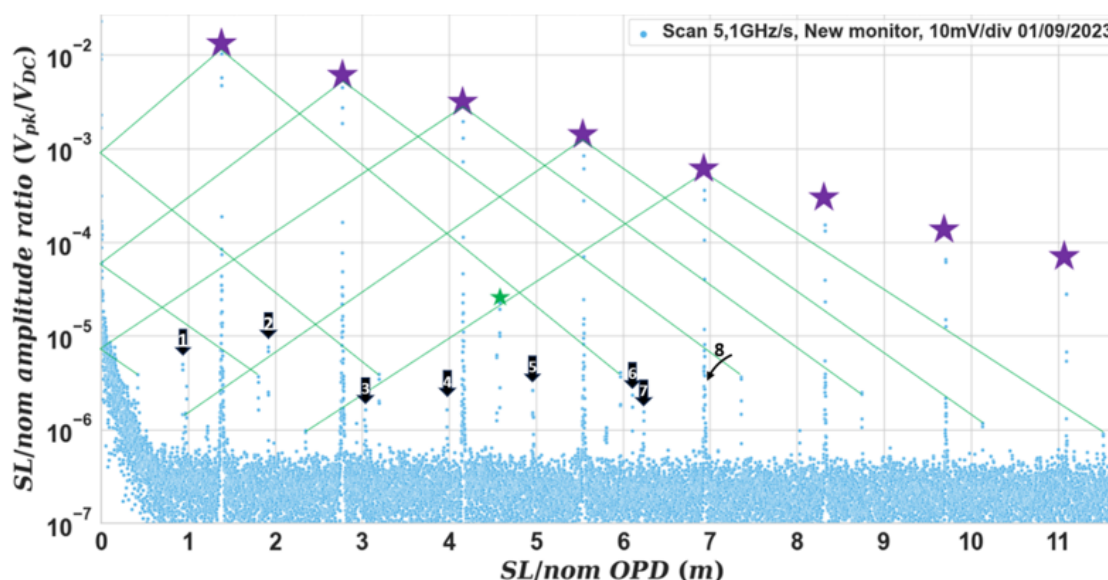


FIGURE 5.4 – Spectre du signal du calibrateur de la rampe de fréquence optique, amplitude fractionnaire lumière parasite/lumière nominale en fonction de la différence de chemin optique entre la lumière parasite et le faisceau nominal (DCO). Vitesse de balayage en fréquence : 5,10 GHz/s. Les étoiles violettes indiquent la position des contributions attendues, l'étoile verte indique la modulation de puissance générée par la lumière parasite provenant du retour de l'isolateur optique vers le laser. Les numéros de 1 à 8 indiquent les pics qui ne s'expliquent pas comme des bandes latérales générées par la modulation de puissance évoquée. Le pic n° 8 se trouve être confondu avec (caché derrière) le cinquième des pics attendus dans le signal du Calibrateur

La présence de ces pics parasites pourrait conduire à une mise en œuvre de la source laser dans laquelle davantage d'isolateurs optiques sont utilisés pour réduire la diaphonie optique entre les différentes parties (calibrateur, montage de mesure de la rampe de fréquence, etc.) Une autre approche consiste à utiliser des jarretières longues (6 m) entre les composants à fibres, au lieu de jarretières courtes. Dans ce cas, les pics d'interférence seront

déplacés vers des valeurs de DCO supérieures à 15 m, avec la même amplitude. Cependant cette approche présente l'inconvénient, si la polarisation n'est pas bien contrôlée dans les fibres à maintien de polarisation, d'empirer les problèmes de modulations de puissances liés aux basculements de la polarisation lors des balayages en fréquence (cf. section 2.3.5).

En traçant les spectres sur la Fig.5.5 en coordonnées logarithmiques, on voit apparaître le pic de modulation lente que j'observais sous la forme d'une ondulation sur la Fig.5.2 à 22,1mHz (c'est à dire 1,3 mm en DCO) pour une vitesse de rampe en fréquence de 5,10 GHz/s, avec une amplitude fractionnaire de  $10^{-2}$ . La position en fréquence de ce pic varie en fonction de la vitesse de rampe en fréquence comme le ferait une lumière parasite mais est en fait très probablement liée aux variations de la polarisation pendant le balayage en fréquence comme démontré en section 2.3.5, et de la présence de composants polarisants. Deux à trois variations sur 2 nm correspondent au battement de polarisation dans une fibre à maintien de polarisation de 2 m, longueur typique des fibres des coupleurs du montage qui sont de type « Fast axis blocked » : la polarisation d'axe rapide est bloquée. Sans la présence de ces coupleurs polarisants les variations de polarisation seraient présentes mais ne se manifesteraient pas sous la forme d'une variation de puissance.

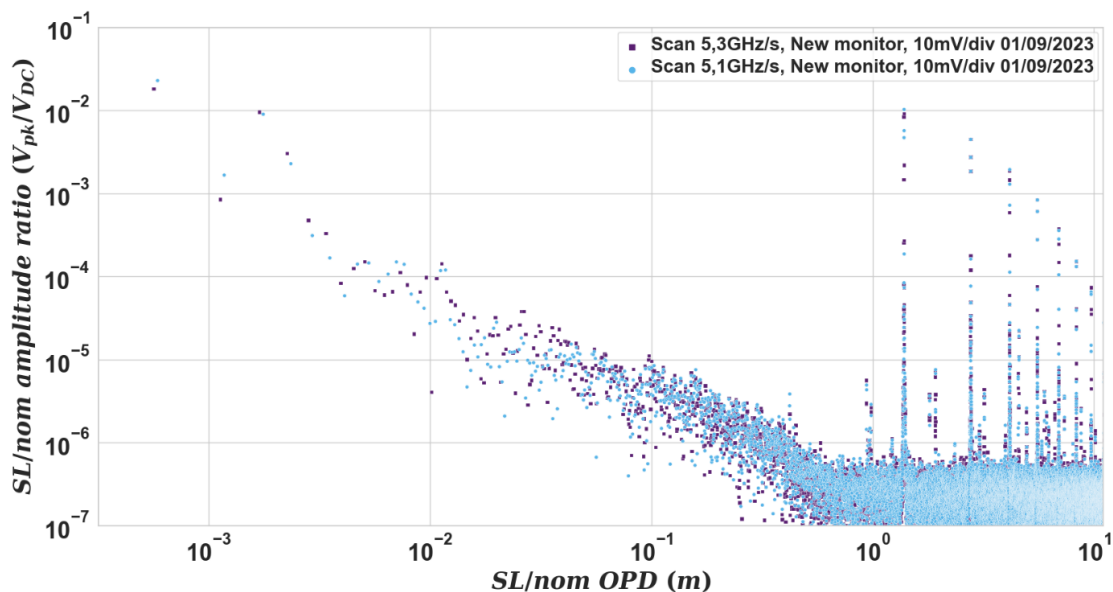


FIGURE 5.5 – Spectre du calibrateur de la rampe de fréquence optique, amplitude fractionnaire lumière parasite/nominale en fonction de la différence de chemin optique entre la lumière parasite et le faisceau nominal (DCO ou DCO) en coordonnées logarithmiques. Deux vitesses de balayage de fréquence : 5,30 GHz/s et 5,10 GHz/s (données violettes et bleues, respectivement)

La section suivante est dédiée à l'étude de la reproductibilité des positions, amplitudes et largeurs des pics attendus en sortie du calibrateur (étoiles violettes).

## 5.1.2 Exploitation du signal Calibrateur pour le contrôle de qualité de la rampe

### 5.1.2.1 Etude sur la position et la largeur des pics de lumière parasite

Lors d'une première étude utilisant la version initiale du calibrateur, dite « calibrateur 50/40<sup>2</sup> », j'ai vérifié que la relation entre la largeur des pics et l'étendue du balayage en longueur d'onde était bien celle attendue. Lorsque l'étendue du balayage est réduite, les pics, dans le tracé en DCO, doivent s'élargir en proportion (résolution spatiale de la méthode FMC eq.2.9). Je compare donc sur la Fig.5.6 le premier pic du Calibrateur 50/40 pour deux balayages en longueur d'onde différents : 2 nm/100s (5,30 GHz/s) et 0,5 nm/100s (1,33 GHz/s).

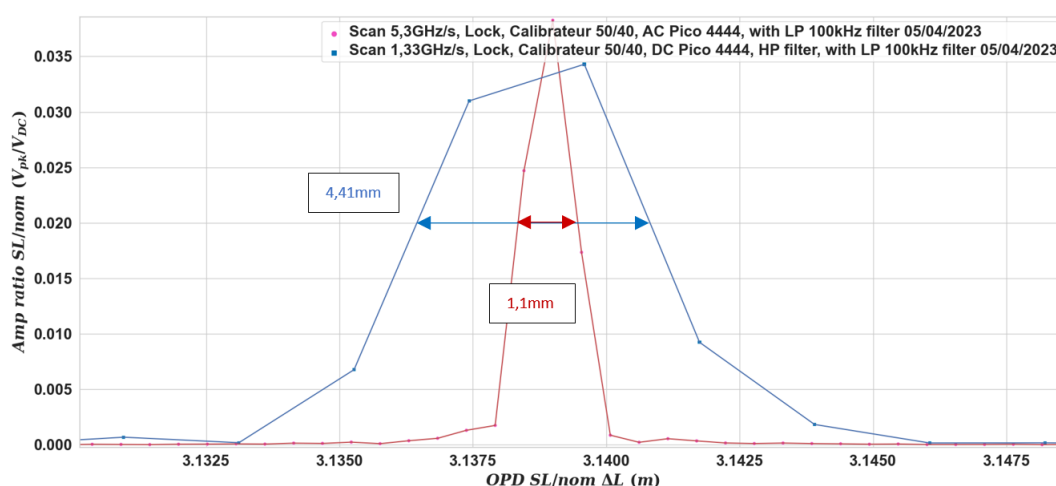


FIGURE 5.6 – Le premier pic du Calibrateur 50/40 pour deux balayages en longueur d'onde différents : 2 nm/100s (5,30 GHz/s) et 0,5 nm/100s (1,33 GHz/s)

Les pics représentés sur la Fig.5.6 ont une largeur de 1,1 mm et 4,4 mm pour une rampe, sur 2 nm, de 5,30 GHz/s et, sur 0,5 nm, de 1,33 GHz/s respectivement, confirmant le facteur 4 d'élargissement.

Ensuite, toujours en utilisant la version initiale du calibrateur, je vérifie la concordance entre la position du premier pic calibrateur et deux autres échos en divisant leur position par le nombre de tours dans la cavité en anneau, de façon à mesurer à chaque fois le chemin optique « unitaire », pour un tour de la cavité. Cette étude a été réalisée (comme montré sur la Fig.5.7) pour quatre valeurs de la vitesse de rampe en fréquence (sur 100s) : 1,275 GHz/s, 1,325 GHz/s, 5,10GHz/s et 5,30 GHz/s.

2. Obtenu en utilisant un coupleur 50/50 dont on referme deux bras sur un atténuateur 40 dB. La longueur de la cavité en anneau de l'interféromètre était de 2x1 m de fibre, et donc d'environ 3 m de chemin optique. Exemples de signaux en annexe A.9

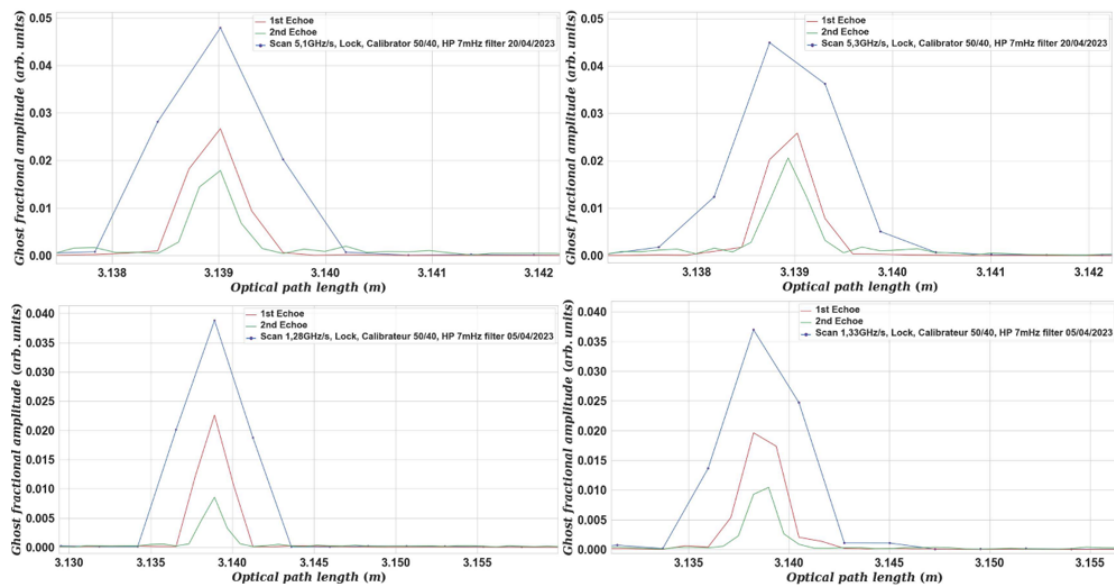


FIGURE 5.7 – Le signal d’interférence de la première version du calibrateur (appelé « Calibrateur 50/40 ») de la rampe en fréquence et ses deux premiers échos, mis à l’échelle de façon à déterminer le chemin optique de l’anneau fibré de l’interféromètre pour quatre vitesses de balayage en fréquence : 5,10 GHz/s (haut gauche), 5,30 GHz/s (haut droite), 1,275 GHz/s (bas gauche) et 1,325 GHz/s (bas droite)

TABLE 5.1 – Détermination, par moyennage des barycentres en position des trois pics, de la longueur optique de la boucle fibrée de l’interféromètre du Calibrateur 50/40 pour quatre valeurs différentes de la vitesse de balayage de fréquence

Vitesse de rampe (GHz/s)	Longueur optique de la boucle du Calibrateur 50/40 [m]
1,275	3,13886
1,325	3,13863
5,10	3,13894
5,30	3,13892

Les quatre valeurs récupérées des DCO concordent à mieux que  $\pm 5 \cdot 10^{-5}$  (voir 5.1), ce qui montre la bonne reproductibilité de cette mesure (une stabilité en position des pics de  $10^{-4}$  est demandée pour LISA) confirmant ainsi la stabilité de la rampe en fréquence.

### 5.1.2.2 Reproductibilité des signaux « Calibrateur »

Pour pousser plus loin cette analyse, j’ai réalisé une plus grande statistique sur la position des pics avec l’actuel calibrateur (Fig.3.22), en utilisant les données « Calibrateur de rampe » enregistrées pendant les mesures faites sur l’interféromètre ZIFO (cf § 4.2). Je compare les mesures calibrateur enregistrées simultanément aux sept enregistrements réalisés

sur le ZIFO sur plusieurs jours avec une mesure de référence réalisée en amont (2-3 semaines avant) en calculant le rapport des barycentres en position des sept premiers pics (étoiles violettes sur la Fig.5.3) . La Fig.5.8 présente la moyenne des rapports de position de pics pour les deux vitesses de balayages : 5,10 GHz/s et 5,30 GHz/s.

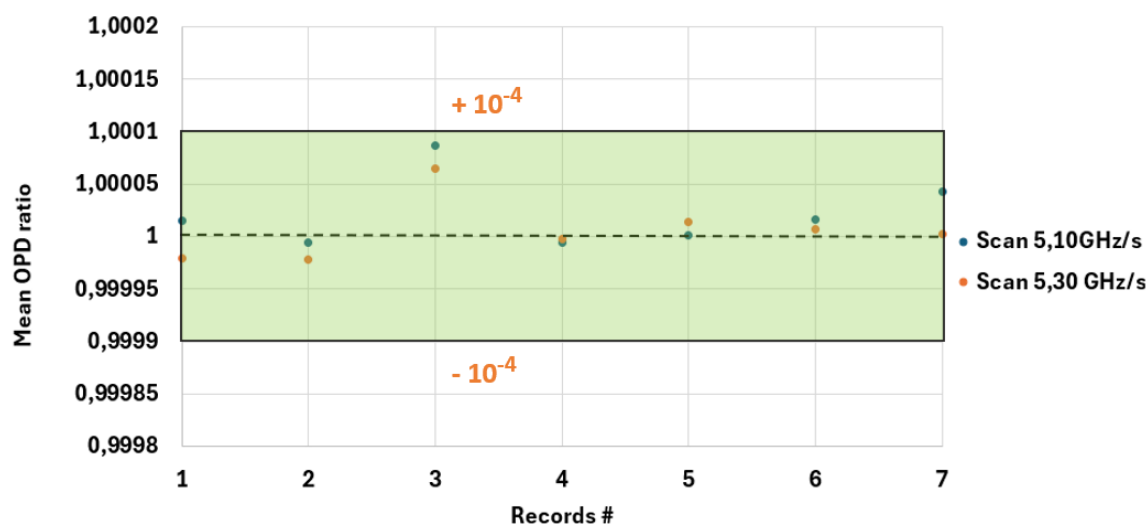


FIGURE 5.8 – Moyenne des rapports de position en DCO des pics du signal calibrateur enregistrés lors des séries de mesures sur le ZIFO avec une mesure de référence réalisée en amont

La troisième mesure (correspondant à celle du 12/10/2023 au matin), s'écarte assez nettement des autres mesures, écart qui ne semble pas liée à une variation de température de l'interféromètre d'asservissement (0,1 °C de variation sur 4 h). Malgré tout, les rapports de positions sont largement compris dans la barre d'erreur de  $\pm 10^{-4}$  d'écart maximum pré-requis (moyenne : 1,000014 et écart type moyen :  $3,1 \cdot 10^{-5}$ ) ce qui démontre une nouvelle fois la stabilité de notre balayage.

Enfin j'ai effectué la même analyse avec l'amplitude fractionnaire comme illustré sur la Fig.5.9. Il est important que les mesures d'amplitude soient de qualité, avec un objectif d'exactitude de  $\pm 10\%$ .

La Fig.5.9 montre une variation maximum de 5% sur les rapports d'amplitude fractionnaires (moyenne : 0,9945 et écart type moyen : 0,02). Comme dit précédemment, ces écarts sont moyennés sur les 7 premiers pics et je constate qu'ils augmentent proportionnellement avec la position des pics en DCO (les rapports en amplitude pour le premier pic sont en moyenne proche de 99% à  $\pm 0,1\%$ ).

Il est à noter que pour déterminer les valeurs fractionnaires il est nécessaire de connaître le niveau DC des signaux. Or l'acquisition des signaux est actuellement faite en couplage AC (filtrage passe-haut à 7 mHz) pour obtenir un meilleur plancher de bruit. La prise de mesure du niveau DC est faire dans une opération préalable au balayage de fréquence, à l'aide d'un multimètre.

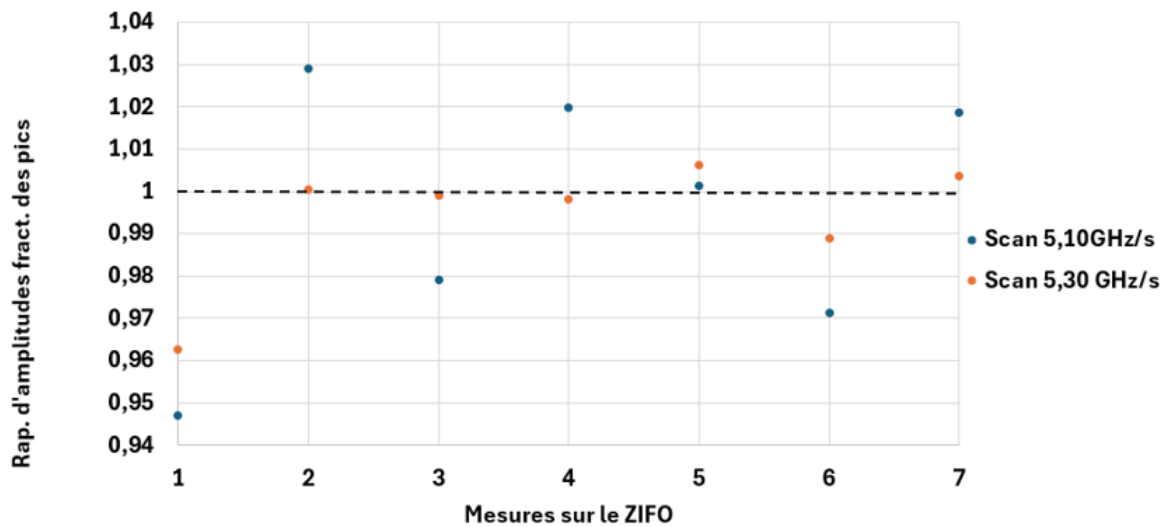


FIGURE 5.9 – Moyenne des rapports de position en amplitude fractionnaire des pics du signal calibrateur enregistrés lors des séries de mesures sur le ZIFO avec une mesure de référence réalisée en amont

Cette façon de procéder pourrait apporter des erreurs systématiques dans l'obtention des amplitudes fractionnaires et expliquer une partie des écarts observés. Même si la reproductibilité observée est compatible avec la précision visée ( $\pm 10\%$ ) sur la détermination des amplitudes fractionnaires, une acquisition du signal qui préserve le niveau DC serait sans doute préférable pour les versions ultérieures.

## 5.2 Détection de lumières parasites sur le « simulateur MOSA »

### 5.2.1 Signaux SL-OGSE sur le « simulateur MOSA » : « Dark », « No Scan » et « Scan »

#### 5.2.1.1 Signaux d'obscurités « Dark » et « No Scan »

Dans un premier temps, comme dans la section précédente, il est nécessaire d'évaluer les éventuelles contributions de bruits affectant le montage « simulateur MOSA » (cf § 4.1 et Fig. 4.1) en examinant les mesures "Dark" et "No Scan" préalablement à l'analyse des enregistrements Scan 1 et Scan 2. Sur la Fig.5.10, les mesures "Dark", sont exemptes de pics : cela tient certainement au fait que le photorécepteur est totalement isolé, et alimenté par une pile. Cela facilite certainement la réjection des parasites secteur, et élimine les parasites de type alimentation à découpage, et contribue à un excellent plancher, même en dessous de 0,1 Hz (cf Fig.5.13).

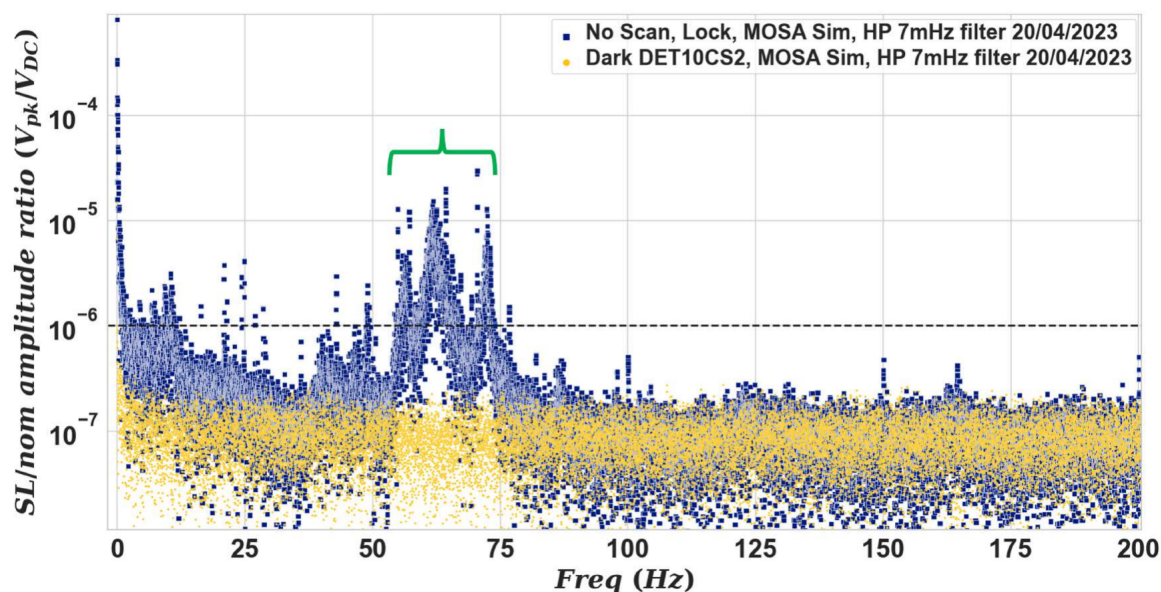


FIGURE 5.10 – Bleu foncé : données "No-Scan" du simulateur MOSA, le laser est verrouillé à une fréquence fixe (pas de décalage de fréquence dans la démodulation de la boucle de contrôle de fréquence, VDC=1,65 V) . Jaune : données "Dark" du simulateur MOSA, pas de laser

### 5.2.1.2 Signaux Scan 5,10 GHz/s et 5,30 GHz/s

#### 5.2.1.2.1 Détection des faisceaux parasites et origine des contributions parasites

Sur les mesures "Scan", je retrouve

- La première contribution attendue de « lumière parasite » à 1,4017 m de DCO, avec une amplitude fractionnaire est de  $1,9 \times 10^{-2}$ . Dans l'idéal la valeur attendue est de  $4,5 \times 10^{-2}$  en considérant le coefficient  $R \approx 4\%$  sur les faces de la lame prismatique en silice (cf § 4.1); Le déficit d'amplitude est attribué à la mauvaise maîtrise de la divergence du faisceau préparé par le collimateur CFC8-C de Thorlabs)
- Les échos de ce premier pic, attendus du fait des aller-retours dans la cavité M1-M2, à des DCO multiples de 1,4017 m, chaque pic subissant une perte d'amplitude d'un facteur 6,3 en raison de la divergence du faisceau (indiquée par les étoiles rouges), par rapport au pic précédent.
- De multiples occurrences de la structure déjà observée sur le spectre du signal « No Scan », cf Fig.5.10, et attribuée aux perturbations acoustiques et sismiques.

Comme décrit précédemment ([70]) on utilise 2.2.1.2 pour convertir la fréquence de Fourier en chemin optique, connaissant les valeurs de la rampe en fréquence (5,30 GHz/s vs 5,10 GHz/s). On peut alors tracer (Fig.5.11 bas) les spectres rouge et bleu d'une façon qui distingue les pics attendus (étoiles rouges) des pics ou structures associés à des perturbations (accolades colorées) : les pics attendus rouges et bleus se superposent parfaitement, ce qui n'est pas le cas des structures générées par les perturbations acoustiques et sismiques. Ces structures apparaissent en fait comme bandes latérales des pics attendus (2.3.3) : le

bruit acoustique et sismique perturbe la phase de l'interférence attendue faisceau nominal-faisceau parasite.

