



**HAL**  
open science

# Développement de télémètres laser de haute exactitude et de haute résolution pour applications spatiales

Clément Courde

► **To cite this version:**

Clément Courde. Développement de télémètres laser de haute exactitude et de haute résolution pour applications spatiales. Physique [physics]. Université Nice Sophia Antipolis, 2011. Français. NNT : . tel-00586258

**HAL Id: tel-00586258**

**<https://theses.hal.science/tel-00586258v1>**

Submitted on 15 Apr 2011

**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.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS – UFR SCIENCES  
Ecole Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées

**THESE**  
pour obtenir le titre de  
**Docteur en sciences**  
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Physique

présentée et soutenue par  
Clément COURDE

**Développement de télémètres laser de haute exactitude et  
de haute résolution pour applications spatiales**

Thèse dirigée par Michel LINTZ  
soutenue le 1er février 2011

Jury :

M. Marc BRUNEL	Université de Rennes	Rapporteur
M. Patrick JUNCAR	CNAM	Rapporteur
M. Ouali ACEF	LNE SYRTE	Examineur
M. Pascal BALDI	LPMC	Examineur
M. Yves RABBIA	OCA	Examineur
M. Michel LINTZ	OCA	Directeur de thèse
M. François GUERIN	Thales Alenia Space	Invité





# ABSTRACT

Improving the angular resolution of telescopes implies an increase of their size. Spacecrafts in formation flying are more and more investigated for future space telescope projects. Operation of such systems requires absolute distance measurement between two spacecrafts with an accuracy of few tens of microns. The absolute distance measurement with high precision is also at the centre of fundamental physic experiments.

My thesis work has consisted in the development of two rangefinders, T2M and Iliade which could be used for these projects. The difficulty is to combine a great measurement range with high sensitivity in a simple set-up for being eventually embedded instruments. Our goal is to measure a distance of one kilometre with an accuracy better than one micron. The difference between T2M and Iliade resides in their designs but also in their complexity and their resolution.

The T2M rangefinder uses the phase difference of a beam modulated in amplitude and split in a measurement path and a reference path. The target resolution with this system is in the tens of nanometres. T2M is able to reach a high accuracy because the distance is obtained from frequency measurements. Cyclic errors linked to the use of phase comparison are suppressed using an optical switching system which exchanges the beams of the two paths with respect to the two detection chains. After having stabilized the frequency of the beatnote between the two laser, I have worked on the improvement of the resolution. I have also worked on the suppression of different errors which affect the accuracy of T2M. Objectives seem to be reached and the results are very encouraging for the future tests and developments.

The Iliade rangefinder combines a time of flight measurement between optical pulses and a two-wavelength interferometric measurement. This sophisticated system compared to T2M, is expected to have a resolution below one nanometer. I have characterised the 20 GHz pulse source and shown that the 65 fs timing jitter is mainly limited by the phase noise of the initial two-mode beat-note. I have worked on a fibered Fabry Perot cavity for single-mode laser frequency pre-stabilization and demonstrated a scheme for obtaining a dispersive-shaped error signal without any modulation. I have studied a numerical method based on harmonic analysis in order to measure phase difference with an accuracy better than  $10^{-5}$  radian. The Iliade rangefinder is presently under development.

Keywords: laser rangefinder, interferometry, phase measurement, optical pulse, laser stabilization, cyclic errors

# RESUME

Si les performances des instruments d'exploration de l'Univers continuent de s'améliorer, c'est souvent au prix d'une augmentation de leurs dimensions. Pour le développement de nouveaux télescopes spatiaux, le vol en formation de satellites est une solution technique de plus en plus envisagée. La mesure absolue des distances entre satellites avec une exactitude de l'ordre de quelques dizaines de microns est alors une nécessité pour l'exploitation des données obtenues avec de tels systèmes. Elle est aussi au cœur d'expériences de physique fondamentale.

Mon travail de thèse a porté sur le développement de deux télémètres, T2M et Iliade pouvant répondre à ces besoins. La difficulté dans le développement de ces deux systèmes est de concilier un grand intervalle de mesure de distances avec une grande sensibilité tout en gardant une certaine simplicité et ainsi permettre que ces instruments puissent être embarqués. La performance visée est une mesure de distance de l'ordre du kilomètre exacte à mieux d'un micron. La différence entre T2M et Iliade réside dans leurs conceptions mais aussi dans leurs complexités et les performances visées en termes de résolution.

Le télémètre T2M exploite la différence de phase d'une onde modulée en amplitude séparée entre une voie de mesure et une voie de référence. La résolution visée avec ce système est la dizaine de nanomètres. Ce système est capable d'atteindre une grande exactitude du fait que la mesure de distance est déduite d'une mesure de fréquence. Les problèmes d'erreurs cycliques inhérentes à l'utilisation de ce type de techniques sont éliminés par un système d'aiguillage optique permettant d'échanger les faisceaux propres aux deux voies de télémétrie en regard des deux voies de détection. Après la stabilisation du battement de fréquences des deux lasers, mon travail a porté sur l'amélioration de la résolution et sur l'élimination des diverses sources d'erreurs affectant l'exactitude. Les objectifs fixés semblent être atteints et les résultats obtenus sont très encourageants pour les futurs tests et développements à réaliser.