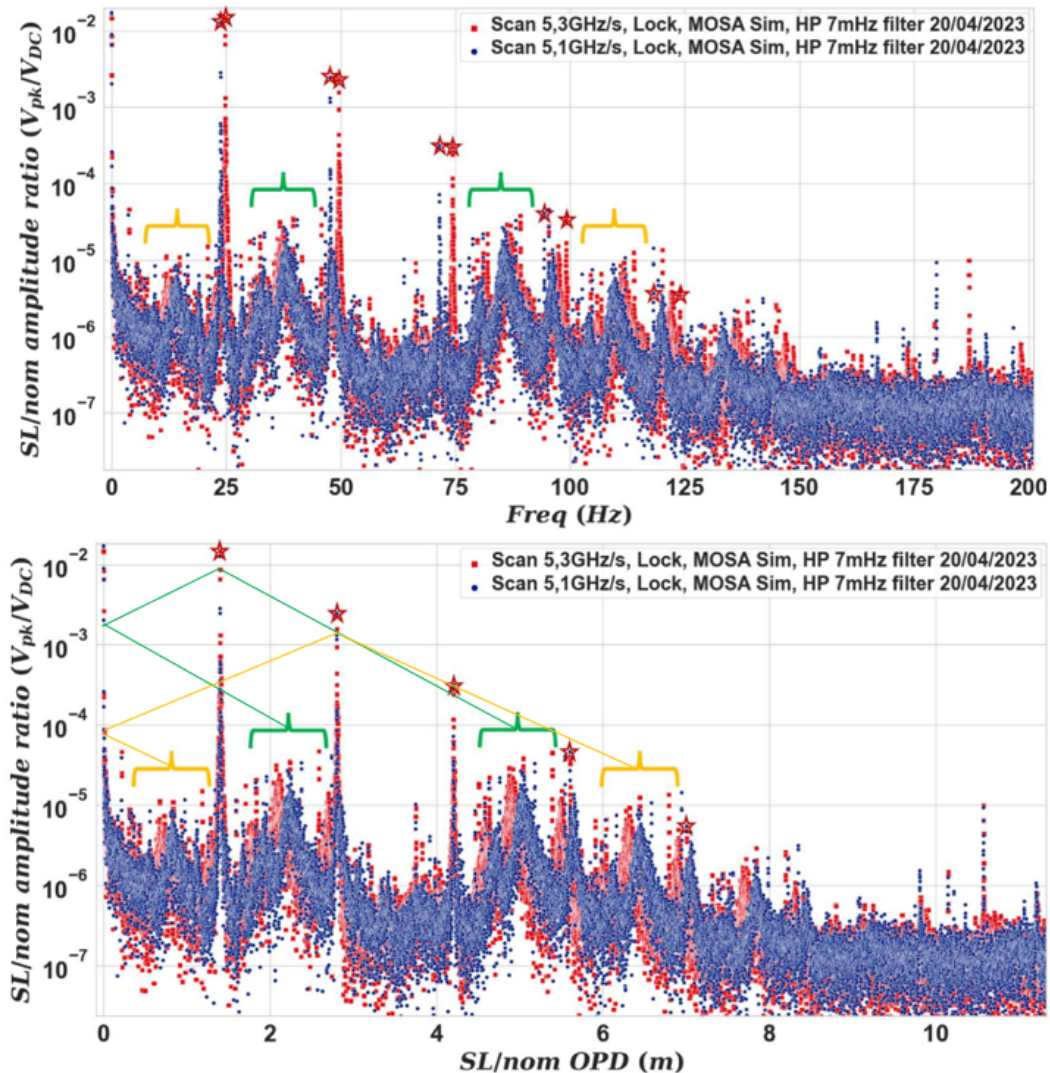


FIGURE 5.11 – Exemples de spectres d'amplitude fractionnaire du signal du photorécepteur enregistrés sur le simulateur MOSA en fonction de la fréquence de Fourier (en haut) et de la différence de chemin optique entre lumière parasite et faisceau nominal (en bas). En rouge (resp. bleu) : données obtenues avec un taux de rampe de fréquence optique de 5,30 GHz/s (resp. 5,10 GHz/s). Les étoiles indiquent les pics correspondant aux faisceaux parasites rebondissant entre les miroirs M1 et M2 une, deux, trois, quatre et cinq fois et les accolades colorées identifient les structures de modulation de fréquence interférant avec les pics attendus (en vert avec le premier pic SL et en jaune avec le premier écho et ainsi de suite) provenant de la Fig.5.10

La phase d'interférence acquiert alors une contribution supplémentaire : en supposant cette perturbation sinusoïdale à une fréquence  $f$ , il en résulte, sur chacun des pics attendus,

à des bandes latérales écartées de  $\pm f$  de part et d'autre du pic. Les flèches vertes et jaunes illustrent les positions de ces bandes latérales, et notamment, lorsque  $f$  est plus grande que la fréquence du pic central, le repliement de la bande latérale de basse fréquence.

### 5.2.1.2.2 Détection de la lumière parasite diffusée

Lorsque, cette fois, nous insérons une cible en papier blanc devant le miroir M1 dans le montage (cf Fig.4.1), toutes les principales contributions de lumière parasite disparaissent (comme montré dans les données rouges de la Fig.5.14, où la quasi-totalité des contributions repassent en dessous de  $10^{-5}$ ) mais nous détectons un signal reproductible et fin de  $4 \times 10^{-5}$  (Fig.5.12) à  $\text{DOC} = 1,3783 \text{ m}$ . L'amplitude fractionnaire attendue pour ce signal a été estimée à  $2,6 \times 10^{-5}$  (deux fois l'amplitude fractionnaire optique déterminée en section §4.1.1), en supposant que la diffusion sur la cible en papier était lambertienne. Cela correspond raisonnablement à l'amplitude mesurée, étant donné que les propriétés du papier ne sont pas spécifiées et qu'un léger comportement spéculaire n'est pas exclu.

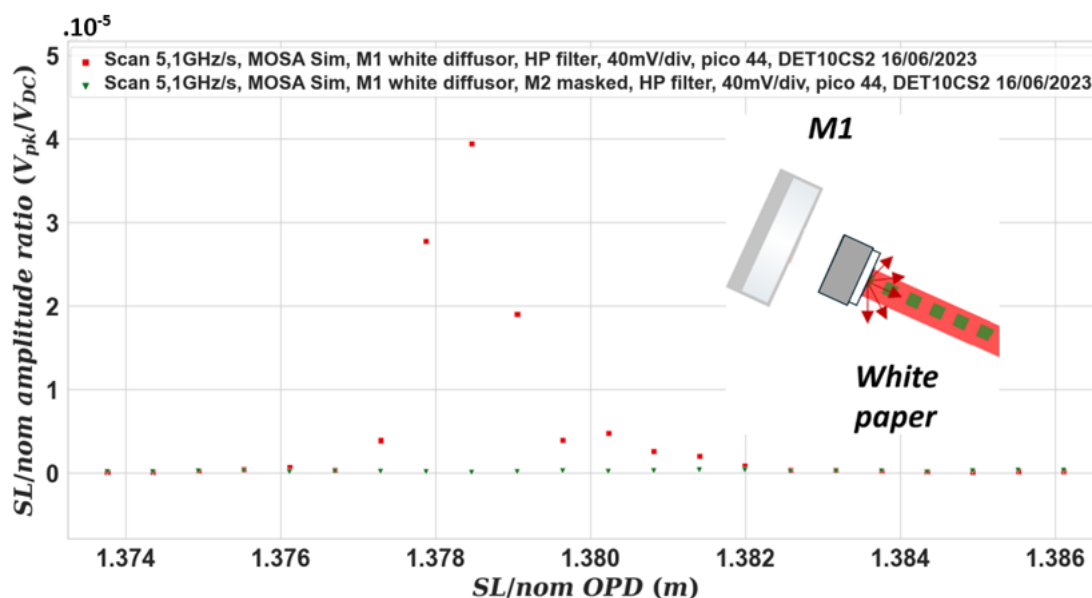


FIGURE 5.12 – Zoom sur l'amplitude de la lumière parasite due à un diffuseur blanc inséré devant M1 avec (vert) et sans (rouge) un masque devant le second miroir M2 (pour prouver la présence de la lumière parasite diffusée attendue)

Si la cible blanche est tournée à un angle tel que l'incidence est grande ou rasante, on peut s'attendre à un élargissement et à une distorsion du pic (éventuellement une transition vers des pics multiples ou une structure de speckle à une incidence rasante) puisque le processus de diffusion ne peut plus être considéré comme ponctuel. Cette observation reste néanmoins à faire.

Je conclus ici que le prototype peut détecter efficacement les contributions des faisceaux parasites et diffusées dans un système réel en espace libre. Je n'ai pas analysé la reproductibilité des amplitudes des pics attendus mais, outre la mesure du niveau DC, la divergence du

faisceau et l'instabilité du montage qui peut demander un réalignement de l'interféromètre ajoutent à l'incertitude de cette mesure. Les principaux défis consistent maintenant à vérifier la précision en DCO de la détection et les planchers obtenus lors d'un test en situation réelle.

## 5.2.2 Comparaison des planchers de mesures

En supposant que la mesure de lumière parasite doit atteindre un rapport signal/bruit de 30 pour être considérée comme fiable, le plancher de mesure cible de l'appareil de mesure est de  $10^{-6}$  en amplitude optique ( $2 \times 10^{-6}$  en modulation fractionnaire du signal ou un bruit de  $10^{-5}/\sqrt{\text{Hz}}$  sur 100 s), sur la plage de mesure pertinente de 0,1 à 200 Hz (§ 2.2.2).

Dans le graphique ci-dessous (Fig.5.13) où les points de données jaunes sont obtenus avec l'ensemble du système actif, à l'exception du laser, il est clair que l'ensemble de la chaîne d'acquisition (photorécepteur + acquisition) atteint un plancher proche de  $10^{-7}$  d'amplitude fractionnaire et est donc sous le plancher visé de  $2,2 \times 10^{-6}$  en amplitude fractionnaire du signal. Il est à noter que ces résultats sont obtenus avec une acquisition en couplage AC. Le photorécepteur est en mode « passif », sans amplificateur opérationnel : la photodiode débite dans une simple résistance de transimpédance.

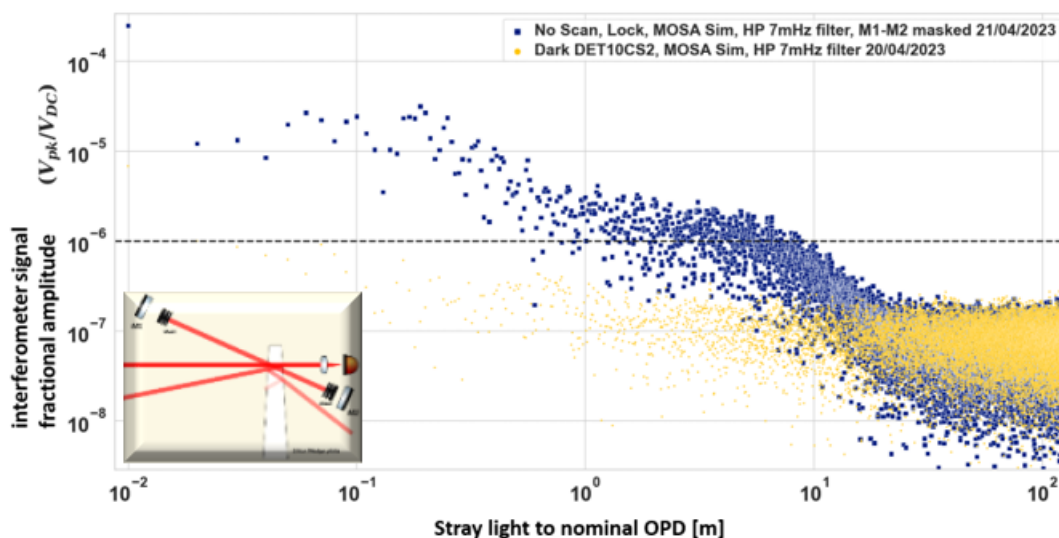


FIGURE 5.13 – Spectre de l'amplitude de modulation fractionnaire du signal du photorécepteur du simulateur MOSA : en bleu foncé, le laser est allumé à une fréquence fixe et des masques sont insérés pour empêcher les faisceaux parasites d'atteindre les miroirs M1 et M2. En jaune : le laser est éteint. Photodiode : DET10C2. Système d'acquisition : Picoscope, modèle 4444, précédé par un filtre passe-haut à 7 mHz, sensibilité 20 mV/div. Ligne en pointillé : indique le niveau  $10^{-6}$

Le signal "No-scan" bleu foncé est enregistré ci-dessous en présence du faisceau laser à fréquence fixe, mais les miroirs M1 et M2 sont masqués, de sorte que les interférences sont

essentiellement absentes, et on enregistre essentiellement le bruit de puissance du faisceau arrivant sur l'installation du simulateur MOSA, lorsque la source laser est verrouillée à fréquence fixe. Le bruit de fond est acceptable (inférieur à  $10^{-6}$  en amplitude fractionnaire du signal), sauf à des fréquences inférieures à 10 Hz, où le bruit est quelque peu excessif. Il n'est pas encore clair si cet excès de bruit de puissance du laser est dû à l'action du verrouillage de la fréquence du laser, qui agit sur la commande de courant laser, notamment.

Comme la mesure de la lumière parasite nécessite un balayage de la fréquence du laser, le bruit du signal doit également être mesuré lors d'un balayage de fréquence. C'est ce que montre la Fig.5.14, où il apparaît que le balayage de la fréquence du laser ne fait pas remonter le niveau du plancher par rapport à la mesure « No Scan » mais donne lieu à des pics avec la signature de la lumière parasite.

Certains de ces pics sont dus au retour optique au niveau des différents composants fibrés du montage (comme ceux à 0,939m, 0,985m, 1,924m et 4,549m de DCO correspondant à 0,33m, 0,34m, 0,66m et 1,57m de longueurs de fibres) mais d'autres, tels que les 2 pics sous 0,1m de DCO, sont liés à des contributions de lumière parasite inattendus sur le simulateur de MOSA (ex. : réflexion de la lentille devant la photodiode vers la lame prismatique sur la Fig.4.1) .

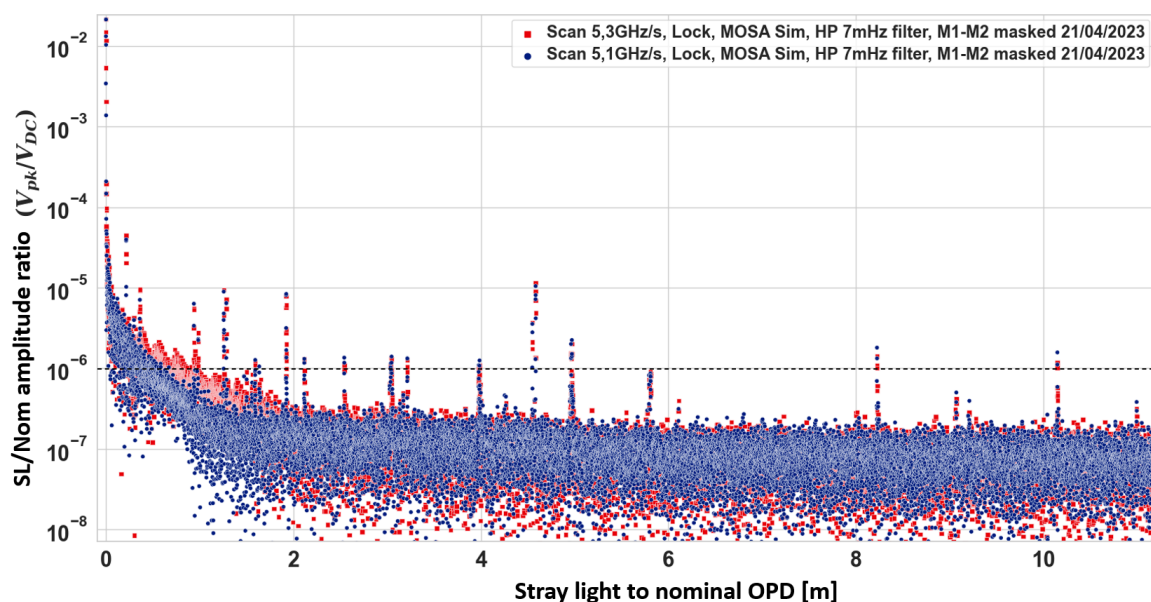


FIGURE 5.14 – Tracé DCO du spectre du signal du photorécepteur pendant les balayages de la fréquence du laser. Des masques sont placés pour empêcher les faisceaux parasites d'atteindre les miroirs M1 et M2. En rouge (resp. bleu) : données obtenues avec une rampe de fréquence optique de 5,30 GHz/s (resp. 5,10 GHz/s)

### 5.2.3 Détermination et résolution de la différence de chemin optique

Une première vérification, rendue possible par la géométrie de la cavité formée par les miroirs M1 et M2, peut être effectuée avec ce type de spectres : la linéarité de la fréquence de Fourier avec la DCO, et avec  $\Delta\nu_{\text{opt}}/\Delta t$ , comme prévu par l'expression de la fréquence de Fourier. Comme  $[\Delta L]_{N_{\text{parcours}}} = N_x[\Delta L]_{1_{\text{parcours}}}$ , on peut vérifier que les cinq pics fournissent cinq déterminations équivalentes de la longueur du trajet optique M1-M2.

Ceci est illustré dans la Fig.5.15 où cinq pics obtenus avec une vitesse de rampe de 5,10 GHz/s sont présentés en fonction de la DCO unitaire (en divisant par  $N_{\text{parcours}}$ ).

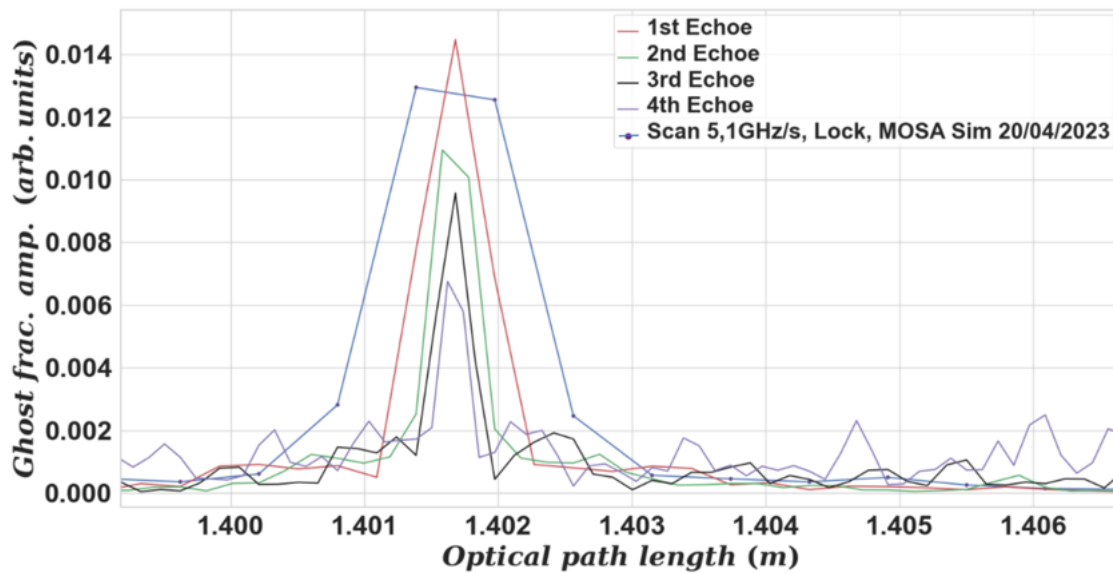


FIGURE 5.15 – La contribution initiale de lumière parasite du simulateur MOSA et ses quatre échos, redécalés et superposés pour la détermination du chemin optique unitaire aller-retour entre les deux miroirs M1-M2 pour une vitesse de balayage en fréquence : 5,10 GHz/s (gauche)

TABLE 5.2 – Cinq déterminations du chemin optique de l'aller-retour dans la cavité M1-M2 pour deux vitesses de balayage en fréquence

	5,30 GHz/s	5,10 GHz/s
Premier Pic	1,40170	1,40164
Premier Echo	1,40169	1,40167
Second Echo	1,40169	1,40165
Troisième Echo	1,40169	1,40162
Quatrième Echo	1,40165	1,40164
<b>Moyenne</b>	1,40169	1,40165

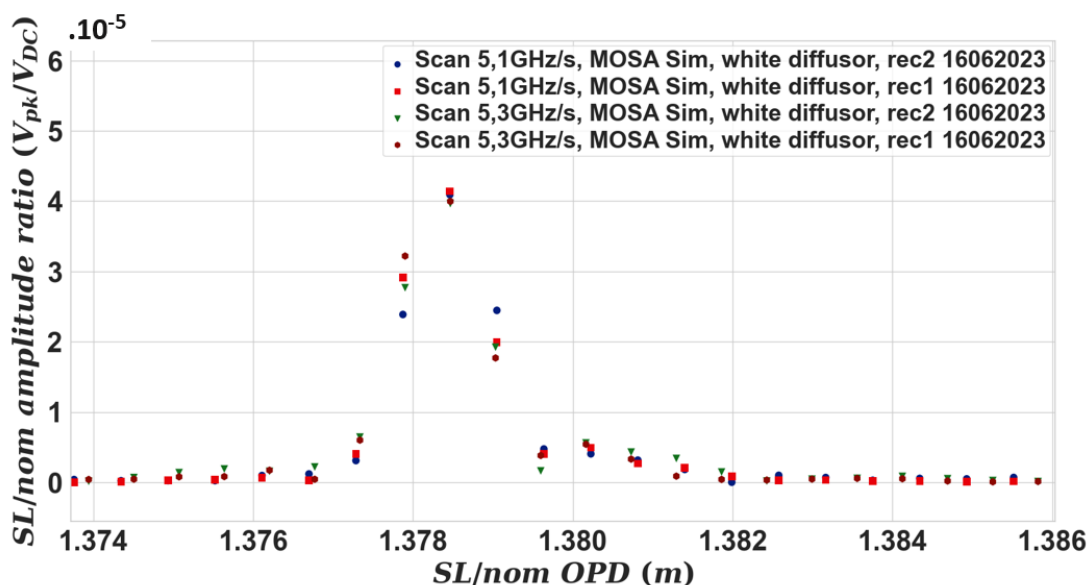


FIGURE 5.16 – Zoom sur les données obtenues lorsque l’amplitude de la lumière parasite observée est due à un diffuseur blanc inséré avant M1. Barycentre moyen du pic obtenu avec un balayage à 5,10 GHz/s : 1,378 5 m. Barycentre moyen avec un balayage à 5,30 GHz/s : 1,378 4 m

TABLE 5.3 – Deux déterminations du chemin optique de l’aller-retour entre la réflexion sur le papier blanc et le miroir M2 pour deux vitesses de balayage en fréquence lors de deux séquences de mesures réalisées le même jour

	DCO (m) session 1	DCO (m) session 2
5,10 GHz/s	1,37853	1,37849
5,30 GHz/s	1,37842	1,37845

La concordance est meilleure que 0,6 mm entre la valeur « théorique » de 1,40218 m déterminée en section 4.1.2.4 et les deux valeurs "moyennes" 1,401690 et 1,401646 calculées à partir des positions des pics dans le Tableau 5.2, et la même concordance a été trouvée lorsque la même procédure a été appliquée aux données obtenues avec un diffuseur blanc au lieu du miroir M1 (5.3). La concordance ne peut pas être considérée comme définitive car le simulateur MOSA est de mauvaise qualité mécanique et il est difficile d’évaluer l’incertitude dans la mesure du chemin optique M1-M2 à l’aide du bras de mesure des coordonnées. (section 4.1.2.1)

Comme présenté ci-dessus dans les Tableaux 5.2 et 5.3, la reproductibilité des positions des pics de lumière parasite de type faisceau parasite et de type lumière diffusée est d’environ 0,1 mm.

La capacité du SL-OGSE à résoudre deux pics proches est également importante, pour éviter de les interpréter comme un pic large ([71]). La Fig.5.17 montre le spectre enregistré avec un faisceau parasite obtenu à partir d’un étalon en silice nue de 1,0 mm à faces paral-

lèles. Les deux pics sont clairement observés, séparés de 2,94 mm, en accord avec l'épaisseur optique  $2ne = 2,94$  mm de la plaque d'épaisseur  $e = 1,0$  mm et d'indice  $n \approx 1,45$ . La valeur attendue est de 2,9 mm et la valeur observée est de 2,94 mm. Une épaisseur de silice de 1 mm est donc entièrement résolue.

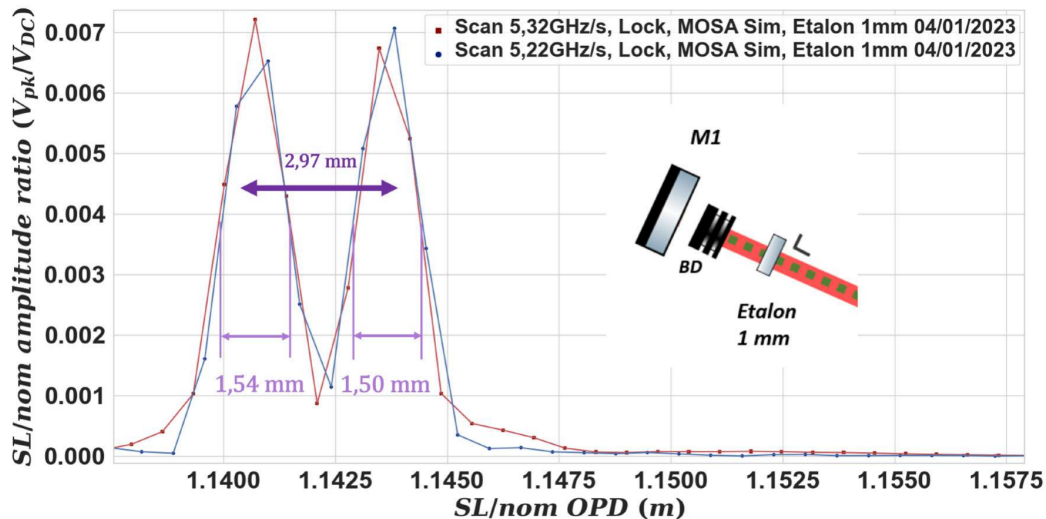


FIGURE 5.17 – Spectres du photorécepteur obtenus lorsque, avant le miroir M1, un étalon de silice de 1,0 mm a été inséré, suivi d'un masque noir. Vitesse de balayage de la fréquence optique : 5,32 GHz/s (points de données rouges) et 5,22 GHz/s (points de données bleus)

#### 5.2.4 Conclusion des tests sur le « simulateur de MOSA »

Je peux donc conclure ici avant de passer à l'étude sur le ZIFO que les analyses spectrales des signaux du simulateur MOSA montrent l'existence des faisceaux de lumière parasite que nous avons préparés et permettent la mesure de la différence de chemin SL/nominal, confirmant la fonctionnalité du dispositif pour la mesure de la lumière parasite cohérente (de type faisceau parasite ou diffusée). La résolution en position est au niveau attendu de 1 mm (2 mm en DCO) du fait de l'amplitude  $>1$  nm des balayages de fréquence. Les planchers de mesure montrent que nous avons atteint l'amplitude fractionnaire SL/nom actuellement requise de  $2,2 \times 10^{-6}$  au-dessus de 1 Hz. Le bruit résiduel à basse fréquence pourrait éventuellement être éliminé en normalisant le signal du photorécepteur par le signal de puissance du laser, obtenu à partir d'une mesure du faisceau laser entrant sur le dispositif à mesurer.

J'observe néanmoins la présence

- de pics parasites dus à des perturbations acoustiques et sismiques ajoutant des bandes latérales aux signaux attendus. Ces pics ont été largement supprimés en éloignant les sources de bruit (essentiellement l'instrumentation, notamment les oscilloscopes), en arrêtant les dispositifs d'aération de la pièce, et en disposant une chambre à air sous la table d'expérience pour réduire les perturbations transmises par le sol de la pièce.
- et de contributions non souhaitées mais révélant la présence de lumière parasite à proprement parler, comme les réflexions sur la lentille, ainsi que dans notre installation à fibres optiques, contributions qui, puisqu'elles sont difficilement évitables,

devront être autant que possible minimisées.

## 5.3 Mesures de la lumière parasite sur le démonstrateur interférométrique ZIFO

Cette section présente les tests que j'ai réalisés au LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille), dans lesquels j'ai utilisé le prototype de SL-OGSE pour mesurer la lumière parasite dans un dispositif complexe : le démonstrateur interférométrique ZIFO de la collaboration LISA France<sup>3</sup>. Ces tests avaient le double objectif de mesurer la lumière parasite dans l'interféromètre ZIFO, et (dans le cadre de ce travail de thèse) de tester le prototype SL-OGSE sur un dispositif dont la complexité est voisine de celle du MOSA (voir la description du ZIFO au § 4.2) sans toutefois comporter la difficulté liée au faisceau de 2 W sur 30 cm émis par le télescope du MOSA.

Jusqu'ici le SL-OGSE n'avait été testé que sur le simulateur de MOSA, dispositif extrêmement simplifié qui ne comporte qu'un SEPR unique. Le démonstrateur ZIFO génère 36 signaux dont quatre sont des signaux de mesure de puissance de chacun des deux faisceaux injectés, disponible pour un asservissement des deux puissances optiques injectées lors du fonctionnement en démonstrateur interférométrique. Rappelons que pour les mesures de lumière parasite, un seul faisceau est injecté, donc deux de ces quatre signaux sont nuls en l'absence de lumière parasite.

### 5.3.1 Dépouillement d'une séquence d'enregistrements

Cette première partie montrera un échantillon représentatif des résultats obtenus avec les tests sur les configurations de mesures principales (illustrées sur la Fig.4.10). Pour rappel une configuration de mesure comprend 16 signaux (4 premiers picoscopes) QPR (segments A&B ou A&C), 3 signaux SEPR (1, 1' et 2 ou 1, 2' et 2 selon l'injecteur utilisé) et le signal calibrateur

Je respecterai la logique : d'abord exploiter les spectres « Dark », puis « No scan », « Scan 5,10 GHz/s » et « Scan 5,30 GHz/s » pour identifier les différentes contributions

#### 5.3.1.1 Plancher de bruit des photorécepteurs : signaux d'obscurité

Le bruit plancher sur les QPR (le bruit Dark, Fig.5.18) est un peu plus élevé qu'attendu ( $5 \times 10^{-6}$  en amplitude fractionnaire) et lié au plancher de la mesure par les Picoscopes

---

3. Ce travail a bénéficié de l'aide de deux personnes d'ARTEMIS (notamment au stade du transport et de la mise en place du SL-OGSE, puis de son démontage à la fin des tests) et de deux personnes du CPPM (Centre de physique des particules de Marseille), notamment pour l'utilisation des dispositifs de monitoring de l'environnement dans et autour du ZIFO

(améliorable sans doute en partie) comme je l’avais déjà observé lors des tests réalisés au préalable à ARTEMIS.

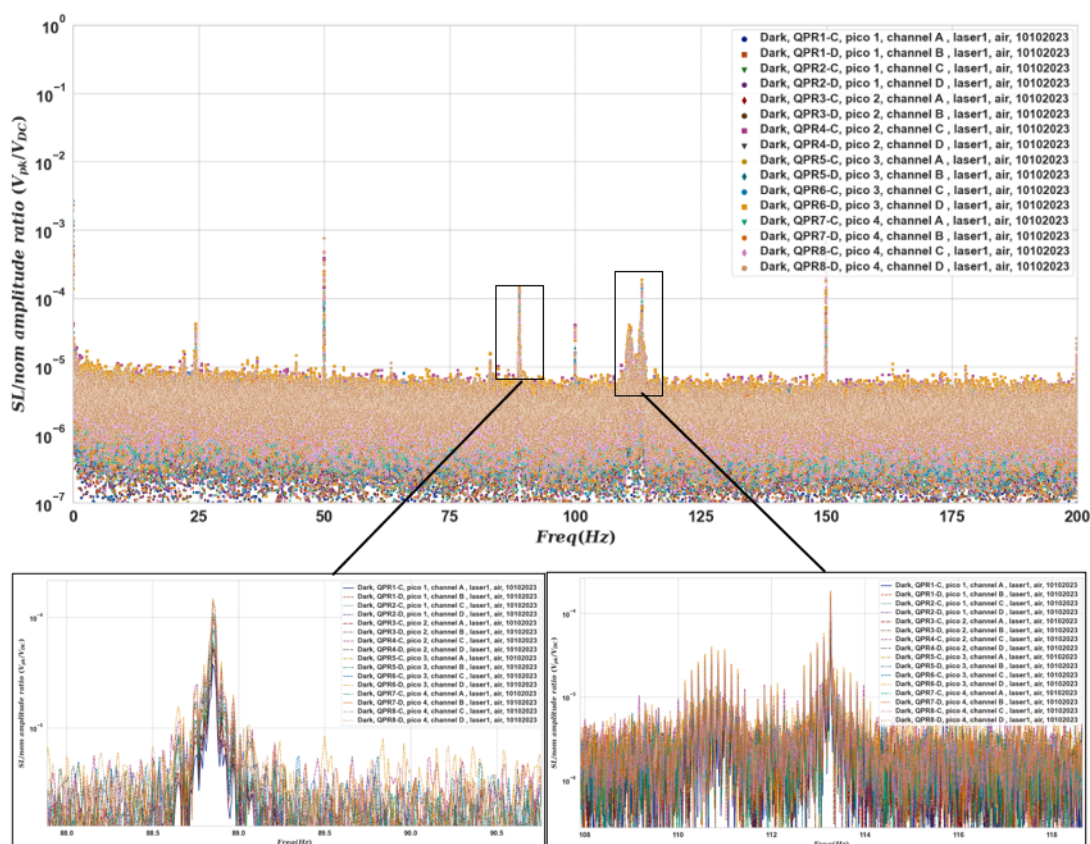


FIGURE 5.18 – Superposition des spectres de tous les signaux d’obscurité « Dark » des QPR segments C et D (laser 1 configuration 2 fait le 10/10/2023) et zoom sur les 2 contributions parasites autres que le secteur.

Hors harmoniques du secteur, des pics sont observés sur les spectres à 24,8 Hz, 88,7 Hz et entre 110 et 114 Hz. Ils proviennent de l’alimentation des photodiodes qui présente ces mêmes pics : cf §5.3.2. Il est important de remarquer que ces pics sont relativement larges : dans toute la zone allant de 110 à 114 Hz il devient difficile de chercher des pics de lumière parasite d’amplitude plus faible que  $10^{-4}$ . C’est un point qui devra être assuré dans les mises en œuvre futures du SL-OGSE : l’alimentation ne doit pas dégrader le plancher de mesure des photorécepteurs, or dans le cas où le dispositif à tester est essentiellement un interféromètre hétérodyne, l’alimentation des photorécepteurs n’est pas forcément spécifiée dans les basses fréquences.

Le plancher de bruit sur les SEPR sur la Figure 19 est légèrement plus mauvais que celui des QPR ( $8 \times 10^{-6}$ ) et n’est pas limité par le plancher de mesure du Picoscope. Ces SEPR sont exempt de pics et ne sont donc pas affectés comme constaté en annexe A.7. Cette différence tient à ce que les designs des préamplificateurs sont différents : réalisés sur une base à amplificateur opérationnel pour les SEPR, ils bénéficient donc d’une réjection optimisée du bruit d’alimentation. En revanche, pour les QPR ils sont à transistors discrets, donc avec

une moindre réjection.

Il est important de noter que dans l'exemple Fig.5.19, le signal SEPR2 en jaune n'est pas divisé par son niveau DC (a priori le niveau DC est nul) puisque, en configuration laser 1, ce photorécepteur n'est pas censé recevoir un faisceau.

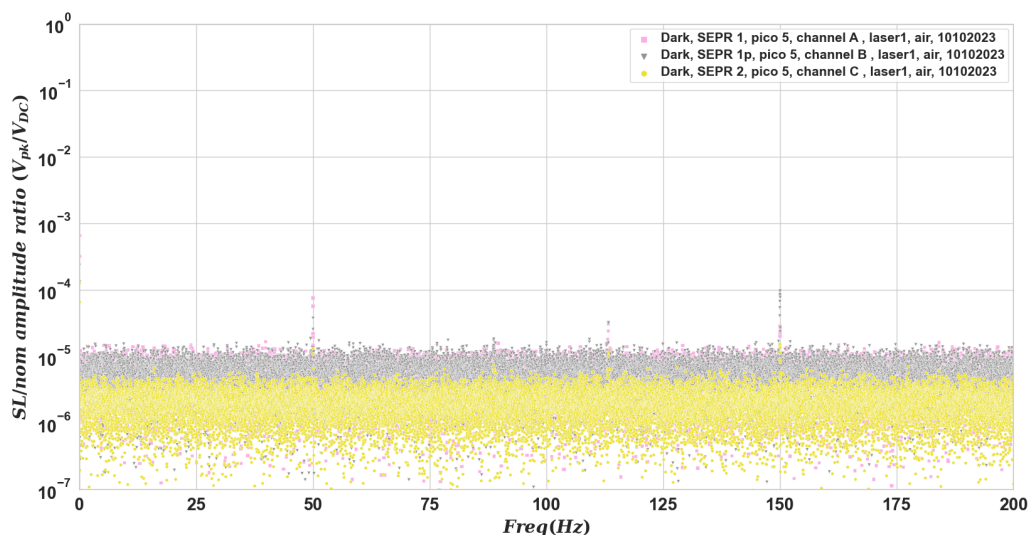


FIGURE 5.19 – Superposition des spectres de signaux d'obscurité « Dark » de trois SEPR (laser 1, le 10/10/2023)

### 5.3.1.2 Plancher de bruit du signal des photorécepteurs ZIFO : laser à fréquence fixe

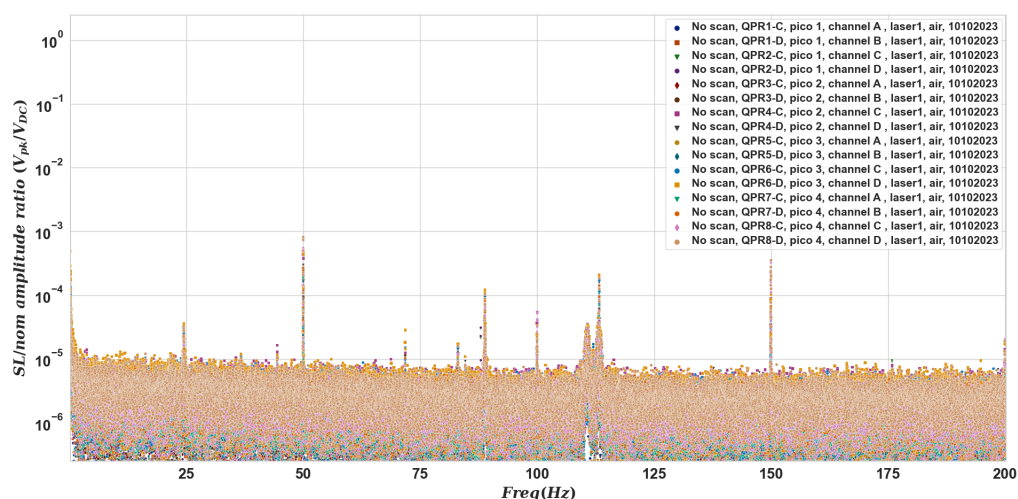


FIGURE 5.20 – Superposition de tous les spectres signaux « No Scan » des QPR segments C et D avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 1 du ZIFO (laser 1 configuration 2 le 10/10/2023)

Sur les photorécepteurs à quadrant, lorsqu'on injecte le laser à fréquence fixe (No Scan), on ne constate pas de pics supplémentaires à fréquence  $< 25\text{Hz}$  comme illustré sur la Fig.5.20.

Mis à part le pic à 72 Hz apparaissant à  $5 \times 10^{-5}$  d'amplitude fractionnaire lié probablement à une modulation de fréquence du signal allant vers les photodiodes (comme décrit en section 2.3.3), le spectre s'explique presque totalement par le bruit d'obscurité de la Fig.5.18. Dans la zone de fréquences 200-1000 Hz il n'y a pas de bruit majeur susceptible de perturber les signaux de la bande 0-200 Hz.

### 5.3.1.3 Signal des photorécepteurs ZIFO : laser balayé

La figure 5.21 ci-dessous montre un enregistrement temporel (copie d'écran de l'interface avec le Picoscope n° 1) de signaux des segments A & B des QPR 1 & 2 lors d'un balayage de la fréquence optique du laser injecté sur l'entrée Laser 2.

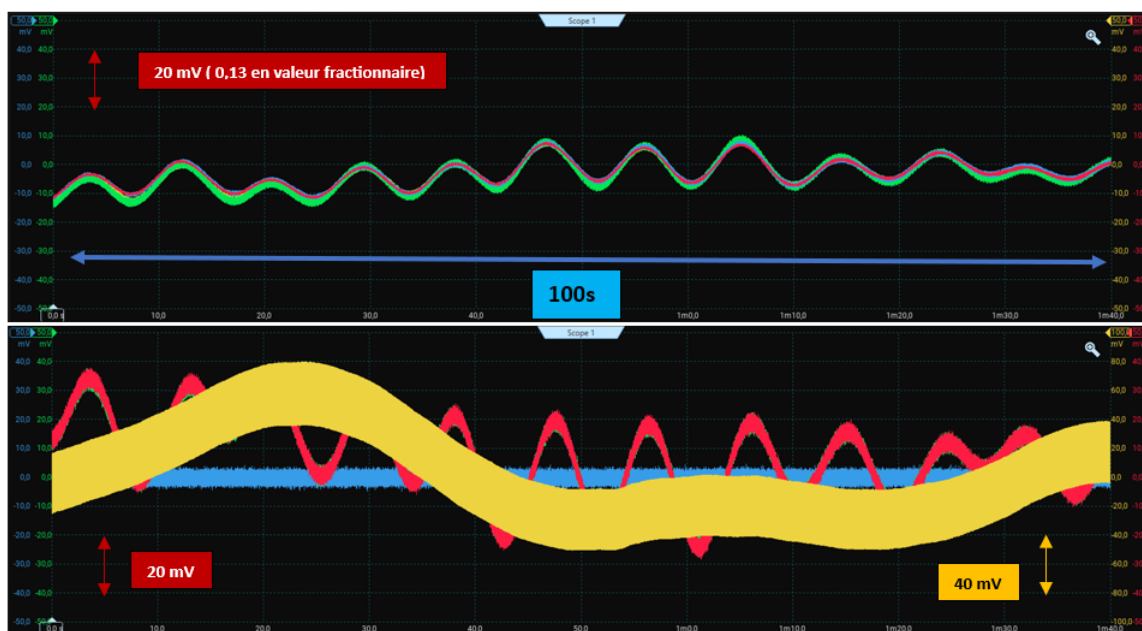


FIGURE 5.21 – Captures d'écran de quelques signaux temporels AC en sortie du ZIFO sur le Picoscope n°1 (haut, QPR1-A, QPR1-B, QPR2-A, QPR2-B) et sur le Picoscope n°5 (bas, SEPR1, SEPR2, SEPR2', Calibrateur) avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 2 du ZIFO (laser 2 configuration 1, le 16/10/2023, VDCs typiques : QPR=150 mV, SEPR=325 mV et Calibrateur=1,825 V)

Les ondulations observables sur le niveau DC de la Fig.5.21 sont dues au basculement périodique de la polarisation dans les fibres PM (notamment celles de 2 m et de 6 m qui séparent le prototype SL-OGSE du ZIFO), lors des balayages de fréquence, si la polarisation entrante n'est pas parfaitement alignée avec l'axe lent de la fibre PM (cf section 2.3.5) : cela se traduit par une modulation de puissance sur les photorécepteurs, du fait des polariseurs présents sur le banc ZIFO juste à la sortie des injecteurs (schéma détaillé en annexe A.11).

On remarque d'ailleurs que les variations lentes visibles en sortie du calibrateur (signal jaune sur la Fig.5.21) ne sont pas les mêmes que celles vues par les photodiodes du ZIFO, qui sont nettement plus rapides. Ceci s'interprète par la longueur de fibres PM vers le ZIFO (6m), bien plus longue que celle vers le calibrateur (1m + 1m)

Ensuite lorsque je trace les spectres de scan 5,1 GHz/s et 5,3 GHz/s en fonction de la DCO j'obtiens, avec les signaux des QPR, des spectres qui sont assez voisins de ce que montre la Fig.5.22.

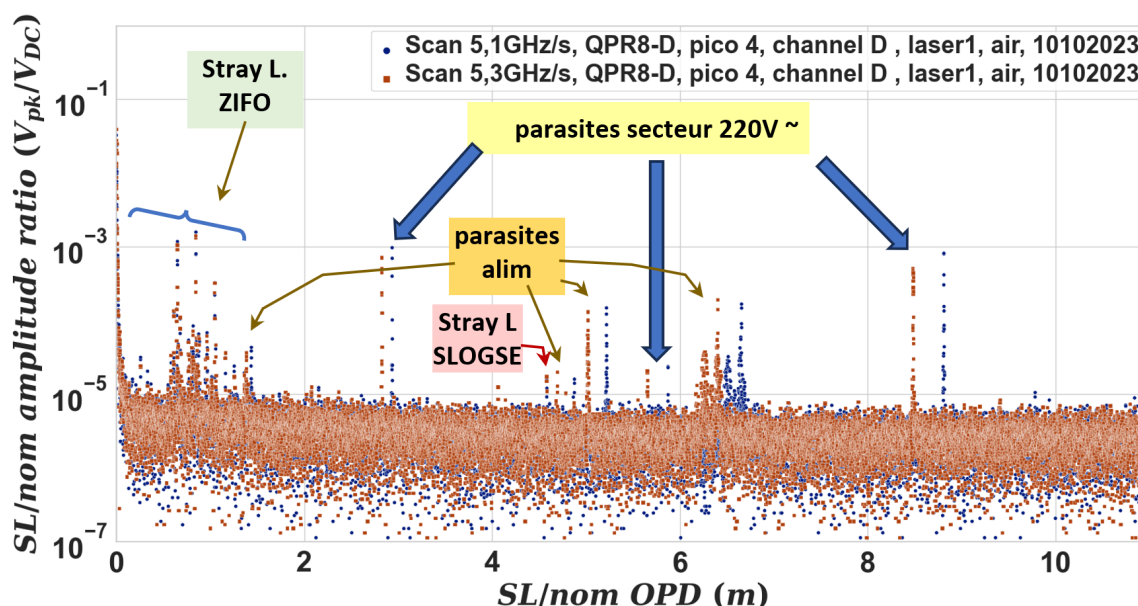


FIGURE 5.22 – Superposition des spectres scan 5,10 GHz (bleu) et scan 5,30 GHz (marron) en sortie de la QPR8 segments D avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 1 du ZIFO le 10/10/2023)

Sur la Fig.5.22

- aux DCOs, de plus de 2m on observe essentiellement les parasites secteur (50, 100 et 150 Hz), les parasites associés à l'alimentation des photorécepteurs, tous dédoublés comme on l'attend pour un tracé en DCO, et les parasites associés au retour optique sur l'isolateur optique en sortie de Laser SL-OGSE qui perturbe toutes nos mesures à commencer par le calibrateur.
- Sous 1,75 m de DCO, on observe des signaux associés à de la lumière parasite affectant le ZIFO : de ce point de vue la situation est relativement simple, puisque dans cette zone, il n'y a qu'un seul pic parasite dû à l'alimentation des photorécepteurs, à DCO = 1,42 m (illustré sur les deux exemples de zoom de la Fig.5.23). On peut se restreindre à cette zone sans omettre de signaux pertinents du point de vue du ZIFO. Cette observation montre d'ailleurs que le « halo » de lumière ayant subi de multiples diffusions, notamment sur l'écran thermique, reste contenu (voire totalement absent). Cela est attendu puisque l'essentiel des ghosts quittant le banc optique en direction de l'écran thermique est absorbé par une bande de revêtement noir Acktar (Metal Velvet) posé sur l'intérieur de l'écran thermique dans le plan des faisceaux.

Sans cela le risque était important que des retours venant de l'écran thermique (dont le comportement est sans doute partiellement un réflecteur, et partiellement diffuseur, mais qui absorbe peu la lumière) soient observables. Or une telle contribution, revenant d'une surface intrinsèquement instable, aurait pu compromettre la stabilité des mesures de phase hétérodyne.

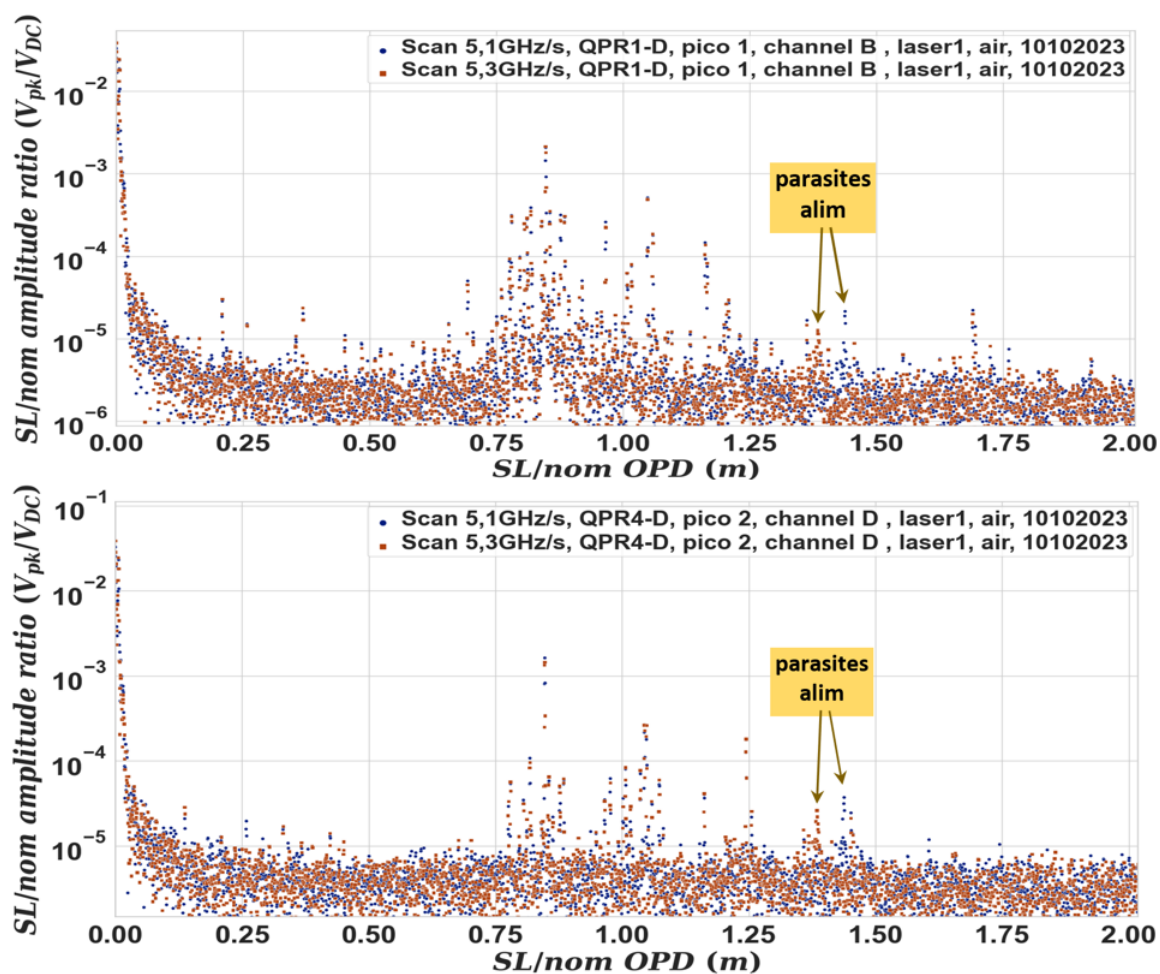


FIGURE 5.23 – Zoom sur la superposition des spectres scan 5,1 GHz (bleu) et scan 5,3 GHz (marron) en sortie de la QPR1 segment D (haut) et de la QPR4 segment D (bas) avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 1 du ZIFO (le 10/10/2023)

On ne remarque pas sur la Fig.5.24 de différences majeures entre les segments d'une même QPR. Les positions des pics coïncident, entre les différents segments, avec une précision de 0,1mm comme le montre le tableau en Annexe A.10. Leurs amplitudes sont tout de même assez variables ce qui indiquerait que la géométrie des faisceaux parasites n'est pas simple et/ou que les faisceaux parasites ne soient pas parfaitement alignés sur le faisceau nominal.

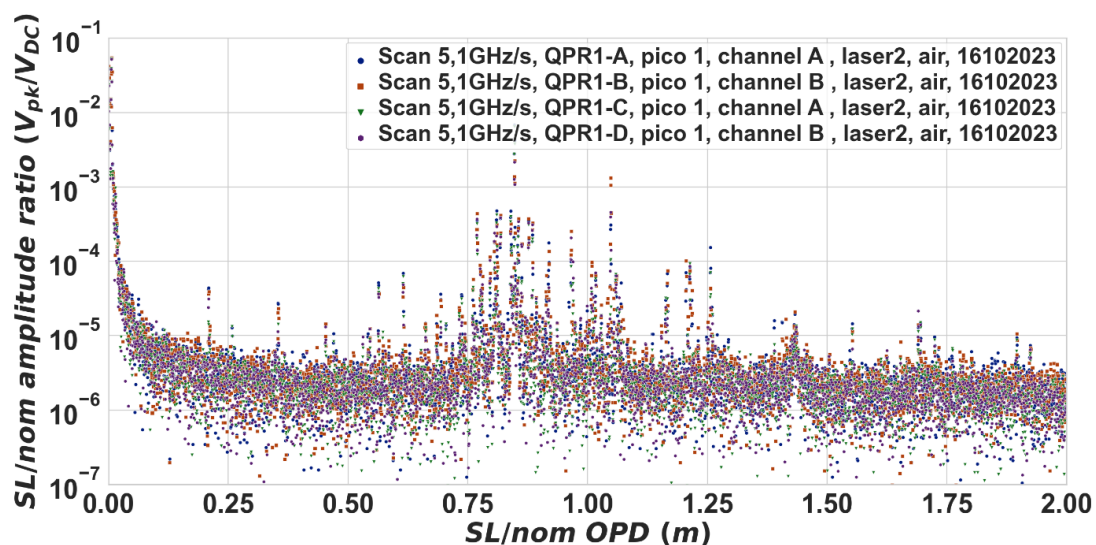


FIGURE 5.24 – Zoom sur la superposition des spectres scan 5,1GHz en sortie des 4 segments de la QPR1 avec injection du SL-OGSE sur l’injecteur laser 2 du ZIFO (laser 2 fait le 16/10/2023)

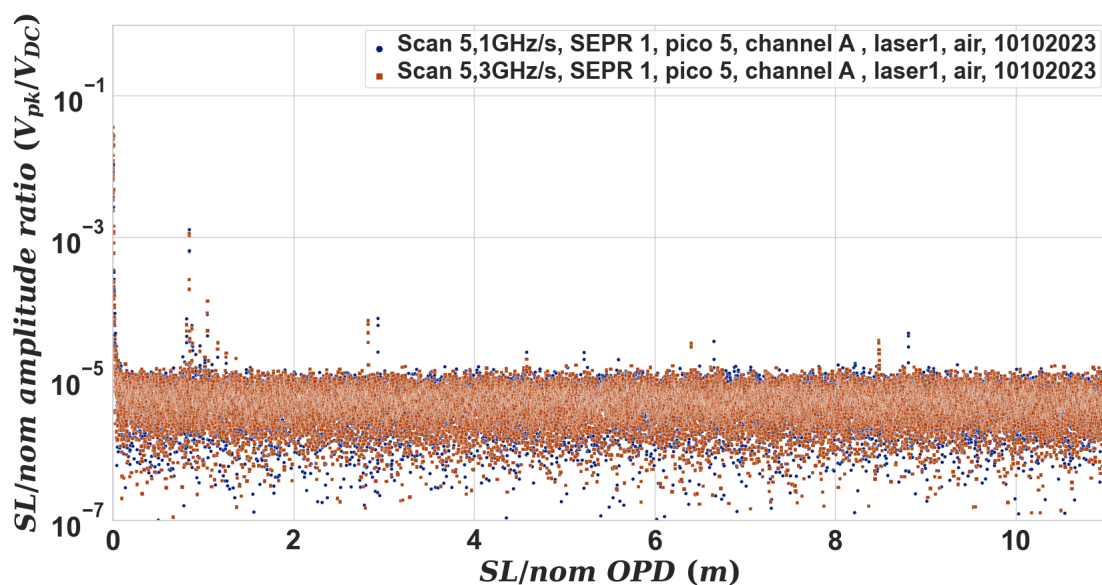


FIGURE 5.25 – Superposition des spectres scan 5,1 GHz (bleu) et scan 5,3 GHz (marron) en sortie de la SEPR1 avec injection du SL-OGSE sur l’injecteur laser 1 du ZIFO (laser 1 configuration 2 le 10/10/2023)

Les SEPR montrent relativement peu de lumière parasite : moins grand nombre de pics et amplitude typique un peu plus faible que dans les signaux QPR (cf.Fig5.25). Par ailleurs les pics parasites sont également d’amplitude plus faible.

### 5.3.1.4 Injecteur 1 vs Injecteur 2

Le démonstrateur ZIFO a pour but d'enregistrer sur le long terme une interférence hétérodyne pour en quantifier la stabilité, et le ZIFO reçoit deux faisceaux différents par 2 injecteurs différents. Je ne constate pas de différence essentielle entre les mesures où nous injectons le laser sur l'injecteur 1 et celles où nous injectons sur l'injecteur 2 sous 1,05 m de DCO, tout au plus remarque-t-on de façon générale une tendance à des amplitudes de lumière parasite un peu plus élevées sur les signaux de QPR2 sur tous types de configurations. La même tendance avait été observée lors de tests réalisés antérieurement par l'équipe ZIFO en insérant des masques à divers endroits du banc optique (des variations étaient observées sur les signaux DC et hétérodynes, laissant penser à de la lumière parasite cohérente, sans en apporter la preuve) : les effets observés étaient plus importants sur QPR2.

Je souhaite à présent détailler l'origine des différentes contributions parasites et de lumière parasite. Il s'agit d'une étude préliminaire -visant à caractériser les performances qu'on peut attendre du SL-OGSE-, le dépouillement exhaustif des données ZIFO n'étant pas l'objectif de ce travail de thèse.

## 5.3.2 Recherche de l'origine des contributions de bruits et lumière parasite

Dans cette partie je recherche l'origine des différentes contributions présentées précédemment.

### 5.3.2.1 Bruit sur l'alimentation des photodiodes

Enregistrer le spectre de l'alimentation des photodiodes sur la Fig.5.26 va me permettre par exemple d'identifier la totalité des contributions purement de bruits parasites.

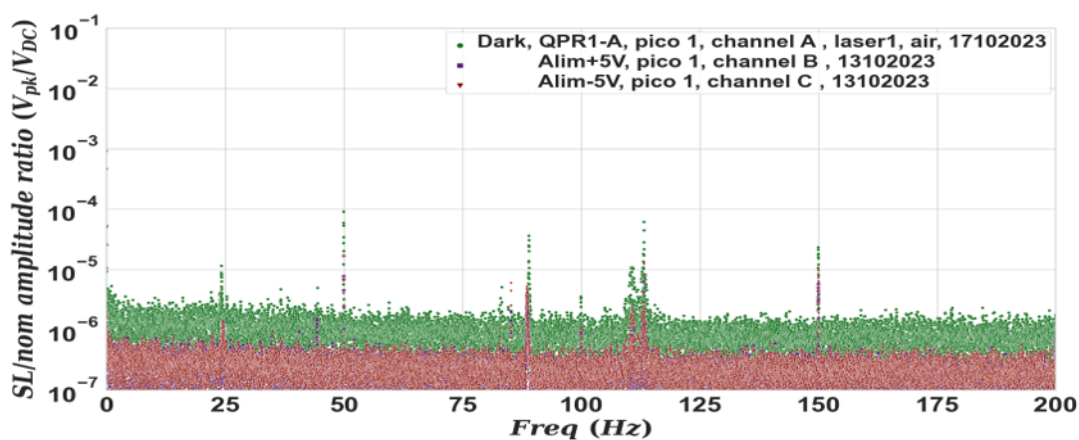


FIGURE 5.26 – Spectre du signal d'obscurité « Dark » de la QPR1 segments A (laser 1 configuration 2 fait le 17/10/2023) et de la tension d'alimentation +/- 5V des photodiodes

Les pics présents sur le spectre de l'alimentation +/- 5V des PRs et les harmoniques secteur expliquent les contributions observables sur les spectres Dark. Un enregistrement obtenu avec une antenne (fil nu non coaxial) n'a pas indiqué de présence préoccupante de parasites électromagnétiques ambiants.

### 5.3.2.2 Oscillations de la polarisation : Enregistrements "Scan 0" et "Scan 0-P"

Ensuite, pour confirmer notre compréhension des variations lentes observées liées à l'oscillation de la polarisation dans les fibres durant les balayages en fréquence, j'ai mis en place deux mesures dédiées appelées "Scan 0" et "Scan 0-P" où on déconnecte complètement le système à mesurer et, à la place, on connecte un photorécepteur fibré de façon à caractériser le faisceau produit par la source SL-OGSE comme illustré sur la Fig.5.27.

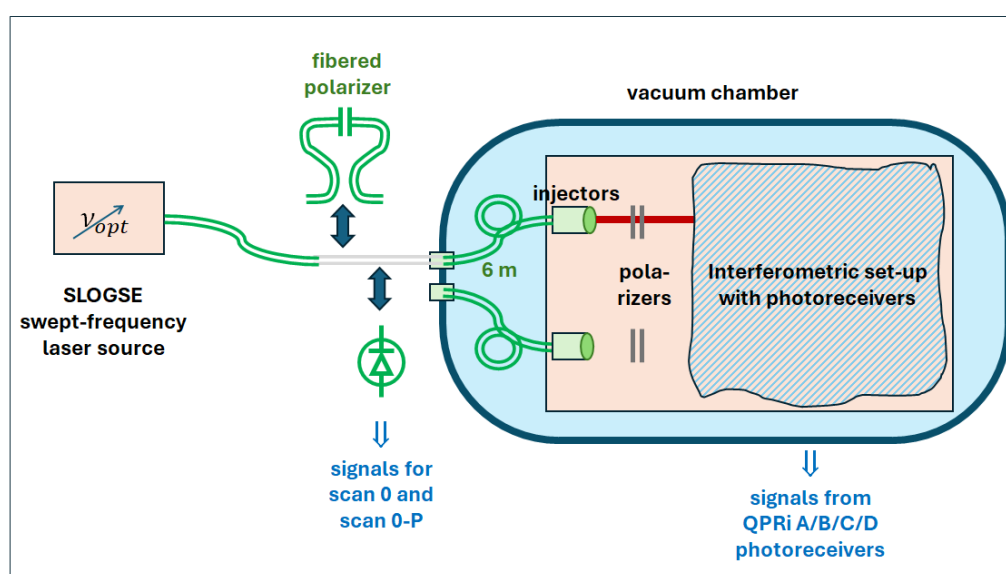


FIGURE 5.27 – Schéma du montage « Scan 0 » (sans polariseur à la sortie de la source laser) et « Scan 0-P » (avec polariseur à la sortie de la source laser, dans notre cas un coupleur 50/50 « Fast Axis Blocked »)

L'objectif est de valider l'absence de lumière parasite, la qualité de la polarisation, le RIN de la source laser, d'éventuelles modulations de puissance ayant une autre origine. Les mesures peuvent être faites à la sortie immédiate de la source SL-OGSE, ou en sortie des fibres 2+6 m acheminant le faisceau SL-OGSE au système à mesurer. Elles peuvent être faites avec ("Scan 0-P") ou sans ("Scan 0") polariseur, suivant qu'on cherche à caractériser la qualité de la polarisation, ou simplement le RIN indépendamment de la polarisation. La fonction polariseur est ici obtenue par un coupleur 50/50 Fast Axis blocked. L'ajout de la fibre de 6 m à celle de 2 m permet de donner une fréquence suffisamment élevée (60 mHz) pour qu'elle soit parfaitement identifiable

Les enregistrements Scan 0 et Scan 0-P ne comportent que deux signaux : le calibrateur (toujours nécessaire, pour vérifier la qualité de la rampe en fréquence, en temps réel) et le photorécepteur fibré dédié.

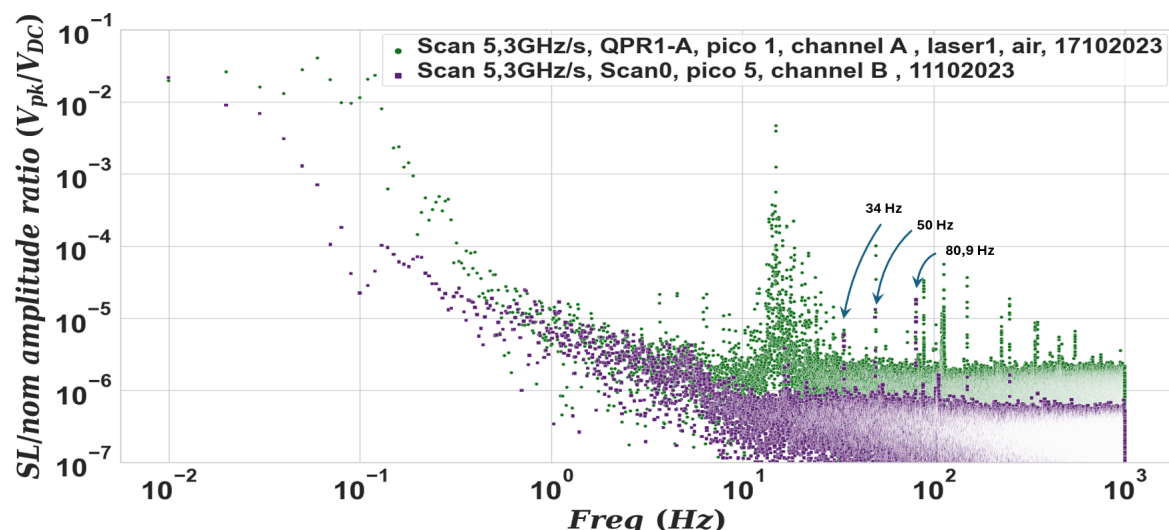


FIGURE 5.28 – Zoom basse fréquence sur (violet) un enregistrement Scan 0 le 11/10/23 obtenue en déconnectant la fibre du passage à vide de la cuve ERIOS pour la brancher sur un photorécepteur fibré et (vert) un enregistrement QPR1-A

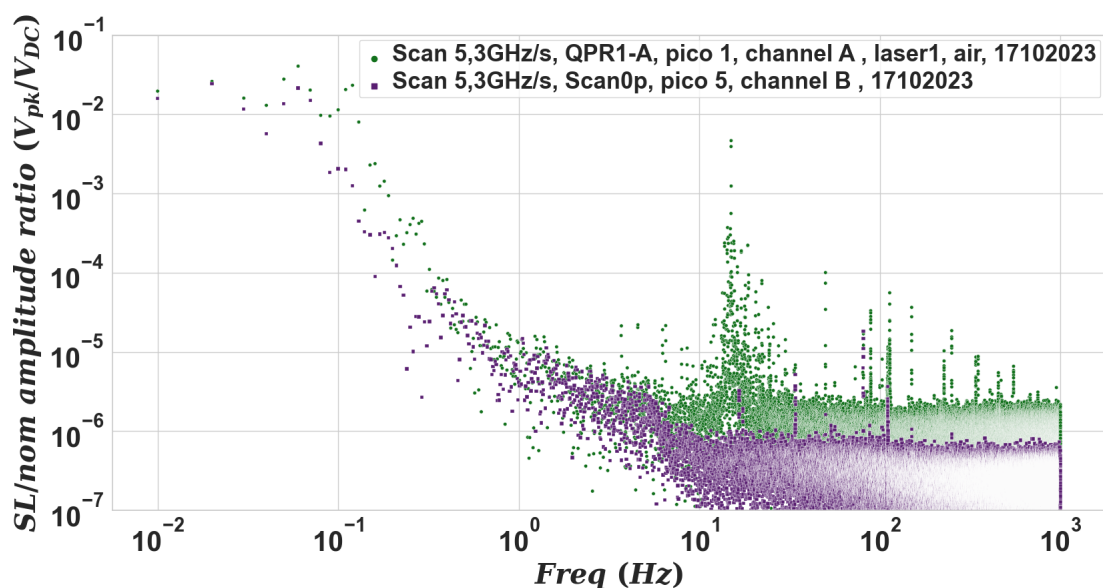


FIGURE 5.29 – Zoom basse fréquence sur l'enregistrement Scan 0-P du 17/10/23, superposé à un enregistrement QPR1-A le même jour

L'enregistrement Fig.5.28 montre que l'enregistrement Scan 0, et donc le RIN de la source SL-OGSE n'explique pas la remontée de bruit en dessous de 0,5 Hz (et notamment pas les pics de part et d'autre de  $10^{-1}$  Hz sur les enregistrements ZIFO). Une explication logique serait que le bruit  $<1$  Hz vienne d'un bruit de polarisation. C'est ce qui apparaît sur l'enregistrement Scan 0-P Fig.5.29.

Malgré un niveau plancher légèrement plus haut que celui du calibrateur, je retrouve sur la Fig. 5.29 certains des pics de lumière parasite présents (5.1.2.2 dans ce dernier comme

ceux, proches de  $10^{-5}$  en amplitude relative, à 34 Hz et 80,9 Hz pour un scan de 5,3 GHz/s liés à des retours sur des composants fibrés dans le montage (DCO correspondant : 1,924 m et 4,549 m).

Mais surtout, l'ajout du polariseur à la fin de la fibre de 6 m de la source SL-OGSE fait apparaître à très basse fréquence un pic à 56,6 mHz c'est-à-dire "3,2 mm" de DCO visible sur les mesures ZIFO. En revanche le plancher de bruit entre 0,5 et 5 Hz est clairement dû au RIN de la source SL-OGSE.

### 5.3.2.3 Mesures avec masquages

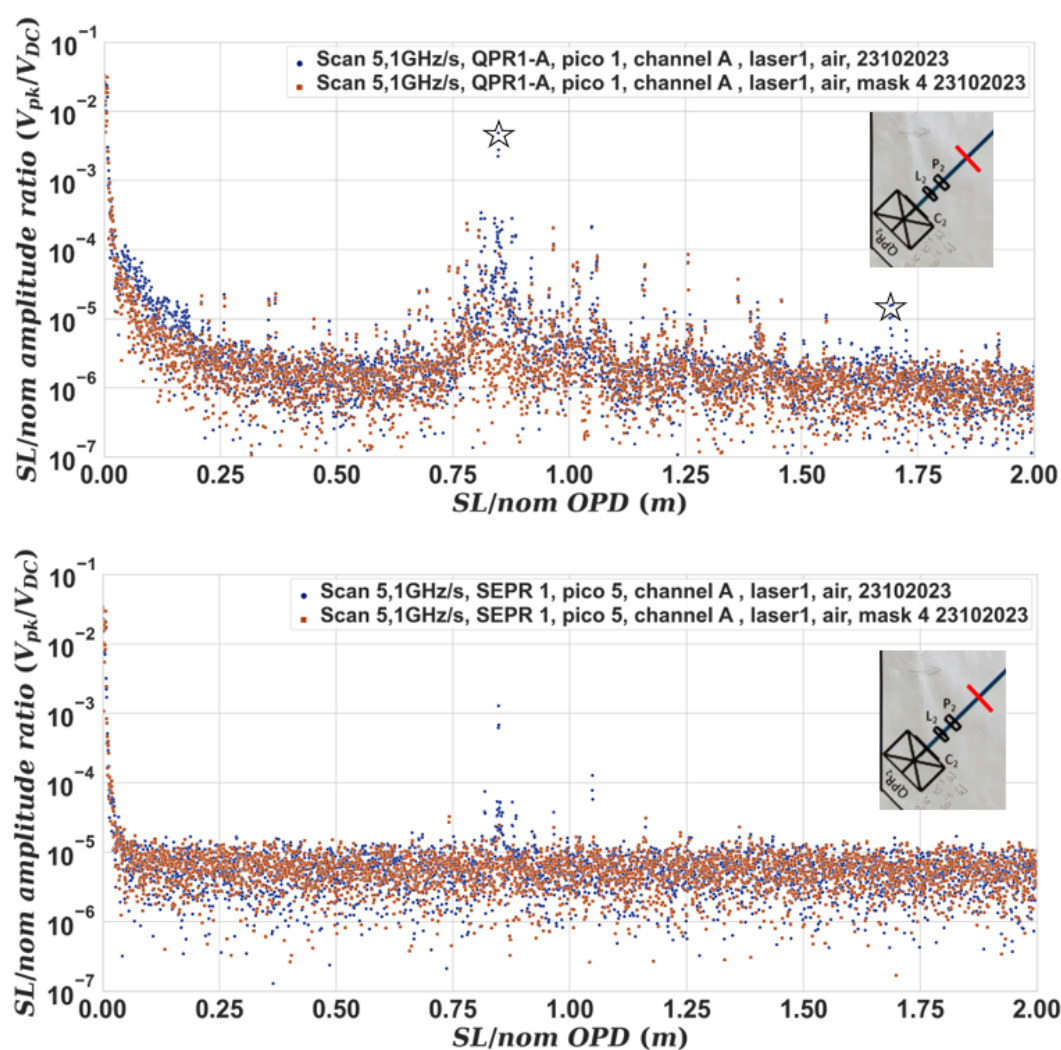


FIGURE 5.30 – Zoom sur la superposition de deux spectres scan 5,1 GHz/s des signaux du QPR1 segment A (haut) et de la SEPR (bas) avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 1 du ZIFO (le 23/10/2023) avec (marron) et sans (bleu) masque devant le QPR2

Avec autorisation du CNES et de nos collègues de l'APC, l'ouverture du capot du ZIFO a permis de réaliser des enregistrements supplémentaires en masquant à divers endroits

du ZIFO ce qui permet d'accélérer l'interprétation des pics de lumière parasite observés puisque cela a permis, pour certains masquages, d'observer une différence considérable sur les spectres SL-OGSE. Il est tout de même bon de noter que cette opportunité ne se présentera pas lors des mesures réelles sur le MOSA.

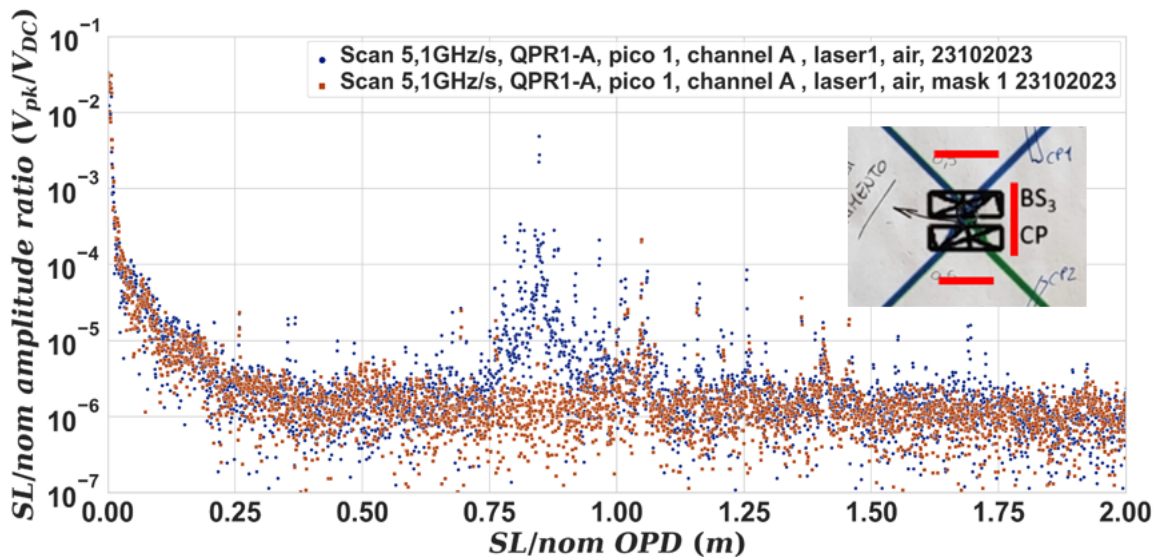


FIGURE 5.31 – Zoom sur la superposition de deux spectres scan 5,1 GHz/s en sortie de la QPR1 segment A avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 1 du ZIFO (le 23/10/2023) avec (marron) et sans (bleu) masque autour de l'ensemble formé par BS3 (la séparatrice 50/50 du premier interféromètre) et CP (la lame compensatrice) appelé "Omega"

Certains masquages sont très révélateurs : le masquage autour de la séparatrice de faisceau notamment (zone BS3/CP, Fig.5.31) fait disparaître la majorité des pics et celui devant la QPR2 éliminent, entre autres, la contribution majeure à 0,847 m d'DCO présente sur toutes les photodiodes QPR et SEPR (et son harmonique) représenté par une étoile sur Figure 5.30 confirmant cette interférence parasite est formée avant que le faisceau soit fractionné pour aller vers les différents QPR et SEPR.

Ces enregistrements ont montré que QPR2 est le contributeur dominant à la lumière parasite observée par le SL-OGSE. Il a alors été observé que le faisceau réfléchi par la surface détectrice de QPR2 n'était pas dans la direction nominale, mais à ou très près de l'incidence normale. Alors que QPR2 a été "tilté"<sup>4</sup> lors de sa mise en place sur le banc, comme d'ailleurs toutes les autres photodiodes du ZIFO, la QPR2 est peu/pas incliné et devient le contributeur majeur à la lumière parasite dans le système.

4. 1,5 degré horizontalement et 1,5 degré verticalement, angle suffisant pour écarter la réflexion sur la surface détectrice. Le polariseur et lentille qui se trouvent devant la photodiode sont eux aussi mis hors d'incidence normale.

### 5.3.2.4 Retours vers l'injecteur non utilisé

Les mesures de puissance optique que j'ai réalisées sur l'injecteur inutilisé (injecteur 2 lorsqu'on injecte le faisceau par l'injecteur 1) vont confirmer les déductions que j'ai faites sur le QPR2. En effet, lors des mesures nominales j'observais des retours sur l'injecteur non utilisé autour de -55/-60dB. Après avoir placé un wattmètre Ophir en sortie de cet injecteur fibré, un signal complexe apparaît sur Fig.5.32 mais qui disparaît à 90% lorsqu'on masque la QPR2 (les 10% restant viendraient d'un retour de la lentille devant QPR8. Cf schéma détaillé du ZIFO en annexe A.11)

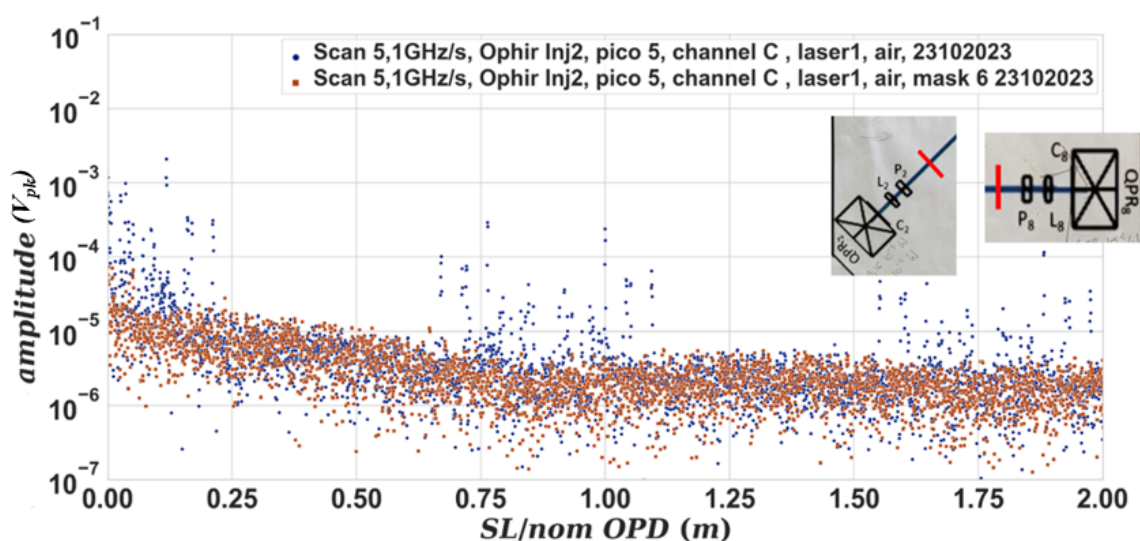


FIGURE 5.32 – Zoom sur la superposition des spectres sous balayage 5,1 GHz en sortie de l'injecteur 2 enregistré par un wattmètre Ophir avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 1 du ZIFO (fait le 23/10/2023) avec (marron) et sans (bleu) masque devant les QPR2 et QPR8

Sur la Fig.5.32, je vois apparaître sur le spectre bleu (enregistrement sans masquages) une structure de plusieurs pics parasites qui se répètent. Ces harmoniques de la structure pourraient provenir de non linéarités électroniques dans le wattmètre Ophir.

Pour poursuivre cette étude, il est nécessaire de connaître tous les passages de faisceaux possibles sur le ZIFO et les comparer avec les DCO des pics restants. Cette analyse est actuellement réalisée par l'un de nos collègues à ARTEMIS (Marco Nardello) qui simule les différents passages de lumière parasite sur le banc optique de l'interféromètre ZIFO, à l'aide du logiciel de simulation FRED.

### 5.3.3 Tentatives de normalisation des signaux QPR

Pour le futur du SL-OGSE, contrôler la présence de perturbations sur la puissance du laser (modulation de puissance liée aux oscillations de la polarisation et le RIN du laser)

sera un enjeu majeur pour améliorer la qualité de nos mesures. Une option pour contrer ces effets serait d'asservir la puissance en utilisant le signal d'un des photorécepteurs présent dans le système sous test. Le post-traitement des signaux par normalisation en utilisant le signal d'un des photorécepteurs serait également une solution tout à fait viable car une modulation sur la puissance du laser se retrouvera sur tous les signaux enregistrés.

Les mesures sur le ZIFO nous permettent de tester en condition réelle cette méthode en normalisant par exemple un signal QPR par un SEPR pour essayer d'atténuer l'effet de basculement de polarisation Fig.5.29. La difficulté néanmoins ici est que les signaux QPR et SEPR n'ont pas été enregistrés par les même picoscope. Ces derniers étant lancés manuellement on obtient un décalage d'environ 5 s entre le premier et le dernier Picoscope.

Il faut donc recalculer temporellement les deux enregistrements avant de diviser les deux signaux. C'est ce qui est fait dans la Fig. 5.33 où la proportionnalité est évidente entre les variations observées sur les QPR et sur les SEPR<sup>5</sup>.

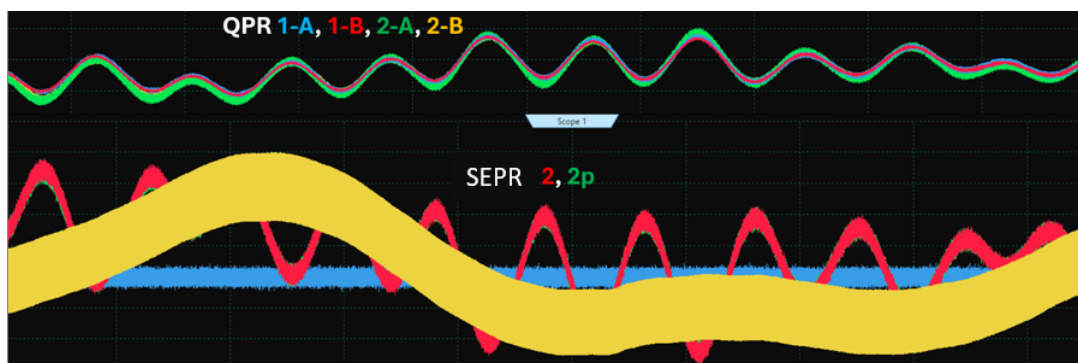


FIGURE 5.33 – Enregistrements de la Fig.5.21, après décalage de compte du retard de  $\sim 5$  s du Picoscope n°5 par rapport au Picoscope n° 1

La première étape est de comparer des spectres des signaux avec et sans normalisation sur un même picoscope comme le signal SEPR1 normalisé par le SEPR1' sur la Fig.5.34 (haut). Les deux pics de battement de polarisation sont réduits par un facteur de l'ordre de 150. Peut-être la présence des polariseurs Polarcor devant les photodiodes donne-t-elle lieu à une modulation de la puissance arrivant aux SEPR par l'interférence dans les Polarcor (les points bleus à 1,5 - 2mm) et empêche d'augmenter ce facteur. En effet l'épaisseur des deux polariseurs n'est pas strictement la même à  $\ll 1 \mu\text{m}$ , et donc on ne pourra pas éliminer la modulation correspondante entre les deux SEPR.

Ensuite après décalage du signal SEPR1' de 4,8 s, je tente de normaliser un signal de QPR1 sur la Fig.5.34. Cette fois-ci, les deux pics de battement de polarisation diminuent beaucoup moins. Ce test reste concluant car j'arrive à les réduire d'un facteur 10. L'autre point est que le plancher du spectre normalisé remonte à haute fréquence car les planchers de bruit sont moins bons avec les SEPR qu'avec les QPR cf. §5.1.1.1. Ce problème n'a rien

5. Également, on peut remarquer (sur la Fig.5.33, où le signal SEPR est resynchronisé sur le signal QPR) que les variations du signal SEPR sont inversées par rapport au signal des QPR, le signe du gain du préamplificateur étant inversé sur les QPR (cf. section 4.2).

de fondamental et tient aux préamplificateurs actuellement utilisé pour les photorécepteurs SEPR.

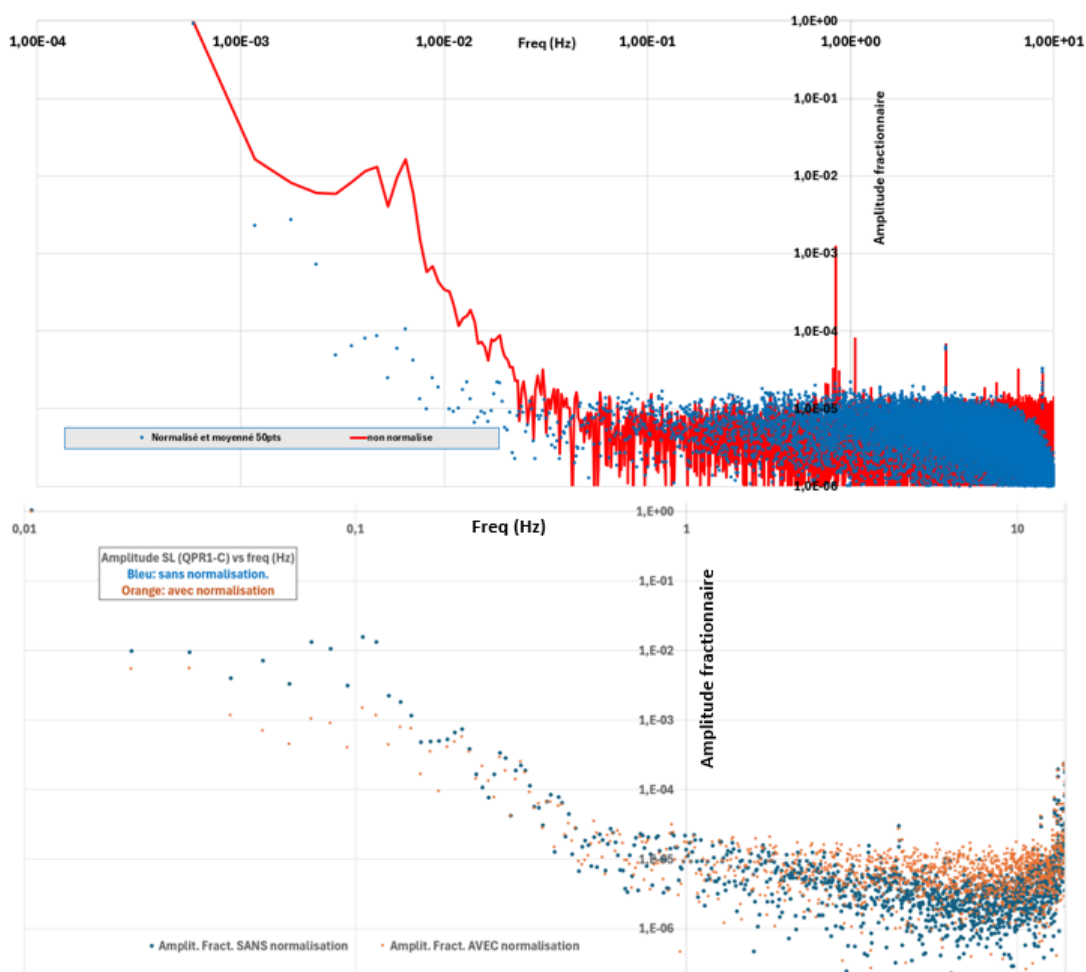


FIGURE 5.34 – Spectres Scan 5,10 GHz/s avec et sans normalisation du SEPR1 (haut) et du QPR1-C (bas) par le signal SEPR1’

### 5.3.4 Comparaison des mesures à l’air et au vide

Le fonctionnement de SL-OGSE est exactement le même avec un appareil testé rempli d’air ou sous vide. Les DCO récupérés seront différents, simplement parce que  $n_{\text{air}} = 1.00027 \neq n_{\text{vacuum}}$ . Mais en fin de compte, l’identification se déroulera de la même manière pour l’identification du composant défectueux, à condition que les simulations optiques aient été effectuées avec l’indice de l’air comme valeur de base si le système testé est rempli d’air.

D’autres aspects pratiques peuvent entrer en ligne de compte :

- le régime thermique sera probablement différent dans l’air et dans le vide, par exemple au niveau des photorécepteurs, dont le préamplificateur dissipe une certaine puissance thermique.

- si l'air qui remplit le système testé contient une part importante de gaz présentant une forte dispersion (proximité d'une raie d'absorption) à 1064.5 nm, cela pourrait fausser les signaux SL-OGSE. Les tests d'ARTEMIS ont été effectués dans l'air et n'ont révélé aucun problème, y compris lorsque le traitement des données a été modifié explicitement pour révéler d'éventuels effets de dispersion dans la propagation du faisceau (§2.3.2).

De fait, si la question air/vide n'est pas pertinente pour l'instrumentation SL-OGSE, elle peut l'être pour le système testé. Si ce dernier est conçu pour fonctionner dans le vide, et même si le fonctionnement du système dans l'air est sans risque d'endommagement, les tests effectués dans l'air peuvent ne pas être représentatifs du fonctionnement final, étant donné que l'alignement est, dans une certaine mesure, différent. Cela peut mettre en doute les essais de lumière parasite dans MOSA réalisés dans l'air, puisque le MOSA est conçu pour fonctionner dans le vide.

Note : Lors des descentes en vide et des remises à l'air, les mesures sont arrêtées : il a été jugé plus prudent de ne pas rendre de risque avec un possible déclenchement de l'effet Paschen au niveau de l'alimentation des photorécepteurs. Par ailleurs les interféromètres de la source SL-OGSE pourraient être perturbés par le bruit acoustique des pompes turbomoléculaires .

#### 5.3.4.1 Comparaison des valeurs DCO entre l'air et le vide

Une comparaison typique est présentée à la Fig.5.35. Les spectres bleu et vert correspondent à l'enregistrement dans l'air à la pression atmosphérique et dans le vide (typiquement de  $10^{-4}$ , mbar) respectivement. Les pics bleus et verts apparaissent approximativement à la même valeur DCO. Toutefois une tendance se dessine : les pics bleus sont souvent à des DCO légèrement supérieurs aux pics verts : ce décalage a donc le signe attendu puisque le chemin optique dans l'air est légèrement augmenté du fait de l'indice de l'air.

Ce décalage est plus petit que la résolution de la transformée de Fourier, et pour l'apprécier, la Fig.5.36 affiche sur le même graphique, pour chaque canal enregistré (un canal correspond à un segment d'un photorécepteur à quadrant, ou à un SEPR), le rapport moyen des DCO. Pour les points bleus, seuls les pics dont l'amplitude fractionnaire est supérieure à  $10^{-4}$  ont été pris en compte.

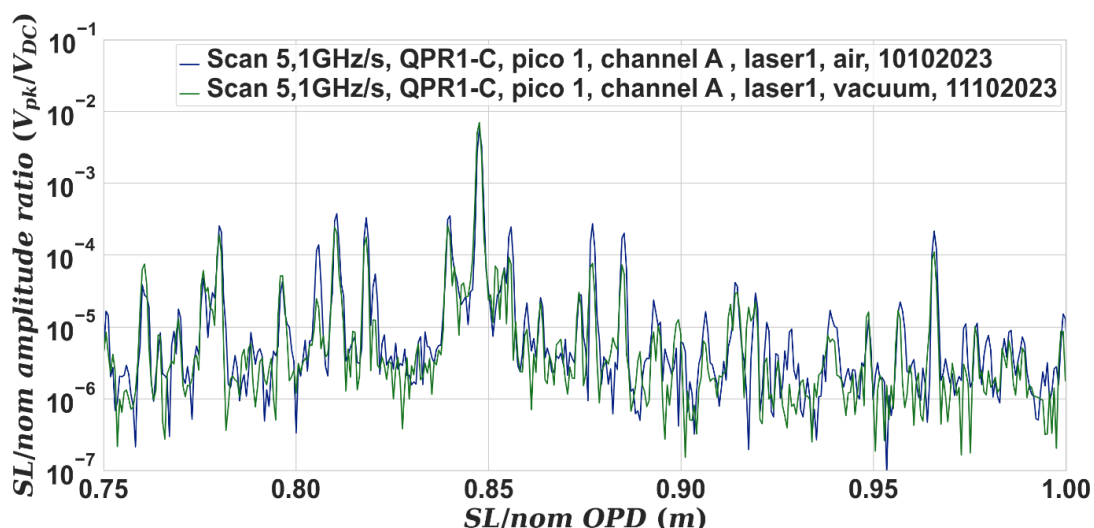


FIGURE 5.35 – Deux enregistrements ZIFO obtenus respectivement dans des conditions de vide (en vert) et d’air (en bleu)

Pour les points verts, les pics dont l’amplitude fractionnaire est supérieure à  $3 \times 10^{-5}$  ont été pris en compte. La boîte vert pâle de la Fig.5.36 est la zone correspondant à la valeur attendue : 1,00027 (l’indice de l’air) + et  $-10^{-4}$  qui est la précision fractionnelle cible pour la mesure de la DCO. Comme prévu, le rapport DCO moyen est cohérent avec l’indice de l’air. La même observation est faite avec un taux de rampe de fréquence optique de 5,1 GHz/s et de 5,3 GHz/s.

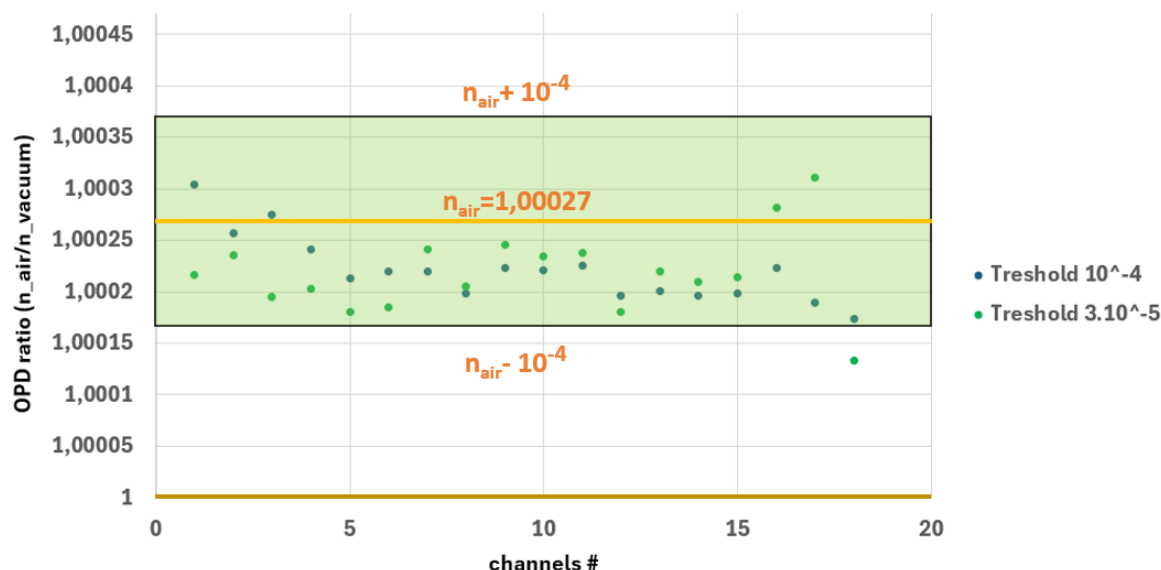


FIGURE 5.36 – En fonction du numéro de canal enregistré : la moyenne du rapport des positions de la DCO dans l’air et sous vide. Les pics de lumière parasite sont considérés jusqu’à un seuil de  $10^{-4}$  (points de données bleus) et jusqu’à  $3 \cdot 10^{-5}$  (points de données verts). Vitesse de rampe de la fréquence optique : 5,1 GHz/s

TABLE 5.4 – Rapport des DCO récupérées (vitesse de rampe de fréquence optique de 5,1 GHz/s)

5.1 GHz/s	Moyenne des rapports	Écart-type
Seuil $10^{-4}$	1.000221	$3,2 \times 10^{-5}$
Seuil $3 \times 10^{-5}$	1.000218	$4,0 \times 10^{-5}$

TABLE 5.5 – Rapport des DCO récupérées (vitesse de rampe de fréquence optique de 5,3 GHz/s)

5.3 GHz/s	Moyenne des rapports	Écart-type
Seuil $10^{-4}$	1.000241	$2,7 \times 10^{-5}$
Seuil $3 \times 10^{-5}$	1.000223	$3,94 \times 10^{-5}$

### 5.3.4.2 Comparaison entre l'air et le vide des amplitudes fractionnaires

Comme le montre la Fig.5.35, les pics bleus (dans l'air) sont la plupart du temps nettement supérieurs aux pics verts (dans le vide). Ce phénomène peut être étudié de manière plus systématique à la Fig.5.37, où le rapport (amplitude dans l'air) / (amplitude dans le vide) est représenté.

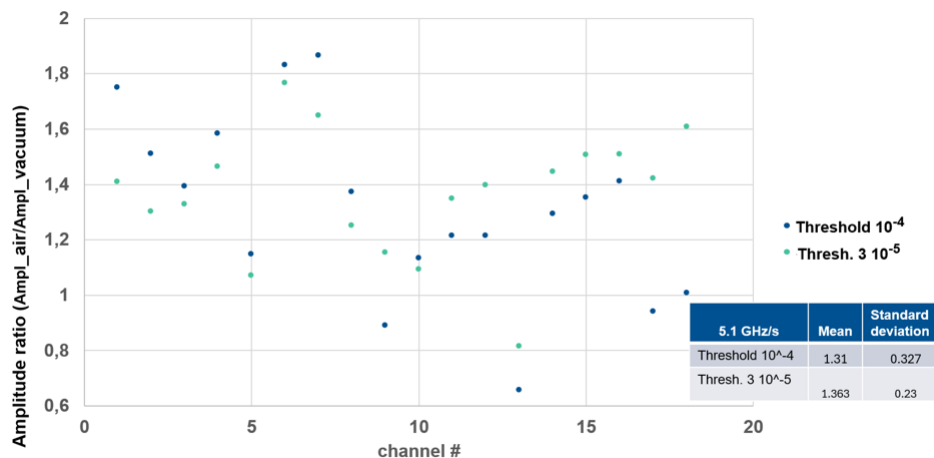


FIGURE 5.37 – En fonction du numéro de canal enregistré : la moyenne du rapport des amplitudes fractionnaires des pics dans l'air et sous vide. Les pics de lumière parasite sont considérés jusqu'à un seuil de  $10^{-4}$  (points de données bleus) et jusqu'à  $3 \cdot 10^{-5}$  (points de données verts). Vitesse de rampe de la fréquence optique : 5,1 GHz/s

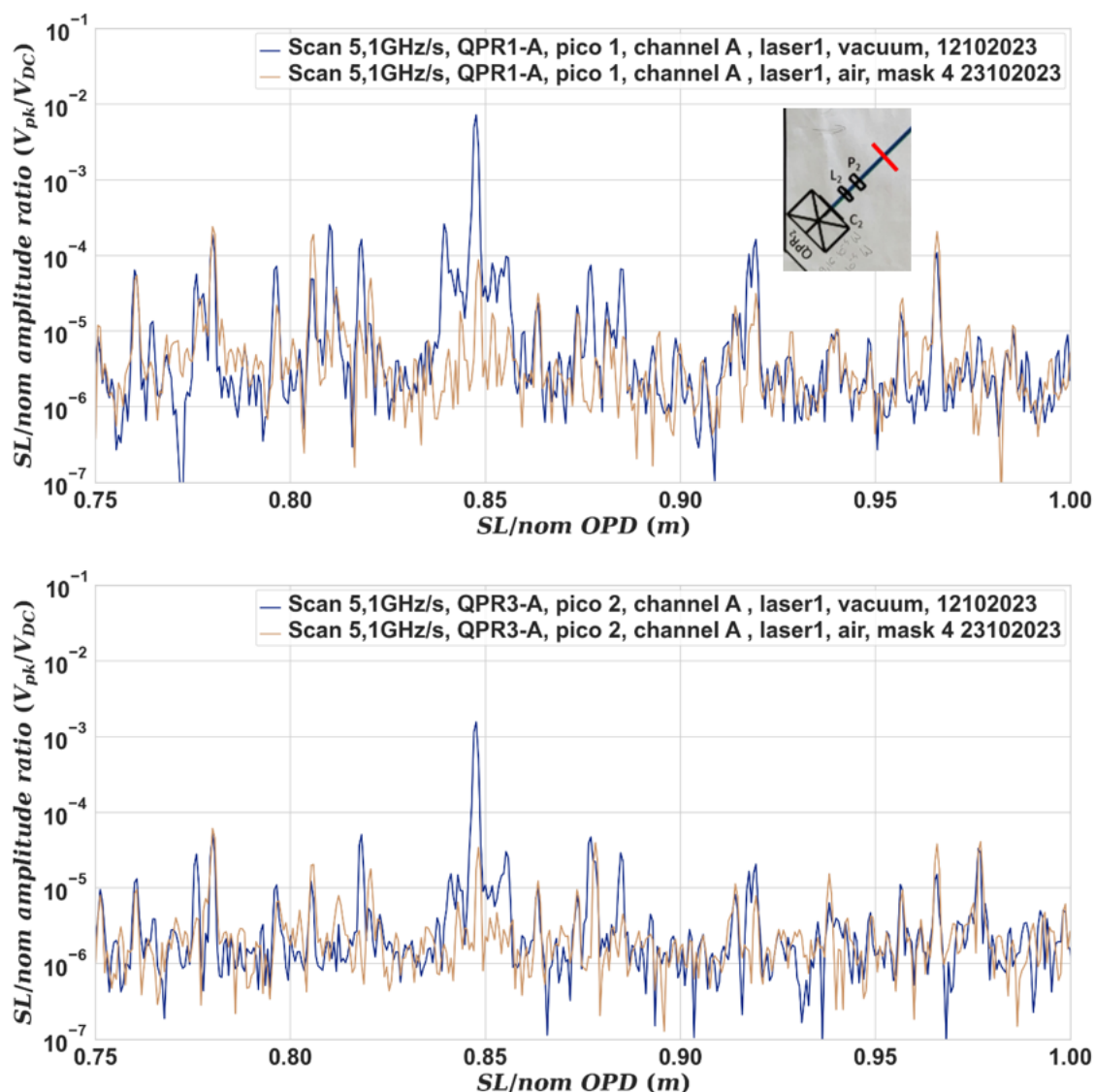


FIGURE 5.38 – Conditions : Zoom sur la superposition des spectres scan 5,1 GHz en sortie de la QPR1 segment A (haut) et de la QPR3 segment A (bas) avec injection du SL-OGSE sur l'injecteur laser 1 (le 23/10/2023 et le 12/10/2023)

Un schéma très similaire est obtenu avec une vitesse de rampe de 5,3 GHz/s. La plupart du temps, l'amplitude fractionnaire du pic de la lumière parasite est plus importante dans l'air que dans le vide : en moyenne de +31%, mais avec des valeurs qui varient en fait dans un domaine plus large.

Actuellement, deux types de raisonnements pourraient expliquer cette différence entre l'air et le vide :

- L'influence de la différence d'indice optique vide-air : à la sortie du collimateur, l'alignement peut ne pas être exactement le même, et la divergence peut être quelque peu différente. Ce phénomène n'a pas encore été simulé.
- Le régime thermique : Comme le montre la Fig.5.30, la réflexion par QPR2 est à l'ori-

gine des contributions les plus importantes à la lumière parasite. Alors que toutes les photodiodes étaient initialement fixées à un anneau métallique incliné d'environ  $2^\circ$  par rapport à l'incidence normale, il a été constaté que cette photodiode est maintenant à l'incidence normale ou proche de celle-ci. La photodiode QPR2 a été partiellement détachée à un moment donné et son orientation pourrait être beaucoup plus sensible au régime thermique actuel puisqu'elle dissipe de la chaleur pendant la photodétection. Cela peut affecter la direction réelle du faisceau réfléchi sur la photodiode QPR2, d'une manière qui diffère dans l'air et sous vide.

Aucune de ces deux hypothèses n'a fait l'objet d'une évaluation quantitative mais les variations d'amplitudes sur les pics restants de la Fig.5.38 où on compare les pics sous vide (sans masque) avec les pics à l'air lorsque QPR2 est masqué semble contredire la seconde théorie. Les pics de lumière parasite similaire entre les deux mesures varient également en amplitude malgré la présence du masque devant le QPR2.

### 5.3.4.3 Comparaison air-air à 8 jours d'intervalle

Il n'y a pas de grande différence dans les DCO des pics enregistrés dans l'air sans masquages les 9 et 17 octobre sur la Fig.5.39, c'est-à-dire avant et après les 3 jours sous vide du ZIFO. La reproductibilité de la DCO après le passage de l'air au vide et du vide à l'air est satisfaisante :  $\leq 6 \times 10^{-5}$ , soit  $\leq 50 \mu m$ , ce qui respecte les objectifs de précision (ici, reproductibilité) de notre instrumentation.

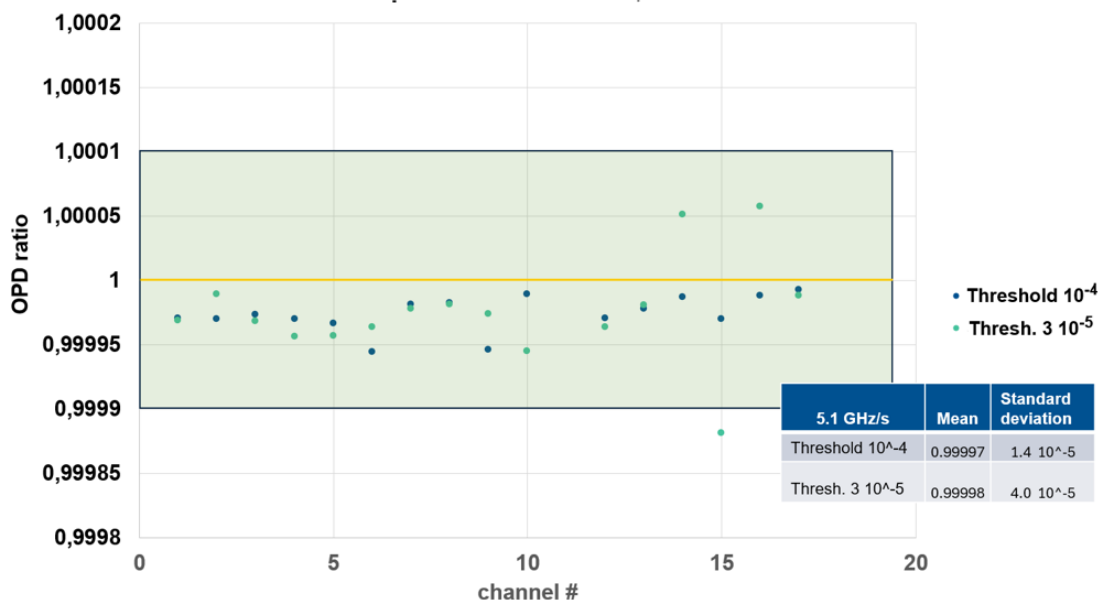


FIGURE 5.39 – En fonction du numéro de canal enregistré : la moyenne du rapport des pics DCO dans l'air, avant et après le passage sous vide. Les pics de lumière parasite sont considérés jusqu'à un seuil de  $10^{-4}$  (points de données bleus) et jusqu'à  $3 \cdot 10^{-5}$  (points de données verts).

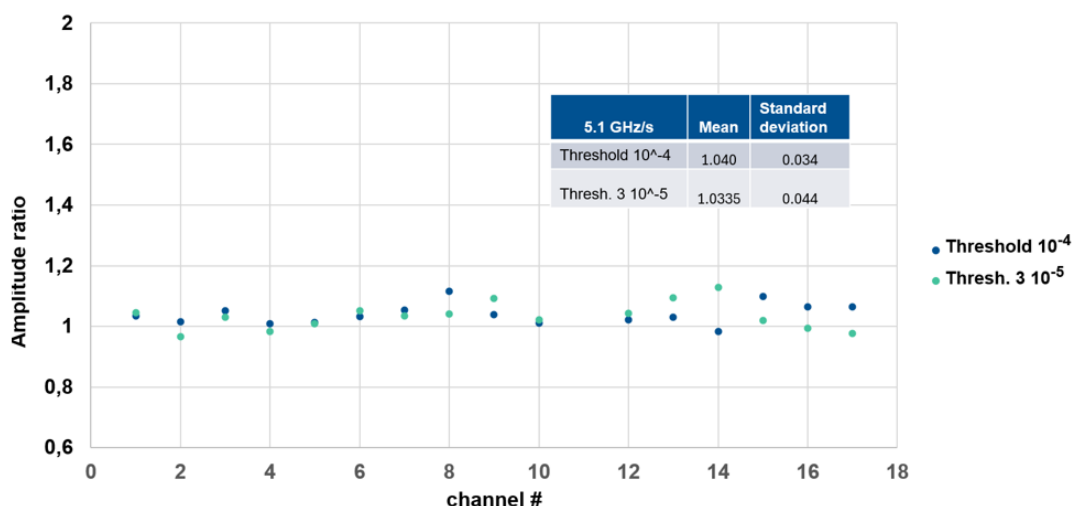


FIGURE 5.40 – En fonction du numéro de canal enregistré : la moyenne du rapport des amplitudes fractionnaires dans l’air, avant et après le passage sous vide. Les pics de lumière parasite sont considérés jusqu’à un seuil de  $10^{-4}$  (points de données bleus) et jusqu’à  $3 \cdot 10^{-5}$  (points de données verts).

Les amplitudes optiques fractionnaires de la lumière parasite sont également reproductibles sur la Fig.5.40, avec une valeur typique de 10% ou mieux (écarts peut-être lié à l’incertitude sur la prise manuelle des niveaux DC comme pour le Calibrateur, Fig.5.9).

Cette reproductibilité, à 8 jours d’intervalle,  $\leq 10\%$ , n’est pas indicatrice de la reproductibilité des mesures de type SL-OGSE, puisque nous avons vu (§ 5.1.2.2) que la reproductibilité des mesures faites avec l’interféromètre de calibration est au niveau de  $\leq 3\%$ . La valeur de  $\leq 10\%$  tient sans doute aux multiples changements de configurations réalisés sur cette période de 8 jours, ou encore à l’erreur associée à l’enregistrement des niveaux DC des photosignaux.

Avec cette dernière partie, les mesures réalisées sur le ZIFO en conditions réelles démontrent les fonctionnalités du prototype d’instrumentation SL-OGSE : production du faisceau laser à dérive de fréquence, enregistrement des signaux dont on extrait les spectres qui révèlent la présence de lumière parasite et indiquent la différence de chemin par rapport au chemin nominal. Un certain nombre de difficultés ont été identifiées,

- le fait que l’alimentation des photorécepteurs doit être de suffisamment bonne qualité pour ne pas dégrader le plancher de bruit inhérent aux photorécepteurs
- le fait que l’acheminement du faisceau jusqu’au système à tester doit se faire, dans notre cas, par fibres à maintien de polarisation et qu’une imperfection de la polarisation entrante entraîne un basculement périodique de la polarisation à l’entrée du système à tester pendant les balayages en fréquence, ce qui complique l’interprétation des photosignaux en termes d’amplitudes de lumière parasite mais ces deux points ne sont pas réellement attribuables au principe de fonctionnement de l’instrumentation SL-OGSE,
- le fait que la puissance instantanée du faisceau produit par la source SL-OGSE pré-

---

sente un bruit à basse fréquence qui résulte en partie de la commande de courant du contrôle de fréquence de la diode laser.

Les deux derniers points, en particulier, plaident pour la mise en œuvre d'une normalisation des signaux par un signal de calibration, qui devrait réduire par un facteur important l'effet du bruit de puissance du faisceau dans le système à tester.

# Chapitre 6

## Conclusion générale et travaux futurs

Les objectifs de ce travail étaient de développer une métrologie de la lumière parasite permettant de déterminer, dans un système optique complexe,

- l’amplitude optique de chacune des contributions à la lumière parasite cohérente
- mais aussi la différence de chemin optique associée, de façon à pouvoir, par comparaison avec une simulation optique détaillée du système testé, identifier le composant impliqué, sans quoi le service rendu ne serait que partiel.

L’instrument à développer devait répondre à deux spécifications majeures : la résolution dans la mesure de différence de chemin (meilleure que 2 mm) pour que la localisation du composant défectueux puisse être faite avec une résolution de 1 mm, et le plancher de mesure,  $1,1 \cdot 10^{-6}$  en amplitude optique fractionnaire ( $2,2 \cdot 10^{-6}$  sur l’amplitude fractionnaire de modulation du photosignal). Ces deux spécifications étaient liées au besoin de caractériser la lumière parasite cohérente dans l’instrument de la mission LISA de détection interférométrique des ondes gravitationnelles, et de quantifier les conséquences de cette lumière parasite, notamment sur le bruit dans la mesure d’ondes gravitationnelles.

Néanmoins ce mémoire s’est efforcé de montrer que la méthode retenue peut être appliquée à tout système optique, y compris aux systèmes complexes. La gamme de mesures retenue (de 0 à 7 mètres) correspond aux chemins de lumière parasite qui sont attendus sur le MOSA de la mission LISA, mais elle peut s’étendre à des valeurs bien plus élevées, limitées uniquement par la cohérence spatiale du faisceau, donc par la largeur en fréquence du laser utilisé<sup>1</sup>.

La méthode retenue fait appel à l’interférométrie à dérive de fréquence en utilisant les signaux fournis par les détecteurs (photorécepteurs à quadrant et photorécepteurs à mono-élément) du système mesuré, et sur des photorécepteurs additionnels pour la recherche de la lumière parasite dans les faisceaux émis par le système mesuré. Une diode laser 14 broches, accordable sur 2 nm, a été approvisionnée : j’ai réalisé la mise en œuvre et le contrôle de cette diode laser (§3.2) de façon que par asservissement sur un interféromètre hétérodyne de type Mach-Zehnder je puisse, suivant le besoin,

---

1. Des méthodes existent pour affiner le spectre d’une diode laser et passer si besoin d’ $\sim 1$  MHz ou fraction de MHz à quelques kHz de largeur spectrale, [72]

- 
- ou bien stabiliser la fréquence de la diode laser
  - ou bien forcer la diode laser à être en dérive de fréquence, à une vitesse de dérive constante à mieux que  $10^{-4}$ , ajustable en changeant simplement la valeur de la fréquence de démodulation.

J'ai mis en œuvre deux montages différents permettant la mesure de la vitesse de balayage avec la précision de  $10^{-4}$  nécessaire à la localisation précise du composant générateur de lumière parasite. J'ai également réalisé un interféromètre en anneau permettant de caractériser la rampe de fréquence du laser : le signal de cet interféromètre « calibrateur », enregistré simultanément aux signaux révélant la lumière parasite, fournit une mesure en temps réel de la reproductibilité et de la qualité du balayage en fréquence, à mieux que  $10^{-4}$ , section 5.1.2.2. L'exploitation des signaux du calibrateur a également démontré la dépendance attendue de la résolution spatiale de la mesure avec l'étendue du balayage en fréquence la vitesse de rampe, section 5.1.2.1).

J'ai ensuite testé le prototype sur un montage dédié où je contrôle la présence de lumières parasites, le "simulateur MOSA" (§4.1), qui a permis de montrer qu'on parvient à :

- détecter des contributions de type « faisceau parasite » (§5.2.1.2.1) et diffusée (§5.2.1.2.2).
- résoudre totalement les réflexions parasites du faisceau sur les faces avant et arrière d'une lame de silice de 1 mm d'épaisseur (§5.2.3)
- atteindre un plancher en amplitude fractionnaire du signal meilleur que  $10^{-7}$  au dessus de 1 Hz (soit  $\sim 56,6$  mm de DCO) dans les spectres enregistrés avec un système d'acquisition permettant de descendre à un plancher de bruit de  $10^{-7}$  (§3.5)

Même si le plancher de mesure reste à améliorer en dessous de 1 Hz (a priori en normalisant nos signaux avec une mesure de référence pour supprimer le RIN du laser), le prototype a validé les objectifs de résolution et de plancher de bruit et fourni des mesures cohérentes au niveau de 0,1 mm. Ces tests sur le simulateur de MOSA et le calibrateur ont également dévoilé des contributions qui devront être prises en compte pour le SL-OGSE final.

C'est le cas de l'oscillation de la polarisation pendant les balayages de fréquence, due à la propagation dans les fibres PM, §2.3.3 et des modulations de phase optique qui peuvent être induites par des bruits acoustiques, §2.3.2. D'autres ont été écartées : impacts de la rétrodiffusion Rayleigh dans les sections fibrées de la source laser SL-OGSE, effet décrit dans §2.3.1 et de la dispersion chromatique dans la fibre de l'interféromètre Mach-Zehnder de contrôle de la fréquence optique, §2.3.5.

Les tests sur le Simulateur de MOSA ont aussi prouvé l'utilité de suivre une séquence de mesures "Dark" / "No Scan" / "Scan 1" et "Scan 2" pour identifier les unes après les autres les différentes contributions parasites (exemples : les ondulations secteur dans les photorécepteurs / le RIN du laser / les perturbations acoustiques, respectivement). Mettre en œuvre cette séquence est important pour atteindre un haut niveau de confiance dans l'interprétation des spectres et dans la mesure de la lumière parasite.

A ce stade les tests de la source et de la méthode SL-OGSE, bien que limités à des montages et à des nombres de signaux minimaux, ont semblé suffisamment avancés pour que des tests en vraie grandeur soient envisagés. Le CNES nous a proposé en juin 2023 de tester le SL-OGSE sur le ZIFO, le démonstrateur interférométrique de la collaboration LISA

France, en fait un triple interféromètre, dont la complexité est voisine de celle du MOSA. L'objectif était triple :

- tester la fonctionnalité du SL-OGSE sur un système représentatif du MOSA,
- réaliser des mesures à l'air et sous vide, pour comparaison, et
- mesurer la lumière parasite dans l'interféromètre ZIFO, à ce moment dans la cuve d'essais ERIOS du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM).

La mise en œuvre de ce test a pu être faite avec 5 oscilloscopes numérisant chacun quatre signaux sur 12 bits, permettant l'acquisition de toutes les voies en deux enregistrements successifs. Mis à part l'absence de synchronisation globale (déclenchement manuel des oscilloscopes), empêchant certaines analyses par corrélation, les tests ont donné les résultats escomptés :

- le dispositif SL-OGSE a rempli à part entière sa fonction de mesure de la lumière parasite : l'enchaînement Dark / No scan / Scan 1 + Scan 2 a permis le « nettoyage » des spectres aboutissant à une liste d'amplitudes fractionnaires de lumière parasite
- les valeurs de différence de chemin optique (DCO) mesurées sous air et sous vide montrent une différence de DCO qui s'explique par l'effet de l'indice optique de l'air (§5.3.4.1). Les amplitudes changent de façon significative (§5.3.4.1) sans que l'explication en soit évidente, si ce n'est par un possible effet de la modification du régime thermique. L'instrument SL-OGSE peut mesurer la lumière parasite, que le dispositif testé soit sous air ou sous vide : les DCO mesurées doivent bien sûr être confrontées à des DCO calculées avec l'indice de l'air ou l'indice du vide, selon le milieu présent dans le système testé. Les simulations qui prédisent les DCO doivent être faites dans les conditions des tests, et par ailleurs les tests ne seront réellement conclusifs que s'ils sont réalisés dans les conditions où le système sera finalement utilisé. La reproductibilité à plusieurs jours de nos mesures s'est avérée satisfaisante.
- Toutes les lumières parasites observées viennent du banc optique. Des réflexions sur l'écran thermique qui entoure le banc optique auraient contribué à des valeurs de DCO où nous n'observons pas de lumière parasite. La bande de masque noir posée préventivement aux endroits où des réflexions semblaient possibles a sans doute contribué à limiter la lumière parasite réfléchi par l'écran thermique.
- La contribution dominante, d'une amplitude inattendue (proche de  $10^{-2}$ ), vient en fait d'un photorécepteur à quadrant, initialement mis hors d'incidence normale, mais qui a quitté son orientation initiale et qui a été trouvé à incidence normale. L'analyse de cette non-conformité du photorécepteur QPR2 a permis aux concepteurs des photorécepteurs d'identifier une faiblesse du processus de montage, et d'y remédier. Qu'un photorécepteur puisse s'écarter par  $\sim 2^\circ$  de son orientation nominale aurait bien sûr été un problème majeur

Outre ces observations, les tests sur le démonstrateur ZIFO ont donné plusieurs retours d'expérience.

- Amélioration du système d'acquisition : lire la totalité des signaux simultanément (et non par moitiés) aurait été un gain de temps considérable et aurait évité les risques d'erreur dans les rebranchements. Automatiser le déclenchement de la prise de données aurait pour effet de rendre simultanés les enregistrements, ce qui rend possibles les traitements de signaux par corrélation. Réaliser la mesure des niveaux DC des

---

signaux par la même instrumentation que l'acquisition des données temporelles. Actuellement la mesure DC est réalisée séparément, l'acquisition des données temporelles, sur 12 bits, étant faite en couplage AC, afin de gagner de la sensibilité. Ceci peut engendrer un certain nombre de difficultés et d'imprécision dans la détermination de l'amplitude fractionnaire.

- Ajouter dans la séquence de mesure les Scan 0 et Scan 0-P (§5.3.2.1 et §5.3.2.2) fournit le RIN du laser et l'importance de l'oscillation de polarisation. Ces informations sont essentielles pour interpréter fiablement les enregistrements Scan 1 et Scan 2. Améliorer le contrôle de la polarisation pour éviter que l'oscillation ajoute de fortes bandes latérales devient un enjeu des futurs enregistrements. De la même façon il est apparu qu'enregistrer le spectre de la tension de polarisation des photodiodes permettait de mieux comprendre le signal d'obscurité, et éventuellement d'en améliorer le bruit, en utilisant une alimentation faible bruit dans la bande de fréquences des mesures SL-OGSE.
- et enregistrer les possibles retours optiques dans les injecteurs non utilisés (§5.3.2.4) s'avère également utile car ils peuvent fournir des informations supplémentaires, même si ces retours optiques ne sont pas en eux-mêmes source de bruit ou d'effet systématiques dans les mesures de LISA.

Suite aux différents retours d'expériences des tests réalisés sur les systèmes optiques, nous avons pu mettre en évidence plusieurs perturbations qui pourront impacter les mesures SL-OGSE :

- Les perturbations liées aux parasites secteur (50Hz, 100Hz...) et venant de l'alimentation des photorécepteurs : ces perturbations sont à fréquence fixe sur les spectres de tous les signaux et sont visibles sur les enregistrements « Dark ».
- Les éventuelles perturbations de la phase optique affectent les signaux en sortie du système sous test (chap. 2.3.2) et vont générer sur les spectres des bandes latérales à  $f_{SL} \pm f_{mod}$  autour des pics de lumière parasite lors des enregistrements « Scan ». Elles proviennent des bruits acoustiques venant moduler les chemins optiques de lumière parasite. Sans la présence d'une forte interférence, ces modulations resteront sous le plancher de bruit des enregistrements Scan. Si au contraire elles sont observables, il est attendu qu'elles soient visibles dès les spectres des signaux « No Scan », à la fréquence  $f_{mod}$ .
- Les modulations de puissances optiques vont également générer sur les mesures « Scan » des bandes latérales autour des pics de contribution de lumière parasite à  $f_{SL} \pm f_{mod}$  en plus du pic à la fréquence  $f_{mod}$  de cette modulation (chap 2.3.4). La modulation liée aux oscillations de polarisation dans les fibres, observée notamment lors des essais sur le ZIFO, en est un bon exemple, elle est jusqu'ici de relativement grande amplitude fractionnaire.

Outre ces différentes sources de parasites sur nos spectres, nous devons également mentionner deux autres contributions :

- Lorsqu’au moins deux lumières parasites sont présentes dans un système optique, elles vont inévitablement interférer entre elles et créer dans les spectres des pics de termes croisés d’amplitudes  $2A_{SL1} \times A_{SL2}$  et de DCO  $L_{SL1} - L_{SL2}$ . Ces nouvelles contributions ne sortiront du plancher de mesure que si les lumières parasites ont une amplitude assez importante ( $2A_{SL1} \times A_{SL2} > 10^{-6}$ ). Dans le cas des montages « calibrateur » et simulateur MOSA, les termes croisés se superposent avec les pics d’interférences attendus (cas spécifique des montages de type cavités résonnantes).
- Les non linéarités électriques des différents instruments d’acquisition/détection (photorécepteurs, carte d’acquisition) peuvent générer des harmoniques des plus grandes contributions de lumière parasite. Ces non linéarités, inhérentes aux composants électroniques, devront sûrement être détectées en amont sur un montage de test dédié, avec un laser modulé en puissance.

Avec ces multiples possibilités de contributions parasites, il est donc nécessaire de prévoir une séquence de mesure et une procédure de traitement des données structurées afin de pouvoir les identifier et les éliminer correctement. Pour ce faire, en rappelant la séquence donnée au chapitre 2.2.2, nous allons enregistrer les signaux :

- Enregistrement « Dark » : Mesure du signal d’obscurité de tous les photorécepteurs.
- Enregistrements « Scan 0 » et « Scan 0P » : Mesures successives en sortie de la source SL-OGSE avec un balayage de fréquence avec et sans (respectivement) un composant polarisant fibré.
- Enregistrement « No Scan » : Mesure du signal des photorécepteurs sans balayage de fréquence.
- Enregistrements « Scan 1 » et « Scan 2 » : Mesures successives avec un balayage de fréquence à 5,10 GHz/s puis 5,30 GHz/s.

Ensuite, nous calculerons la FFT de tous ces signaux et traiterons ces FFT pour ne garder que les vraies contributions de lumière parasite à l’aide d’une procédure que je tente d’esquisser ci-dessous :

- FFT Dark : extractions des pics et identification de ces derniers comme étant des « parasites électriques ». Ces spectres pourront être comparés aux FFT des alimentations des photorécepteurs pour confirmer l’origine de ces parasites.
- FFT No Scan : comparaison avec FFT Dark pour éliminer les « parasites électriques ». Les pics restants seront identifiés comme étant des modulations de puissances ou de fréquences (la distinction est encore incertaine à cette étape).
- FFT Scan 0 : comparaison avec FFT Dark et FFT No Scan. Tous les pics supplémentaires apparus à cette étape seront considérés comme des modulations de puissance.
- FFT Scan 0P : comparaison avec FFT Scan 0. Tous les pics supplémentaires apparus seront cette fois considérés comme des modulations de puissance liées aux oscillations de la polarisation dans les fibres.
- FFT Scan 1 et FFT Scan 2 : Tout d’abord, comparaison du signal calibrateur avec une mesure de référence pour valider la qualité du balayage lors de ces enregistrements. Nous superposons ensuite les deux enregistrements Scan en fonction de la DCO et

---

comparons les pics observés avec la liste de contributions parasites obtenue précédemment. Tous grands pics se superposant sur les spectres en DCO exempts de la liste seront d'office considérés comme des pics de lumière parasite. Au contraire, tous ceux qui ne se superposent pas seront automatiquement éliminés et les autres enregistrements devraient confirmer que ce sont des perturbations. Néanmoins, des coïncidences restent possibles et la procédure devra l'envisager en tenir compte.

La procédure esquissée ci-dessus est critique : elle ne doit ni éliminer une vraie lumière parasite, ni retenir une contribution qui résulte en fait d'une perturbation environnementale. Elle devra être mise en œuvre dans les mois qui viennent pour une validation lors de la deuxième série de tests sur le démonstrateur ZIFO prévue pour l'automne 2024. La méthode de traitement des données reste notamment à établir : Recherche de maxima locaux pour trouver les pics dans les spectres ? Normalisation des signaux en amont pour éliminer certains parasites ? Réseaux de neurones pour traiter les données après apprentissage ?

Plusieurs points restent à traiter pour développer le SL-OGSE final. La prochaine échéance est début 2025 pour délivrer à l'ESA les spécifications de pré-design de l'instrumentation avant développement industriel. Les prochains travaux à court terme avant cette date se décomposent en six axes :

- Terminer l'exploitation fine des mesures faites sur le ZIFO en comparant les DCO trouvées expérimentalement avec les passages simulés sur FRED pour comprendre les origines de ces contributions
- Améliorer le prototype actuel avec les différents retours d'expériences : remplacer le système d'acquisition par une carte d'acquisition 40 voies / 16 bits, de façon à réaliser l'acquisition AC + DC ; limiter l'effet de l'oscillation de polarisation en plaçant aux endroits adaptés des fibres polarisantes par exemple
- Terminer les tests inachevés : détection de la lumière diffusée en donnant une incidence (45° et plus) au diffuseur afin d'observer la transition d'un signal de type « pic fin » vers un signal de type « pic élargi », voire "speckle". Approfondir les tests de normalisation de signaux (§5.3.3) pour supprimer efficacement le RIN du laser
- Développement d'un programme complet et structuré pour le traitement et l'analyse des données (chaque configuration testée génère 200 enregistrements de données optiques qu'il faut traiter de façon automatique avant validation finale par l'opérateur)
- Alors, une seconde session de tests sera réalisée sur le démonstrateur interférométrique ZIFO, au laboratoire APC de Paris.
- Développement en parallèle d'un prototype haute puissance pour atteindre les 2 W du faisceau Tx : analyser les possibles effets dans les fibres liés à la haute puissance tels que la diffusion Brillouin

tout en respectant les contraintes du spatial, telles que le respect des normes de contamination moléculaire et particulaire.

Ce travail doit être terminé pour mai 2025, et le lancement de la production de la version industrielle du SL-OGSE. Les prochaines étapes ne sont pas encore détaillées mais la version industrielle du SL-OGSE doit être livrée à la mi-2028.

# Annexes

## A.1 Modulateur acousto-optique (MAO) et modulateur électro-optique (MEO)

Les modulateurs acousto-optiques (MAO) offrent la possibilité de réaliser un décalage de la fréquence optique d'un faisceau laser et des versions fibrées sont maintenant disponibles. Généré par un actuateur piézoélectrique, le passage d'une onde acoustique à travers un milieu entraîne des variations de densité du milieu, induisant des variations de l'indice optique. La lumière qui traverse le milieu subit une interférence similaire à la diffraction de Bragg [73], la différence étant que le faisceau réfléchi sur le réseau d'ondes de densité est décalé en fréquence optique puisque le réseau se propage à la vitesse du son dans le milieu. La lumière diffractée se répartit a priori sur plusieurs ordres, mais les dispositifs qui nous sont utiles sont ceux qui sont optimisés pour ne diffracter qu'à l'ordre +1 ou bien à l'ordre -1.

Dans le cas du MAO<sup>2</sup> de l'interféromètre Mach-Zehnder du contrôle de fréquence laser, nominale centré à 50 MHz, la transmission optimale est observée à 46,6 MHz – 10 Vpp. Nous avons également vérifié que le faisceau diffracté à l'ordre 0 (sans changement de fréquence) était assez petit pour ne pas affecter nos mesures (<-60 dB).

Les modulateurs électro-optiques (MEO), eux, utilisent des cristaux électro-optiques pour exploiter l'effet Pockels [74] afin de moduler la lumière. Ces dispositifs peuvent contrôler la phase, la fréquence, l'amplitude ou la polarisation d'un faisceau lumineux en appliquant un signal électrique au cristal. En insérant un cristal entre deux polariseurs linéaires, on peut réaliser des modulations d'amplitude.

Parce qu'ils mettent en œuvre des guides d'onde de dimension micrométriques, les modulateurs électro-optiques fibrés atteignent des bandes passantes de modulation dans la gamme des gigahertz. Pour les mesures de la rampe de fréquence du laser, nous avons utilisé un modulateur d'amplitude fibré de type Mach-Zehnder. Un guide d'onde à 1.06 µm est réalisé dans du niobate de lithium LiNbO<sub>3</sub>, de telle sorte que le guide d'onde se dédouble puis se recombine. Sur un des bras, l'indice (et donc la phase) est modulé par l'effet électrooptique, et contrôlé par un signal AC + DC. Pour optimiser l'efficacité il faut appliquer le niveau DC qui permet de rester au point de fonctionnement optimal, où la pente est maximale.

---

2. modèle AMM-49-4-100-1030-2FP-PM(-) chez Brimrose

---

Ce modulateur<sup>3</sup> disponible depuis 2006 au laboratoire, a présenté des dérives significatives du point de fonctionnement [75] qui ont compliqué son utilisation, et qui ne s'expliquent pas toutes par des dérives de température du niobate de lithium. Le fait que nous l'ayons utilisé à 10 GHz donc au-delà de sa bande passante explique que les signaux obtenus (§ 3.3.1) soient relativement petits même commandés par un signal AC de 18 dBm.

---

3. Photline, modèle NIR-MX-LN03, de bande passante 5,4 GHz @ -3dB

## A.2 Description et paramétrage du démodulateur Zurich HF2LI

Le démodulateur HF2LI de Zurich Instruments, basé sur un FPGA, réalise de façon numérique la fonction de détection synchrone sur 2 voies indépendantes et possède l'option qui permet d'utiliser 4 contrôleurs PID simultanément.

Le principe de la détection synchrone est de multiplier le signal que nous souhaitons démoduler par le signal de référence à la fréquence dite « fréquence de démodulation ». La démodulation est faite en phase et en quadrature, si bien que le signal démodulé est totalement caractérisé à la fréquence de démodulation. Pour asservir le laser Photodigm (§ 3.2) la fréquence de démodulation est décalée volontairement de la fréquence du signal adressé au MAO, de façon à provoquer la dérive linéaire de fréquence. Ce décalage est facile à obtenir (par saisie au clavier) sur une détection synchrone numérique, alors que cela n'est généralement pas possible avec les détections synchrones analogiques, basées sur des mélangeurs.

Dans notre cas nous avons le signal (simplifié : je ne garde que le terme oscillant) suivant en entrée du démodulateur :

$$I_+ = P \cos(2\pi f_{\text{hété}}t + \phi)$$

Avec  $f_{\text{hété}} = F - (\dot{\nu}_0)n\Delta L/c$  la fréquence du signal en sortie du Mach-Zehnder et  $P \geq 0$ .

Après multiplication par le signal de référence  $\cos(2\pi f_{\text{hété}}t)$ , le signal s'écrit :

$$\frac{P}{2} (\cos(4\pi f_{\text{hété}}t + \phi) + \cos(\phi))$$

où la composante  $2f_{\text{hété}}$  est enlevée numériquement par filtrage passe-bas.

Nous obtenons donc en sortie un signal à 2 composantes fréquentielles, une fréquence à 0 Hz (DC) et une fréquence double. Nous enlevons la fréquence double en utilisant un filtre passe-bas pour ne garder que le terme en phase multiplié par l'amplitude.

Il nous reste donc :

$$\frac{P}{2} \cos(\phi) \quad \text{et} \quad \frac{P}{2} \sin(\phi)$$

Dès lors, on peut demander au démodulateur de délivrer les deux quadratures (X et Y), ou le module (R) et la phase ( $\theta$ ) comme défini ci-dessous (cf. tutoriel [76]) :

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \sqrt{\left(\frac{P}{2} \cos(\phi)\right)^2 + \left(\frac{P}{2} \sin(\phi)\right)^2}$$

$$\theta = \arctan 2(Y, X) = \arctan 2\left(\frac{P}{2} \sin(\phi), \frac{P}{2} \cos(\phi)\right)$$

---

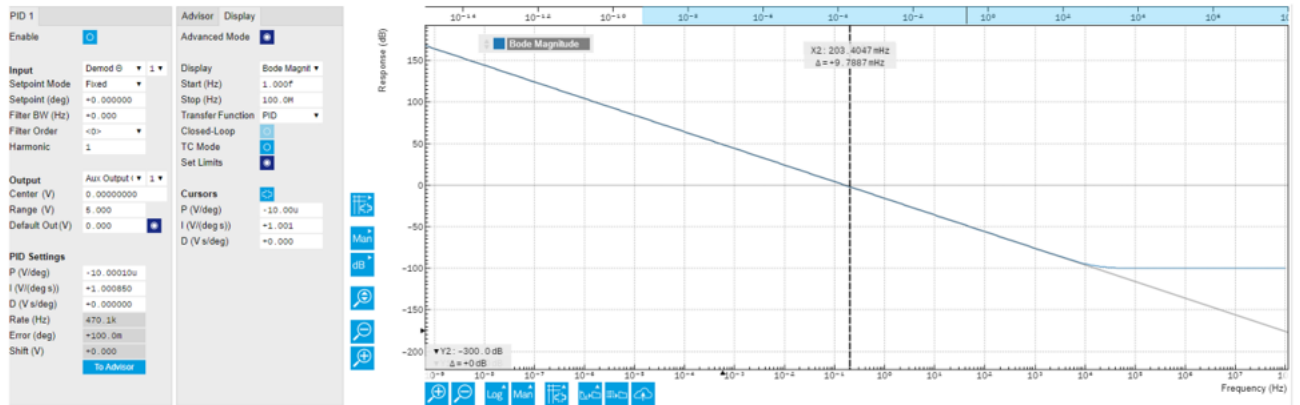
Il procède à la démodulation du signal de la photodiode, à  $f_{\text{hété}} = 46,60$  MHz (pour un fonctionnement à fréquence fixe) ou à  $f_{\text{hété}} = 46,60$  MHz  $+\Delta F$  pour un fonctionnement à fréquence balayée. La saisie de la valeur de la fréquence de démodulation n'est pas très confortable (manuellement ou par un copier-coller dans le champ approprié du logiciel), mais elle est tout à fait opérationnelle. Le signe de la rampe de fréquence est égal au signe de  $\Delta F$ . Le démodulateur est en mode phase (extraction du terme  $\theta$ ) et l'envoi vers un premier PID.

Les deux premiers PID sont ajustés avec les réglages montrés dans la Fig.A.1 :

- PID1 : réglé sur intégrateur en dessous de 10 kHz, et sur proportionnel au-dessus de 10 kHz. La sortie du PID est obtenue par le connecteur "Aux I/O 1" du démodulateur HF2LI et commande l'entrée « Laser Servo » du contrôleur de diode laser Vescent D2-105.
- PID2 : Intégrateur en dessous de 1 Hz, proportionnel au-dessus de 1 Hz. Sortie par le connecteur "Aux I/O 2" du HF2LI. Pilote l'entrée Temp Servo du Vescent D2-105, à travers l'entrée "-" de l'amplificateur différentiel Signal Recovery 5113 qui permet l'addition entre ce signal et le signal rampe à (4 Vpp-5 mHz). Pour fournir un contrôle analogique du gain à l'entrée température du contrôleur Vescent, un diviseur de tension (/163) est inséré à l'entrée de l'amplificateur 5113 Signal Recovery. Cette partie "lente" de la boucle de contrôle est a priori la moins critique. Malgré tout, la ré-optimisation de cette partie reste souhaitable, au moins à chaque changement des paramètres de fonctionnement du laser, car une dégradation du signal d'erreur résiduel de la boucle thermique se paye par une augmentation du contrôle de courant, et donc potentiellement par une augmentation du RIN (relative intensity noise) du laser.

Ce verrouillage de phase est une boucle standard à double retour : le signal d'erreur est amplifié pour piloter un actionneur rapide (le courant de la diode); ensuite, le signal de correction envoyé à l'actionneur rapide est lui-même le signal d'erreur pour la boucle lente (contrôle thermique). Cela permet de balayer le laser sur des centaines de GHz, en boucle fermée, avec de faibles tensions de corrections sur le courant de la diode laser. La vitesse de rampe de fréquence obtenue (en Hz/s) est de  $8,8258 \times 10^6 \times \Delta F$  (comme décrit en section 3.3.2), où  $\Delta F$  est exprimé en Hz.

### PID1 : Scomm courant



### PID2 : Scomm température

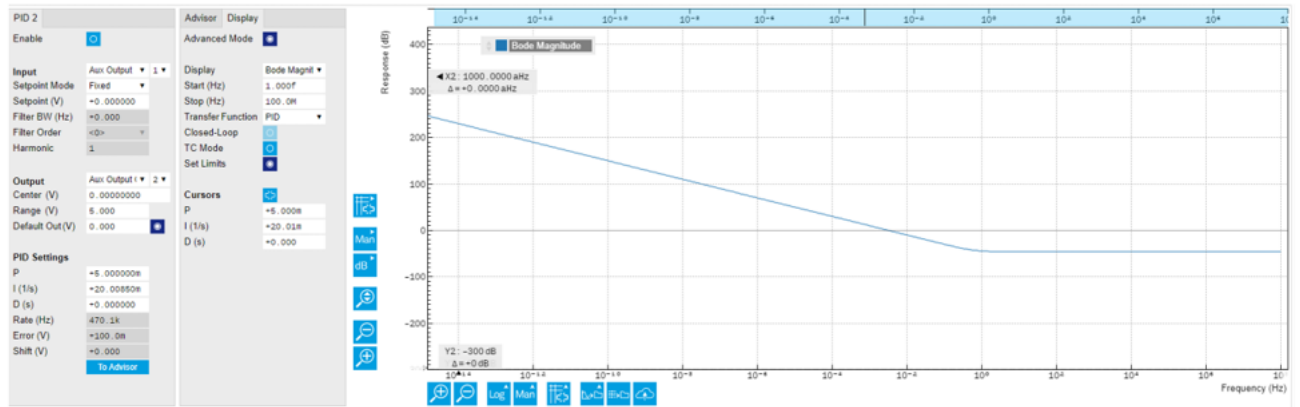


FIGURE A.1 – Les réglages des deux PID dans le démodulateur HF2LI de Zurich Instruments, à partir de l'interface utilisateur LabOne de Zurich Instruments

---

## A.3 Calcul des FFT avec Python

Je trace les transformées de Fourier (FFT) avec les modules "scipy.fft.fft" ([77]) et "scipy.fft.fftfreq" ([78]), qui calculent respectivement la FFT (fournissant  $V_{pk}$ ) et génèrent un axe de fréquences en Hz à partir du temps d'enregistrement (100s) et du nombre d'échantillons (1M points). Ainsi, dans notre cas, la transformée de Fourier discrète est donnée par la formule suivante :

$$y[k] = \left| \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} e^{\frac{2\pi i k n}{N}} x[n] \cdot w[n] \right| \quad (6.1)$$

Ici,  $N$  est le nombre d'échantillons, et  $w[n]$  est la fenêtre de Hann donnée par :  $w[n] = 0.5 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi n}{N}\right)$ .

J'utilise uniquement les termes de fréquence positive de  $y[1]$  à  $y[N/2-1]$  (avec  $y[0]$  étant la moyenne du signal  $x[n]w[n]$ ). Après l'application d'une fenêtre, nous devons également tenir compte de son "gain cohérent" (calculé à partir de la moyenne de  $w[n]$ ) [79]. Par conséquent, pour la fenêtre de Hann, nous devons multiplier la FFT par 2 pour compenser une perte de gain cohérent en amplitude de 0,5. Le pic associé à un signal de 1V d'amplitude pic est alors bien de 1V. A noter que la phase peut être également obtenue, permettant, par exemple, déterminer la phase relative entre les signaux des différents segments d'une même photodiode à quadrant.

## A.4 Principaux paramètres Vescent D2-105-200

Il est utile d'avoir à l'esprit les principaux paramètres de fonctionnement du contrôleur Vescent D2-105-200. C'est l'objet de la Fig. A.2.

	D2-105-200	D2-105-500	Units
Current Source			
Current Range	0-200	0-500	mA
Current Noise Density	<100	<200	pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$
RMS Noise (10Hz ,Ài 100 kHz)	<50	<100	nA
RMS Noise (10Hz ,Ài 1 MHz)	<100	<150	nA
RMS Noise (10Hz ,Ài 10MHz)	< 300	< 500	nA
Monitor Resolution (Display)	0.1	1	mA
Absolute Accuracy	2	2	%
Temperature Coefficient	<1	<5	$\mu\text{A}/^\circ\text{C}$
<b>Current Servo Input</b>			
Input Impedance	1000	1000	k $\Omega$
Bandwidth	>10	>10	MHz
Modulation Coefficient	1	1	mA/V
Input Modulation Range	$\pm 10$	$\pm 10$	V
RF Input Bandwidth	0.5 to >1		

FIGURE A.2 – Principaux paramètres Vescent D2-105-200 (encadré rouge). Ne figure pas dans cette liste le gain de l'entrée de commande de la consigne en température du laser : 9 K/V.

## A.5 Etude supplémentaire sur le bruit sur la mesure de vitesse de rampe

Je complète ici notre étude sur le bruit enregistré lors d'une mesure de la vitesse de rampe en calculant la variance d'Allan [80] de l'erreur résiduelle obtenue après soustraction des ajustements linéaires sur la montée et la descente de la fréquence de battement, comme illustré sur la Fig.3.20. La variance d'Allan  $\sigma(\tau)^2$  est un estimateur du bruit sur la mesure en fonction des échelles de temps et est définie par la formule suivante :

$$\sigma(\tau)^2 = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=0}^{N-1} (y_{i+1} - y_i)^2$$

où les  $y_i$  forment la suite temporelle des valeurs moyennes successives de la quantité analysée (ici l'erreur résiduelle de l'ajustement de la rampe de fréquence). Chaque moyenne est prise sur le temps  $\tau$ , l'échelle de temps considérée, et N est la valeur entière du rapport  $T/\tau$ , T étant la durée de l'enregistrement.

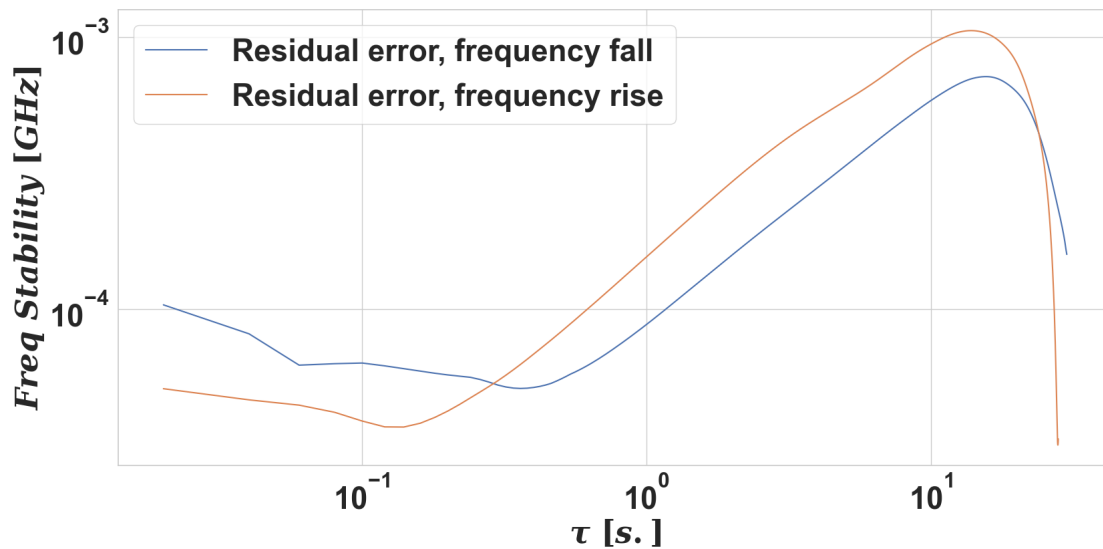


FIGURE A.3 – Déviation d'Allan de l'erreur résiduelle obtenue après soustraction des ajustements linéaires sur la montée (orange) et la descente (bleue) de la fréquence de battement montrée sur la Fig.3.20

Le fait que la Fig. A.3 montre une variance d'Allan systématiquement plus grande pour les fréquences montantes suggère que la mesure de fréquence n'est pas encore sans erreur instrumentale pour les fréquences montantes. On peut imaginer qu'un dépouillement amélioré des données de fréquences montantes pourrait réduire l'erreur résiduelle de façon significative.

## A.6 Calcul du signal SL-OGSE avec une contribution de lumière parasite

Dans l'exemple illustré dans la Fig.A.4, j'injecte le laser balayé en fréquence du SL-OGSE sur l'injecteur Tx du MOSA et je considère un retour optique parasite provenant d'un défaut sur un composant (ici le miroir secondaire du télescope).

**Amplitude du laser balayé en fréquence en entrée de l'interféromètre Sc-IFO :**

$$A = a_0 e^{i\omega[t]t} \quad (6.2)$$

Avec  $\omega[t] = \Omega t + \omega_0$  et  $\frac{\Omega}{2\pi} = \frac{1}{2}\dot{\nu}_0$ , où  $\dot{\nu}_0 = \frac{\Delta\nu_{opt}}{\Delta t}$  la vitesse de rampe de fréquence.

$$A = a_0 e^{i(\pi\nu_0 t + \omega_0)t} \quad (6.3)$$

**Amplitudes des signaux sur les 2 bras de l'interféromètre Sc-IFO, avant recombinaison sur la photodiode sans décalage temporel (à  $t_0 = 0$ ) :**

$$A_0 = A e^{i\omega[t-nl/c](t-nl/c)} \quad (6.4)$$

$$A_1 = a e^{i\omega[t-nL/c](t-nL/c)} \quad (6.5)$$

avec  $A_0$  l'amplitude de notre faisceau nominal,  $A_1$  l'amplitude de la contribution de lumière parasite provenant d'un retour optique sur un composant,  $n$  l'indice de réfraction sur le chemin optique,  $l$  la longueur du chemin nominal,  $L$  la longueur du chemin parasite.

**Amplitudes des signaux sur les 2 bras de l'interféromètre Sc-IFO, avant recombinaison sur la photodiode avec un décalage des abscisses temporelles de  $t_0 = nl/c$  :**

$$A_0 = A e^{i\omega[t]t} \quad (6.6)$$

$$A_1 = a e^{i\omega[t-\Delta L_{Tot}/c](t-\Delta L_{Tot}/c)} \quad (6.7)$$

avec  $\Delta L_{Tot} = nL - nl$ ,  $A = \sqrt{P_{Nom}}$  et  $a = \sqrt{p_{SL}}$ ,  $P_{Nom}$  et  $p_{SL}$  étant la puissance de lumière nominale et de lumière parasite, respectivement.

**Amplitude du signal sur la photodiode en sortie du montage :**

$$A_+ = (A_0 + A_1) = (A e^{i\omega[t]t} + a e^{i\omega[t-\Delta L_{Tot}/c](t-\Delta L_{Tot}/c)}) \quad (6.8)$$

avec  $\varepsilon_{SL} = \frac{a}{A} = \sqrt{\frac{p_{SL}}{P_{Nom}}}$ .

**Intensité en sortie du montage :**

$$\begin{aligned} I_+ &= |A_+ A_+^*| = A e^{i\omega[t]t} \left( 1 + \varepsilon_{SL} e^{-i(2\Omega t \Delta L_{Tot}/c - \Omega(\Delta L_{Tot}/c)^2 + \omega_0 \Delta L_{Tot}/c)} \right) \\ &\quad A e^{-i\omega[t]t} \left( 1 + \varepsilon_{SL} e^{i(2\Omega t \Delta L_{Tot}/c - \Omega(\Delta L_{Tot}/c)^2 + \omega_0 \Delta L_{Tot}/c)} \right) \\ &= A^2 \left( 1 + \varepsilon_{SL}^2 + 2\varepsilon_{SL} \cos(2\Omega t \Delta L_{Tot}/c - \Omega(\Delta L_{Tot}/c)^2 + \omega_0 \Delta L_{Tot}/c) \right) \end{aligned}$$

$$I_+ = P_{\text{nom}} \left( 1 + \varepsilon_{\text{SL}}^2 + 2\varepsilon_{\text{SL}} \cos \left( 2\Omega t \frac{\Delta L_{\text{Tot}}}{c} + \phi_0 \right) \right) \quad (6.9)$$

Avec  $\phi_0 = \frac{\omega_0 \Delta L_{\text{Tot}}}{c} - \Omega \left( \frac{\Delta L_{\text{Tot}}}{c} \right)^2$ . La fréquence du signal est donnée par  $f_{\text{SL}} = \frac{1}{2\pi} \left( 2\Omega \frac{\Delta L_{\text{Tot}}}{c} \right) = \nu_0 n \frac{\Delta L}{c}$  comme annoncé au § 2.2.1.1.

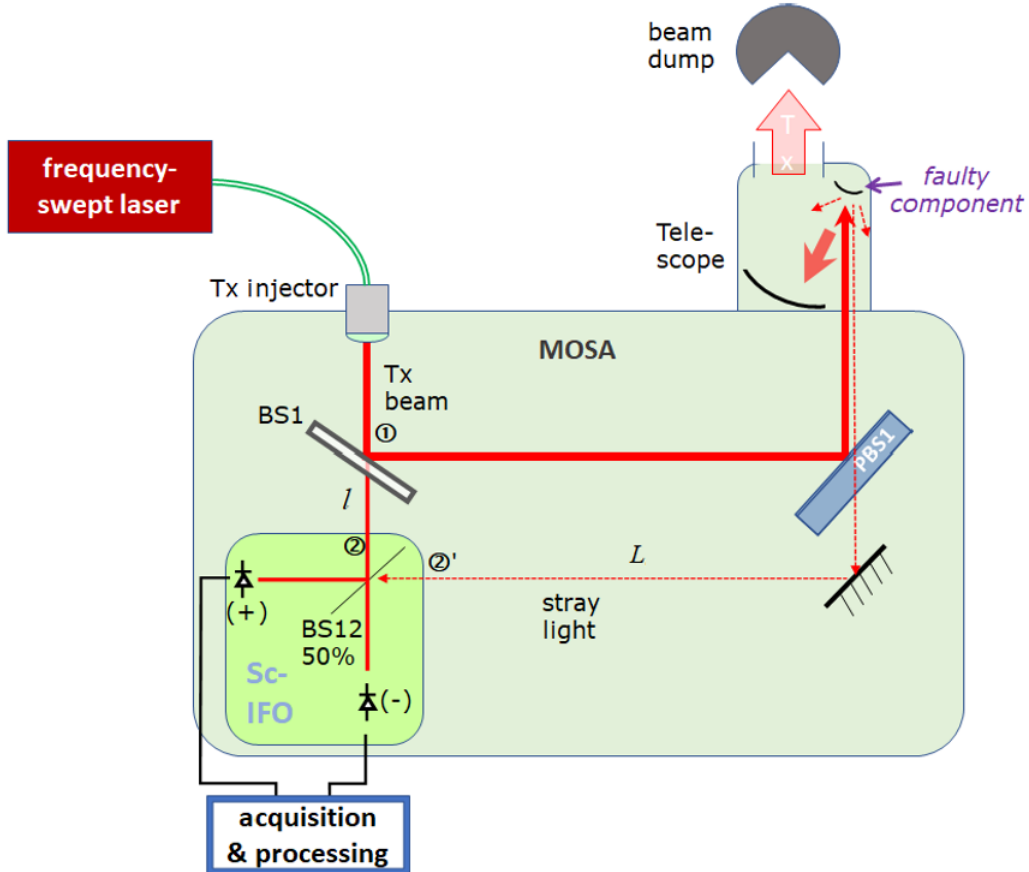


FIGURE A.4 – Schéma de l'unité MOSA et des trois sous-unités SL-OGSE : la source laser, le beam dump à la sortie du télescope et l'unité d'enregistrement et de traitement des données. Ici, le composant défectueux considéré est le miroir secondaire du télescope, supposé diffuser une partie de la lumière Tx directement dans l'Interféromètre Science.

## A.7 Enregistrements Dark sur le QPR et le SEPR témoins au laboratoire

Cette annexe présente l'étude préliminaire que j'ai menée, en préparation des tests effectués en couplant le prototype de SLOGSE à l'interféromètre ZIFO. Il était nécessaire de vérifier que le signal des photorécepteurs du ZIFO, les QPR et SEPR, était exploitable par la méthode SL-OGSE. Je souhaitais réaliser une mesure du plancher de bruit venant des photorécepteurs, de 0 à 200 Hz.

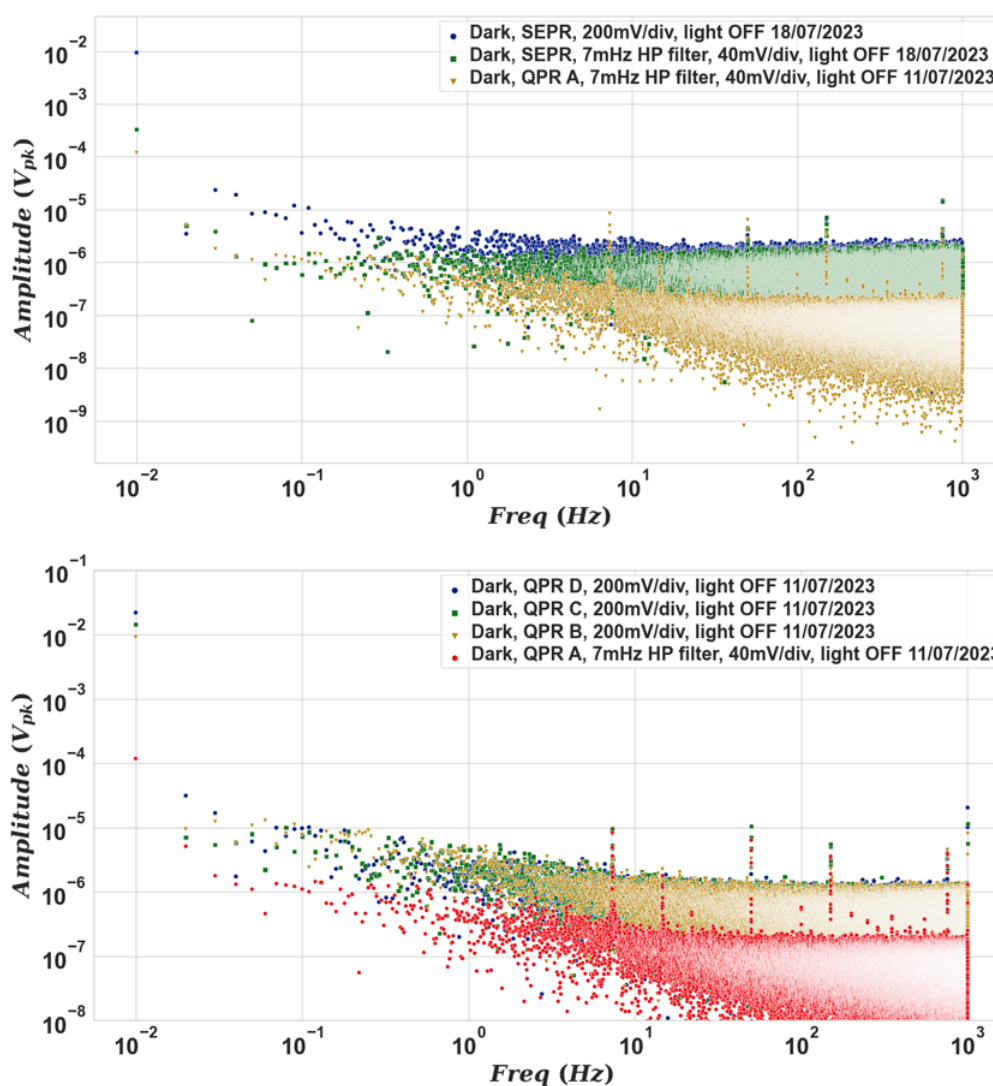


FIGURE A.5 – (Haut) Comparaison entre les spectres Dark de la SEPR témoin pour deux sensibilités d'enregistrement sur le Picoscope 4444 (200 mV/div en bleu et 40 mV/div en vert) et, pour comparaison, avec la sensibilité de 40 mV/div, le spectre du segment A du QPR témoin. (Bas) Comparaison entre les spectres dark de la QPR témoin segments B-C-D (respectivement jaune, vert et bleu) avec une sensibilité de 200 mV/div sur le picoscope et, pour le segment A, une sensibilité de 40 mV/div

Les photorécepteurs du ZIFO avaient été conçus et réalisés au laboratoire ARTEMIS, et j'ai pu disposer d'un prototype de QPR et d'un prototype de SEPR, et enregistrer les spectres d'obscurité de la figure A.5.

Je constate sur la Fig.A.5 que les planchers de bruits du SEPR sont plus ou moins exempts de pics, mais également que le plancher de bruit (autour de  $5 \times 10^{-5} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) n'est pas excellent.

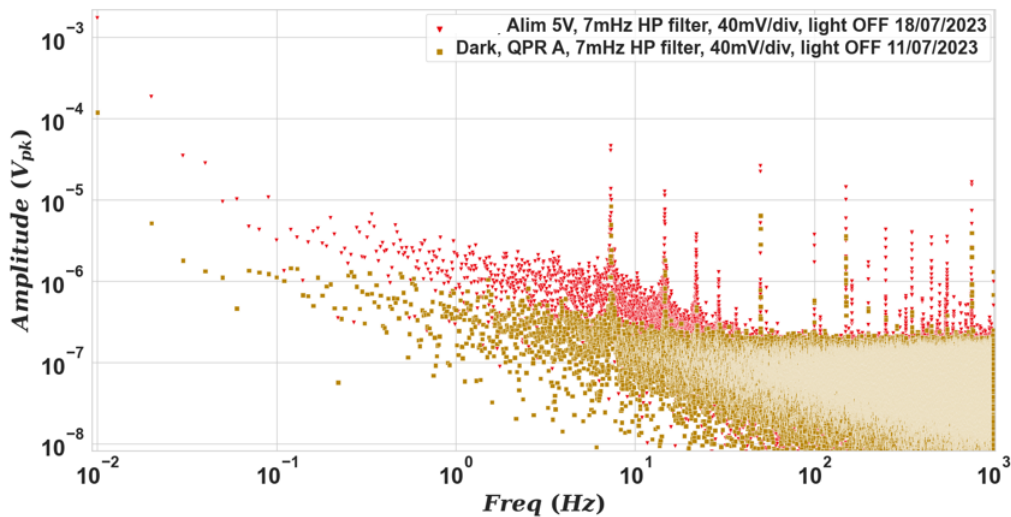


FIGURE A.6 – Comparaison entre les spectres Dark du QPR témoin segment A (jaune) et l'alimentation 5V du photorécepteur (rouge) avec une sensibilité de 40 mV/div sur le picoscope

Les planchers des segments du QPR, au contraire, ont de bons niveaux (autour de  $5 \times 10^{-6} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 1 Hz) et sont en fait limités par le plancher de mesure du picoscope (le plancher diminue si on améliore la sensibilité du picoscope, cf. Fig.A.5 (Bas)). En revanche les pics parasites (7,50 et 150 Hz notamment) sont sensiblement au même niveau qu'avec le SEPR. La Fig.A.6 nous montre que tous les pics présents proviennent en fait de l'alimentation du photorécepteur. Les régulateurs ont pour rôle, précisément, de réduire le couplage entre les fluctuations de la tension d'alimentation et la sortie amplifiée, et leur absence dans les préamplificateurs peut expliquer l'importance de ces pics.

Note : Il a été décidé que les photorécepteurs ne devaient pas avoir de régulateurs pour réduire la puissance thermique dissipée vers le banc optique du ZIFO.

## A.8 Détermination du point d'impact du faisceau sur la face de la lame prismatique

Au § 4.1.2.2 j'ai détaillé une vérification de l'exactitude des mesures de chemin optique réalisées par le SL-OGSE. Les éléments du montage (les optiques, ainsi que les iris sur lesquels les faisceaux sont centrés) ont été posés manuellement, et par la suite mesurés en position, pour fournir les éléments permettant de calculer les chemins optiques. Un des éléments à déterminer est le point d'impact du faisceau sur la lame prismatique utilisée pour créer les faisceaux "parasites". Je détaille ici la détermination de ce point d'impact.

Devant déterminer la direction du faisceau réfléchi par la face avant de la lame prismatique, je détermine le symétrique du centre de l'iris 2 (point A sur la Fig. A.7 ci-dessous) par rapport au plan de la face avant de la lame prismatique. Pour cela je détermine l'équation du plan de la face avant à partir des trois points ( $\vec{m}_1$ ,  $\vec{m}_2$  et  $\vec{m}_3$ ) mesurés avec le bras de métrologie, en calculant la normale  $\vec{N}$  par rapport au plan :

$$\hat{N} = \frac{(\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)}{\|(\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)\|}$$

avec  $\vec{v}_1 = \vec{m}_2 - \vec{m}_1$  et  $\vec{v}_2 = \vec{m}_3 - \vec{m}_1$  les vecteurs propres du plan « face avant du prisme ». Je peux ensuite déduire simplement l'équation du plan de la sorte :

$$M : N_x x + N_y y + N_z z + d = 0$$

où  $d = -(\vec{m}_1 \cdot \hat{N})$ . Ensuite je cherche le vecteur  $\vec{V}$  normal au plan qui passe par le point  $\vec{A}$  (le centre de l'iris 2 dans notre cas) qui est donné par cette formule :

$$\vec{V} = -\frac{M[\vec{A}]}{(\vec{N} \cdot \vec{N})} \times \vec{N} = -\frac{(N_x A_x + N_y A_y + N_z A_z + d)}{(\vec{N} \cdot \vec{N})} \times \vec{N}$$

où  $M[A]$  est la distance entre le point A et le plan M. J'en déduis le symétrique du point A :

$$\vec{B} = \vec{A} + 2\vec{V}$$

Enfin je calcule le point d'intersection  $\vec{I}$  entre la droite ( $\vec{C}\vec{B}$ ) (la droite par le centre de l'iris 1  $\vec{C}$  et le centre de l'iris 2'  $\vec{B}$  symétrique de  $\vec{A}$  par rapport au plan  $M$  de la face avant du prisme) et le plan  $M$  :

$$\vec{I} = \vec{B} + (\vec{C}\vec{B}) \times \left( -\frac{(N_x A_x + N_y A_y + N_z A_z + d)}{((\vec{C}\vec{B}) \cdot \vec{N})} \right)$$

J'obtiens ainsi le point d'impact réel du faisceau sur la face avant du prisme.

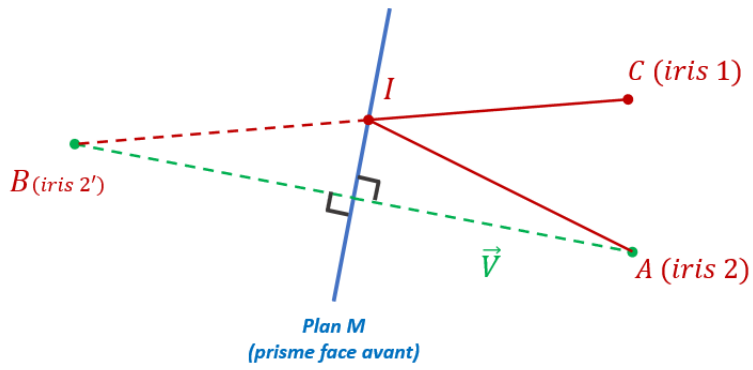


FIGURE A.7 – Schéma vu de haut de la détermination du point d'impact (I) sur la face avant de la lame prismatique. Le fait que le milieu à l'arrière du plan M soit en fait de la silice n'intervient pas. Le point B est virtuel, et ne doit pas être considéré comme étant dans la silice.

## A.9 Spectres typiques du signal Calibrateur 50 /40

Le "Calibrateur 50/40" est un interféromètre en anneau obtenu en refermant la sortie d'un coupleur 50% sur son entrée, via un atténuateur 40 dB. Des pics successifs sont observés, correspondant aux parcours successifs dans la cavité annulaire (3 pics apparaissent sur la Fig.A.8, marqués par des étoiles bleues). L'atténuation observée n'est pas exactement de 40 dB par aller-retour : les deux atténuateurs de "20 dB" utilisés sont en effet calibrés à la longueur d'onde de 1,55  $\mu\text{m}$  seulement.

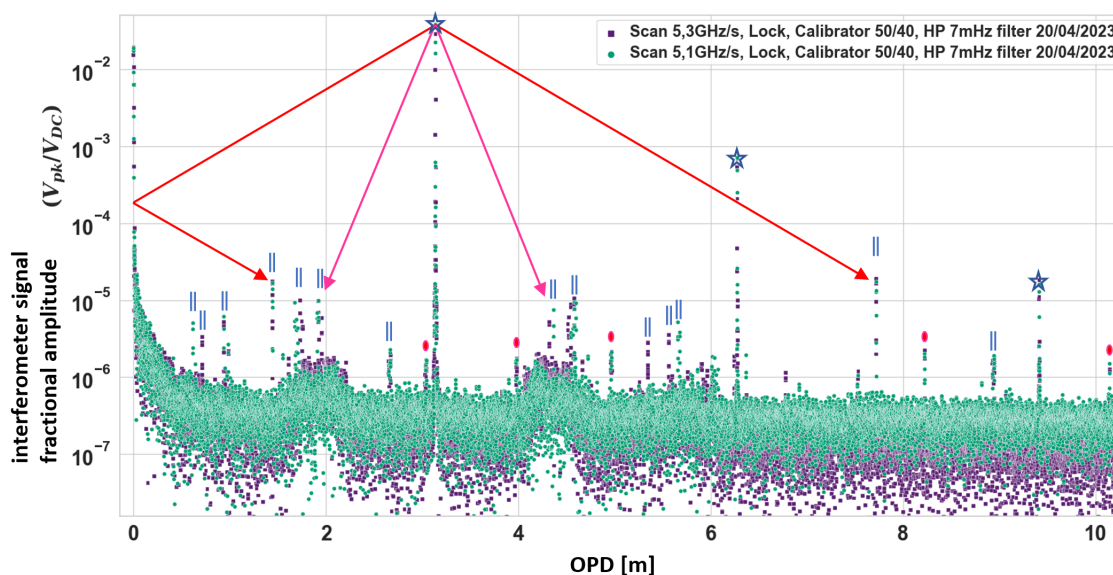


FIGURE A.8 – Tracé DCO typique du "calibrateur" de la rampe de fréquence. Deux taux de balayage de fréquence : 5,3 et 5,1 GHz/s (données bleu violettes et vertes, respectivement). Les étoiles marquent les pics d'interférence attendus. Les pics avec le symbole "double barre bleue" sont des bandes latérales du pic le plus important. Les flèches roses et rouges illustrent la formation des bandes latérales du pic le plus important. Flèches rouges : bandes latérales attribuées à la modulation de fréquence parasite par retour sur l'isolateur optique vers la source laser ; flèches roses : bandes latérales attribuées à la captation mécanique ou acoustique par la fibre de l'interféromètre du calibrateur. Points rouges : ces pics sont également observés dans le simulateur MOSA avec à peu près la même amplitude.

Comme cela a déjà été observé pour les signaux du simulateur MOSA, le pic le plus important est flanqué de bandes latérales qui sont dues à la captation mécanique de perturbations acoustiques ou sismiques : c'est par exemple le cas des flèches roses en Fig.A.8 (ces pics sont dédoublés et n'ont donc une origine purement liée à la lumière parasite). Parmi ces bandes latérales, celles repérées par les flèches rouges sont dues à la modulation de fréquence de la source laser pendant le balayage, du fait du retour sur l'isolateur optique ajouté en sortie du laser. Les autres pics (points rouges en Fig.A.8) sont également observables dans les spectres du simulateur MOSA. Ils ne sont pas dédoublés : ils ont donc a priori la signature de la lumière parasite. Ce sont donc probablement dus à des effets d'interférence dans les fibres optiques des chemins communs : en d'autres termes, des signaux

---

de "lumière parasite" dus à des réflexions multiples dans l'installation fibrée de la source laser du SL-OGSE.

## A.10 DCO et amplitudes fractionnaires des pics sur 4 segments d'une même QPR

Les tables A.1 et A.2 présentent respectivement les listes des barycentres en DCO et en amplitude fractionnaire des contributions de lumière parasite détectées sur les quatre segments d'un même QPR (le QPR4) triées dans l'ordre croissant des DCO. Ces résultats confirment les observations faites en §5.3.1.3 sur la Fig.5.24, les DCO sont reproductibles à mieux que  $10^{-4}$  mais les amplitudes fractionnaires peuvent beaucoup varier (plus de 100% d'écart sur certains pics). Ces écarts indiquent que les faisceaux parasites ne recouvrent pas uniformément les segments du QPR et qu'ils ont des géométries variables.

TABLE A.1 – DCO en millimètres des contributions de lumières parasites sur les quatre segments (ABCD) du QPR4 (mesures du 16/10/2023 sur le ZIFO)

DCO Seg. A	DCO Seg. B	DCO Seg. C	DCO Seg. D
572,76	572,74	572,72	572,71
621,81	621,81	621,81	621,82
644,74	644,74	644,91	644,94
651,17	651,17	651,17	651,17
680,51	680,51	680,54	680,56
688,34	688,42	688,32	688,40
769,34	769,36	769,35	769,33
810,60	810,48	810,53	810,57
839,98	839,86	840,01	839,86
847,74	847,81	847,71	847,72
852,03	852,02	851,87	852,02
877,17	877,23	877,09	877,11
965,93	965,84	965,95	966,04
1048,35	1048,30	1048,34	1048,30

TABLE A.2 – Amplitudes fractionnaires des contributions de lumières parasites sur les quatre segments (ABCD) du QPR4 (mesures du 16/10/2023 sur le ZIFO)

<b>Amp. Frac. Seg. A</b>	<b>Amp. Frac. Seg. B</b>	<b>Amp. Frac. Seg. C</b>	<b>Amp. Frac. Seg. D</b>
$2,87 \times 10^{-5}$	$3,05 \times 10^{-5}$	$2,52 \times 10^{-5}$	$2,68 \times 10^{-5}$
$4,72 \times 10^{-5}$	$4,85 \times 10^{-5}$	$4,30 \times 10^{-5}$	$4,59 \times 10^{-5}$
$2,45 \times 10^{-5}$	$2,52 \times 10^{-5}$	$2,65 \times 10^{-5}$	$2,45 \times 10^{-5}$
$9,36 \times 10^{-4}$	$7,90 \times 10^{-4}$	$8,75 \times 10^{-4}$	$8,02 \times 10^{-4}$
$3,56 \times 10^{-5}$	$2,65 \times 10^{-5}$	$3,26 \times 10^{-5}$	$2,86 \times 10^{-5}$
$1,61 \times 10^{-5}$	$3,06 \times 10^{-5}$	$1,51 \times 10^{-5}$	$2,70 \times 10^{-5}$
$2,61 \times 10^{-5}$	$2,99 \times 10^{-5}$	$2,33 \times 10^{-5}$	$2,90 \times 10^{-5}$
$4,33 \times 10^{-5}$	$5,02 \times 10^{-5}$	$3,65 \times 10^{-5}$	$4,93 \times 10^{-5}$
$4,06 \times 10^{-5}$	$4,54 \times 10^{-5}$	$3,80 \times 10^{-5}$	$4,00 \times 10^{-5}$
$5,78 \times 10^{-4}$	$2,09 \times 10^{-4}$	$5,20 \times 10^{-4}$	$1,65 \times 10^{-4}$
$8,41 \times 10^{-5}$	$3,49 \times 10^{-4}$	$1,83 \times 10^{-5}$	$7,28 \times 10^{-5}$
$4,06 \times 10^{-5}$	$4,82 \times 10^{-5}$	$3,01 \times 10^{-5}$	$3,47 \times 10^{-5}$
$2,18 \times 10^{-5}$	$1,45 \times 10^{-5}$	$2,02 \times 10^{-5}$	$1,28 \times 10^{-5}$
$2,17 \times 10^{-4}$	$5,24 \times 10^{-5}$	$2,00 \times 10^{-4}$	$4,28 \times 10^{-5}$

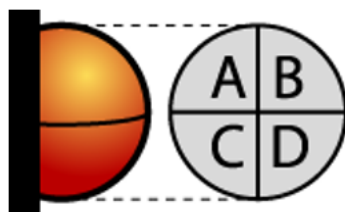


FIGURE A.9 – Disposition des segments vus de face sur les QPR du ZIFO

## A.11 Schéma détaillé du ZIFO

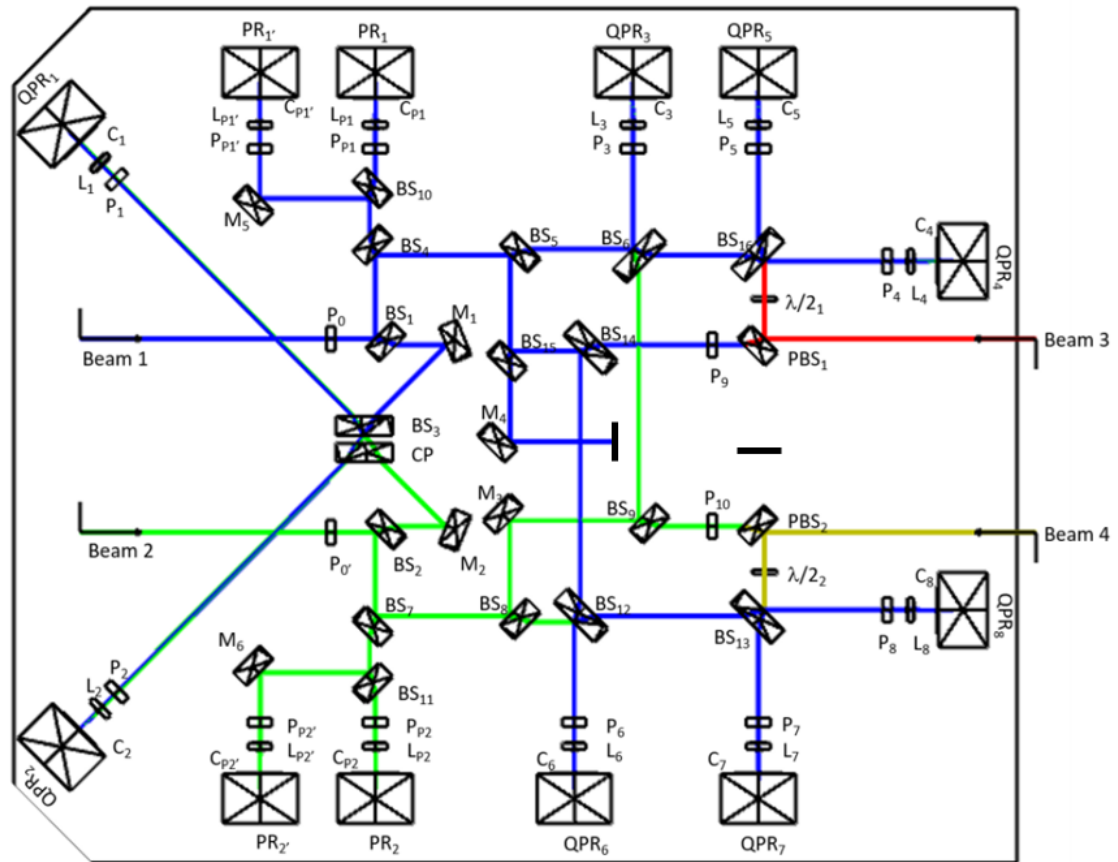


FIGURE A.10 – Schéma détaillé du démonstrateur interférométrique ZIFO et les deux passages de des faisceaux nominaux 1 et 2 en bleu et en vert. Les faisceaux en rouge et en jaune sont envisagés dans une étape ultérieure de l'utilisation du banc ZIFO. Actuellement des pièges à lumière (beam dumps) sont insérés sur les faisceaux issus de PBS1, M4 et PBS2

## A.12 Spectre du signal du calibrateur de rampe en l'absence d'asservissement

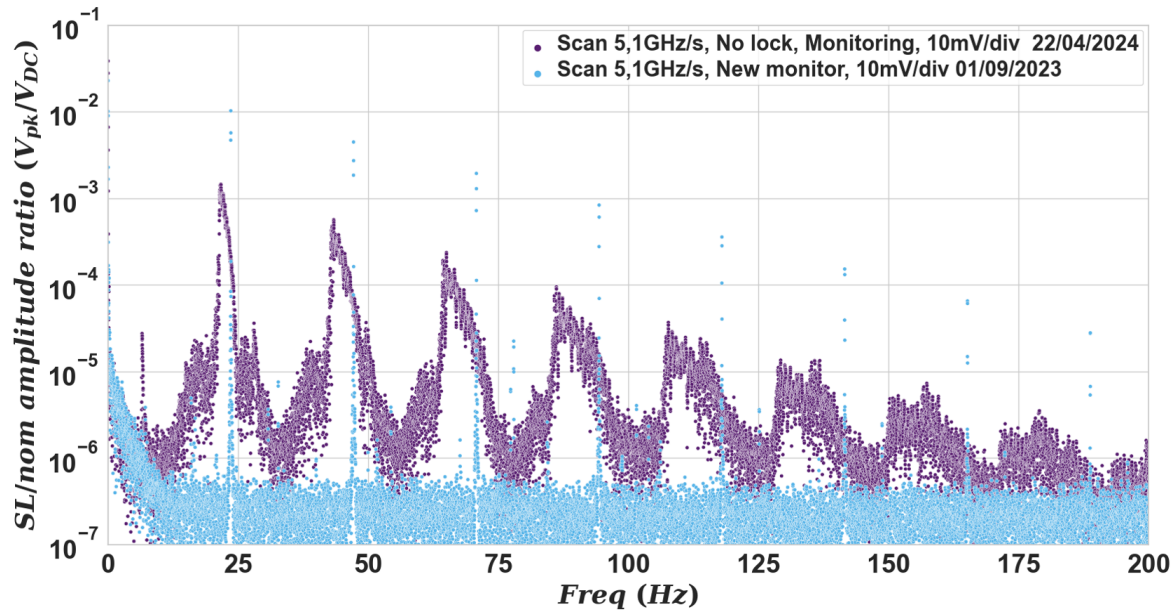


FIGURE A.11 – Spectres typiques du signal du calibrateur de la rampe de fréquence optique (§3.4) : amplitude fractionnaire du signal du photorécepteur du calibrateur de la rampe en fréquence : avec (cyan) et sans (violet) asservissement. En l'absence d'asservissement la fréquence n'est balayée que par la rampe appliquée sur la commande de température du laser (4 V-5 mHz)

La Fig. A.11 montre qu'en l'absence d'asservissement, le simple balayage de température du laser ne permet pas un balayage régulier de la fréquence optique. La largeur des pics est considérablement dégradée et laisse imaginer une très mauvaise résolution, de plusieurs 10<sup>-2</sup> au lieu de la spécification, < 10<sup>-4</sup>, pour le SL-OGSE.

# Bibliographie

- [1] J. H. TAYLOR et J. M. WEISBERG. “A new test of general relativity - Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16”. In : *The Astrophysical Journal* **253** (fév. 1982), p. 908-920. DOI : 10 . 1086/159690.
- [2] B. C. BARISH et R. WEISS. “LIGO and the detection of gravitational waves.” In : *Physics Today* **52.10** (oct. 1999), p. 44-50. DOI : 10 . 1063/1 . 882861.
- [3] D. J. GRETZ. “Early History of Gravitational Wave Astronomy : The Weber Bar Antenna Development”. In : *History of Physics Newsletter* **13** (2018), p. 1-16.
- [4] D. CASTELVECCHI et A. WITZE. “Einstein’s gravitational waves found at last”. In : *Nature* (fév. 2016). URL : <https://doi.org/10.1038/nature.2016.19361>.
- [5] K. ABICH *et al.* “In-Orbit Performance of the GRACE Follow-on Laser Ranging Interferometer”. In : *Phys. Rev. Lett.* **123 3** (2019).
- [6] P. AMARO-SEOANE *et al.* *Laser Interferometer Space Antenna*. 2017. arXiv : 1702 . 00786 [astro-ph.IM].
- [7] <https://www.cosmos.esa.int/web/lisa/documents>.
- [8] <https://www.lisamission.org/>.
- [9] F. ANTONUCCI *et al.* “The LISA Pathfinder mission”. In : *Classical and Quantum Gravity* **29** (juin 2012), p. 124014. DOI : 10 . 1088/0264-9381/29/12/124014.
- [10] M. ARMANO *et al.* “Capacitive sensing of test mass motion with nanometer precision over millimeter-wide sensing gaps for space-borne gravitational reference sensors”. In : *Phys. Rev. D* **96** (sept. 2017). DOI : 10 . 1103/PhysRevD.96.062004.
- [11] M. COLPI *et al.* *LISA Definition Study Report*. 2024. arXiv : 2402 . 07571 [astro-ph.CO].
- [12] J.-P. BARONICK *et al.* *LISA AIVT Optical Ground Support Equipment technology developments*. Gravitational-Wave Advanced Detector Workshop. Poster. Mai 2023. URL : <https://hal.science/hal-04161565>.
- [13] C. SASSO, G. MANA et S. MOTTINI. “The LISA interferometer : Impact of stray light on the phase of the heterodyne signal”. In : *Classical and Quantum Gravity* **36** (avr. 2019). DOI : 10 . 1088/1361-6382/ab0a15.

- 
- [14] A. MORA *et al.* “Gaia : focus, straylight and basic angle”. In : *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. Sous la dir. d’Howard A. MACEWEN *et al.* SPIE Proceedings **99042D**, août 2016. DOI : 10 . 1117 / 12 . 2230763.
- [15] V. KHODNEVYCH *et al.* “Study of the coherent perturbation of a Michelson interferometer due to the return from a scattering surface”. en. In : *International Conference on Space Optics – ICSO 2018*. Chania, Greece : SPIE Proceedings **111807T**, p. 280. DOI : 10 . 1117 / 12 . 2536200. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11180/2536200/Study-of-the-coherent-perturbation-of-a-Michelson-interferometer-due/10.1117/12.2536200.full>.
- [16] F. O. BARTELL, E. L. DERENIAK et W. L. WOLFE. “The Theory And Measurement Of Bidirectional Reflectance Distribution Function (Brdf) And Bidirectional Transmittance Distribution Function (BTDF)”. In : *Radiation Scattering in Optical Systems*. Sous la dir. de Gary H. HUNT. International Society for Optics et Photonics. SPIE Proceedings **0257**, 1981, p. 154-160. DOI : 10 . 1117 / 12 . 959611. URL : <https://doi.org/10.1117/12.959611>.
- [17] <https://photonengr.com/fred-software/>.
- [18] <https://www.zemax.com/>.
- [19] M. LINTZ. *Specification of the stray light OGSE*. Rapp. tech. LISA-FRA-INST-RS-002.
- [20] S. R. THURBER. “Optical low coherence reflectometry for morphological characterization of static and dynamic systems”. Thèse de doct. University of Washington, 2000.
- [21] C. A. PALAVICINI CHAM. “Analyse de composants photoniques par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase”. Thèse de doct. Télécom ParisTech, 2004. URL : <https://pastel.hal.science/pastel-00000751>.
- [22] A.-F. OBATON. “Développement au LNE d’un interféromètre en lumière incohérente sensible à la phase *Development in LNE of a phase sensitive optical low coherence interferometer*”. In : *Revue française de métrologie n°16* (4) (2008). URL : <https://metrologie-francaise.lne.fr/sites/default/files/media/document/p21-35-rfm16-obaton.pdf>.
- [23] <https://haag-streit.com/fr/produits/catÃlgories/diagnostic-de-spÃlcialitÃl/biomÃltrie/lenstar-900>.
- [24] M. LEQUIME *et al.* “Low-coherence interferometric measurement of the spatial frequency dependence of the light field backscattered by optical interfaces”. In : *Appl. Phys. Lett.* **122**.191103 (2023). DOI : 10 . 1063 / 5 . 0139822.
- [25] S. D. PERSONICK. “Photon probe — an optical-fiber time-domain reflectometer”. In : *The Bell System Technical Journal* **56.3** (1977), p. 355-366. DOI : 10 . 1002 / j . 1538-7305 . 1977 . tb00513 . x.

- [26] B. LU *et al.* “High spatial resolution phase-sensitive optical time domain reflectometer with a frequency-swept pulse”. In : *Opt. Lett.* **42** (jan. 2017), p. 391. DOI : 10 . 1364/OL . 42 . 000391.
- [27] W. HAO et T. MING. *Beyond the Limitation of Pulse Width in Optical Time-domain Reflectometry*. 2022. arXiv : 2203 . 09461 [eess.SP].
- [28] L. CLERMONT, W. UHRING et M. GEORGES. “Ultrafast time-of-flight imaging for accurate determination of stray light origin”. In : *EOSAM (European Optical Society Annual Meeting) 2021*. Sous la dir. d’EOS. Sept. 2021. URL : <http://publis.icube.unistra.fr/6-CUG21b>.
- [29] L. CLERMONT *et al.* “A new paradigm in the field of stray light control and characterization enabled by ultrafast time-of-flight imaging”. In : *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation V*. Sous la dir. de Ramón NAVARRO et Roland GEYL. T. **12188**. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2022, 121881F. DOI : 10 . 1117/12 . 2629300.
- [30] L. CLERMONT *et al.* “Unlocking stray light mysteries in the CoRot baffle with the time-of-flight method”. In : *Scientific Reports* **14.1** (mars 2024), p. 6171. DOI : 10 . 1038/s41598-024-56310-z.
- [31] E. BOLDYREVA. “Mesures réparties par réflectométrie fréquentielle sur fibre optique”. Thèse de doct. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, oct. 2016. URL : <https://cea.hal.science/tel-02274547>.
- [32] J. ZHENG. “Analysis of optical frequency-modulated continuous-wave interference”. In : *Appl. Opt.* **43** (2004), p. 4189.
- [33] <https://www.apex-t.com/optical-frequency-domain-reflector/>.
- [34] <https://lunainc.com/product/obr-4600>.
- [35] E.P. IPPEN et R.H. STOLEN. “Stimulated Brillouin scattering in optical fibers”. In : *Applied Physics Letters* **21.11** (déc. 1972), p. 539-541. DOI : 10 . 1063/1 . 1654249.
- [36] V. KHODNEVYCH. “Scattered light studies for the LISA optical metrology system”. Thèse de doct. Université de Nice, 2020. URL : <https://theses.hal.science/tel-03177562v1>.
- [37] X. BAO et Y. WANG. “Recent Advancements in Rayleigh Scattering-Based Distributed Fiber Sensors”. In : *Advanced Devices & Instrumentation 2021* (mars 2021). DOI : 10 . 34133/2021/8696571.
- [38] M. EAID et K. INNANEN. *Coherent optical time domain relectometry : The theoretical basis for distributed acoustic sensing technologies*. Rapp. tech. CREWES Research Report, 2019. URL : <https://www.crewes.org/Documents/Research Reports/2019/CRR201907.pdf>.

- 
- [39] J. M. ROHR *et al.* “Stray light in the LISA mission : perturbation of an interferometer due to back-scattered light”. In : *GWADW2021 Gravitational Wave Advanced Detector Workshop*. INFN. Pisa, Italy, mai 2021. URL : <https://hal.science/hal-03428109>.
- [40] L. PERRET. “Conception et optimisation d’un télémètre laser multi-cibles à balayage de longueur d’onde”. Thèse de doct. Université Louis Pasteur (Strasbourg), 2007. URL : <http://www.theses.fr/2007STR13097/document>.
- [41] B. PÉCHEUX. “Optimisation d’un dispositif interférométrique de mesure de distance absolue utilisant une diode laser à cavité externe continûment syntonisable dans les bandes S et C”. Thèse de doct. 2002. URL : <http://www.theses.fr/2002STR13134/document>.
- [42] <https://focenter.com/blog/polarization-maintaining-fibers-explained>.
- [43] R. C. JONES. “A New Calculus for the Treatment of Optical Systems. VII. Properties of the N-Matrices”. In : *J. Opt. Soc. Am.* **38.8** (août 1948), p. 671-685. DOI : 10.1364/JOSA.38.000671.
- [44] <https://www.corning.com/oem-solutions/worldwide/en/home/products-solutions/optical-communication-components/specialty-fiber/panda-polarization-maintaining-fiber.html>.
- [45] R. F. STEVENS. *Polarisation extinction ratio-measurement requirements for optical communication systems*. NPL Report. Teddington, mars 2002. URL : <http://eprintpublications.npl.co.uk/2327/>.
- [46] P.-Y. BONY. “Auto-polarisation de la lumière dans les fibres optiques”. Thèse de doct. Université de Bourgogne, déc. 2015. URL : <https://theses.hal.science/tel-01270512>.
- [47] H. POINCARÉ. *Théorie mathématique de la lumière*. Gauthier-Villars, 1892. URL : <https://books.google.fr/books?id=MOT1z51fSkYC>.
- [48] J. PILLON *et al.* “Dépendance thermique de l’indice de réfraction d’une fibre optique à deux revêtements”. In : *CFM 2019 - 24ème Congrès Français de Mécanique*. BREST, France, août 2019. URL : <https://hal.science/hal-02496378>.
- [49] <https://morephotonics.com/products/laser-modules/dbr-lasermodule/ph1064dbr-1064-nm-dbr-laser/>.
- [50] P. YOUNG, A. XIANG et J. E. SPENCER. “X-Mode™ DBRs Enable Extended Tuning Range”. In : jan. 2019.
- [51] K. G. LIBBRECHT et J. L. HALL. “A low-noise high-speed diode laser current controller”. In : *Review of Scientific Instruments* **64.8** (août 1993), p. 2133-2135. DOI : 10.1063/1.1143949.

- [52] <https://rio-lasers.com/1064-nm-laser-module/>.
- [53] R. W. P. DREVER. "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator". In : *Appl. Phys. B* **31** (1983), p. 97-105.
- [54] F. KÉFÉLIAN *et al.* "Ultralow-frequency-noise stabilization of a laser by locking to an optical fiber-delay line". In : *Opt. Lett.* **34** (2009), p. 914.
- [55] H. JIANG *et al.* "An agile laser with ultra-low frequency noise and high sweep linearity". In : *Opt. Express* **18** (2010), p. 3284.
- [56] N. CHIODO *et al.* "Lasers for coherent optical satellite links with large dynamics". In : *Appl. Opt.* **52** (2013), p. 7342.
- [57] <https://www.mouser.fr/ProductDetail/Analog-Devices/107384-HMC493LP3?qs=pceeu5JH%2FH%252BltDoGZ64GYQ%3D%3D>.
- [58] <https://www.mouser.fr/ProductDetail/584-105675-HMC434>.
- [59] <https://fibercore.humaneticsgroup.com/services-support/fiberpaedia/b/bow-tie-fiber>.
- [60] <https://www.picotech.com/>.
- [61] <https://www.picotech.com/oscilloscope/4444/picoscope-4444-overview>.
- [62] <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.signal.windows.hann.html>.
- [63] S. J. KOPPAL. "Lambertian Reflectance". In : *Computer Vision : A Reference Guide*. Sous la dir. de Katsushi IKEUCHI. Boston, MA : Springer US, 2014, p. 441-443. DOI : 10.1007/978-0-387-31439-6\_534.
- [64] <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=CFC8-C>.
- [65] <https://inspection.ie/romer-2030-romer-portable-cm-ms-sigma-series-measuring-range-spherical-diameter-3000mm-11-8-feet-repeatability-sphere-test-0-035mm-repeatability-cone-test-0-038mm-length-accuracy-0-054mm-weight-5-2kg-11-5lbs-included-with-gauge-romo.html>.
- [66] <https://www.onshape.com/fr/>.
- [67] [https://refractiveindex.info/?shelf=other&book=air&page=Ciddor\)derAlfractions](https://refractiveindex.info/?shelf=other&book=air&page=Ciddor)derAlfractions).
- [68] F. PASCHEN. "Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz". In : *Annalen der Physik* **273** (1889), p. 69-96.

- 
- [69] <https://www.arexx.com/templogger/html/fr/info.php>.
- [70] A. ROUBEAU-TISSOT *et al.* “Interférométrie à dérive de fréquence pour la mesure de la lumière parasite cohérente sur l’instrument spatial LISA, Laser Interferometer Space Antenna”. In : *Optique Nice 2022. SFO. 2022, session posters*. 2022.
- [71] A. ROUBEAU-TISSOT *et al.* “Frequency drift interferometry for coherent stray light characterization on the LISA space interferometers”. In : *La semaine de l’astrophysique française, SF2A 2023*. SF2A. Strasbourg, France, juin 2023. URL : <https://hal.science/hal-04160830>.
- [72] M. LINTZ *et al.* “Note : Efficient diode laser line narrowing using dual, feed-forward + feed-back laser frequency control”. In : *Review of Scientific Instruments* **88.2** (fév. 2017), p. 026102. ISSN : 0034-6748. DOI : 10.1063/1.4975400.
- [73] W. H. BRAGG et W. L. BRAGG. “The Reflection of X-rays by Crystals”. In : *Proceedings of the Royal Society of London Series A* **88.605** (juill. 1913), p. 428-438. DOI : 10.1098/rspa.1913.0040.
- [74] F. PÖCKELS. *Lehrbuch der Kristallographie*. 1906.
- [75] R. RADOUANI. “Dérive dans les modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder : analyse physique et résolution”. Thèse de doct. Université Paul Verlaine - Metz, juin 2006. URL : <https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752461>.
- [76] <https://www.youtube.com/watch?v=ZIJBRA2SONQ>.
- [77] <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.fft.fft.html>.
- [78] <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.fft.fftfreq.html>.
- [79] <https://www.recordingblogs.com/wiki/coherent-gain>.
- [80] D. W. ALLAN, J. H. SHOAF et D. HALFORD. “Statistics of Time and Frequency Data Analysis”. In : *NBS Monograph* **140** (1974), p. 151-204.