Le télémètre Iliade combine une mesure de temps de vol d'impulsions laser et une mesure interférométrique à deux longueurs d'onde. Au prix d'une sophistication un peu plus importante que T2M, la résolution visée est inférieure au nanomètre. La caractérisation de la source d'impulsions d'Iliade présentant un taux de répétition de 20 GHz, a permis de montrer que la gigue temporelle de 65 fs à sa sortie est principalement due au bruit de phase du battement initial de deux lasers monomodes. J'ai travaillé sur une cavité Fabry Perot fibrée pour pré-stabiliser le rayonnement d'un laser monomode. J'ai démontré une technique permettant d'obtenir un signal d'erreur de type dispersif, sans recourir à une modulation. Enfin j'ai étudié une méthode numérique basée sur l'analyse harmonique permettant d'assurer une mesure de différence de phase avec une exactitude de  $10^{-5}$  radian. Le télémètre Iliade est actuellement en cours de développement.

Mots clés : télémétrie laser, interférométrie, mesure de phase, impulsions, stabilisation laser, erreurs cycliques

# REMERCIEMENTS

Je souhaite tout d'abord remercier chaleureusement Michel Lintz de m'avoir accepté pour ces trois ans de thèse. J'ai beaucoup appris de sa rigueur de chaque instant. Je le remercie aussi pour sa disponibilité et sa pédagogie. Nos nombreuses discussions m'ont permis de toujours mieux analyser et avancer. Enfin un grand merci pour sa clairvoyance et ses conseils en expérimentation.

Je remercie Nary Man de m'avoir accepté au sein du laboratoire ARTEMIS de l'Observatoire de la Côte d'Azur pour la réalisation de cette thèse. Je la remercie aussi pour son écoute et ses conseils.

Je tiens également à remercier Alain Brillet pour sa disponibilité et ses pertinents conseils. Son optimisme et sa perspicacité ont permis de maintes fois rebondir et de trouver de nouvelles pistes.

Je souhaite remercier François Bondu et Jean-Yves Vinet pour leurs réponses à toutes mes questions théoriques. Un grand merci à François pour m'avoir donné et appris à utiliser les outils nécessaires à la modélisation d'un asservissement.

Je remercie tous les membres des équipes qui ont collaboré avec nous sur le projet Iliade et plus particulièrement Etienne Samain, Hervé Mariey, Grégoire Martinot-Lagarde de l'équipe Géoazur mais aussi Stéphane Pitois, Julien Fatome et Christophe Finot de l'ICB.

Merci aux membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail. Je remercie Marc Brunel et Patrick Juncar d'avoir accepté la tâche de rapporteur.

Je tiens à remercier François Guérin de Thales Alenia Space pour ses conseils et son suivi.

Je remercie la société Thales Alenia Space et la région PACA pour le financement de ma bourse de thèse.

J'exprime mes sincères remerciements aux électroniciens hors pair que sont Christophe Bourcier et Jean-Pierre Coulon. J'ai beaucoup appris des nombreuses heures à travailler ensemble. Un grand merci à Mourad Merzougui pour son expertise en mécanique et sa bonne humeur contagieuse.

Je remercie aussi les gens du laboratoire ARTEMIS avec qui j'ai pu travailler ou discuter comme Frédéric Cleva, Oualid Chaibi, Mikaël Laval, Carolyn Robert, Marylène Fontana, Seyna N'Diaye, Mickaël Pichot.

Je remercie chaleureusement ma collègue de bureau Caroline Greverie avec laquelle une véritable amitié et complicité sont nées pendant ces trois ans. Un grand merci pour son soutien sans faille. Je souhaite aussi exprimer mon amitié et mes remerciements à Medhi Bouabid pour tous les moments partagés. Dommage qu'il ait fui trop vite en Belgique. Je remercie amicalement Emeric Faraud pour tout le travail mené ensemble pendant son stage. Je remercie chaleureusement Alexis Matter et Olivier Minazzoli pour leur camaraderie. Enfin je remercie tous les autres doctorants avec qui j'ai partagé comme Nassima Tarmoul, Nicolas Douillet et Patrick Vrancken.

Je remercie ma compagne, mes parents, ma sœur et ma famille de m'avoir toujours soutenu. Merci à eux de m'avoir encouragé à réaliser cette thèse loin de ma Normandie natale.

Je remercie aussi toutes les personnes des maisons jumelles que j'ai côtoyées. Une pensée plus particulière à Christophe Bailet et à Bruno Lopez.





# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1. LES BESOINS DE TELEMETRIE LASER DANS L'ESPACE.....</b>	<b>5</b>
1.1. LA MESURE DE LONGUEUR COMME PREALABLE A LA REALISATION D'UNE OBSERVATION .....	5
1.1.1. Les télescopes à deux satellites .....	5
1.1.2. Les télescopes à synthèse d'ouverture.....	6
1.1.3. Autres applications : installations terrestres de grandes dimensions .....	8
1.2. LA LONGUEUR COMME GRANDEUR PHYSIQUE MESUREE.....	8
1.2.1. La mesure des paramètres de la relativité générale .....	8
1.3. OBJECTIFS VISES POUR NOS TELEMETRES .....	9
<b>CHAPITRE 2. LES DIFFERENTES TECHNIQUES DE TELEMETRIE LASER.....</b>	<b>11</b>
2.1. MESURE DE TEMPS DE VOL D'IMPULSIONS LASER .....	11
2.2. INTERFERENCE A UNE LONGUEUR D'ONDE.....	13
2.2.1. Figure d'interférence .....	13
2.2.2. Cohérence temporelle.....	14
2.3. INTERFERENCE A 2 OU PLUSIEURS LONGUEURS D'ONDE .....	16
2.3.1. Longueur d'onde synthétique .....	16
2.3.2. Détection superhétérodyne .....	17
2.4. MESURE DE PHASE D'ONDES MODULEES EN AMPLITUDE.....	20
2.5. LA MESURE DE DISTANCE PAR DERIVE DE FREQUENCE.....	22
2.6. METHODES MIXTES.....	24
2.7. BILAN .....	27
<b>CHAPITRE 3. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES TELEMETRES T2M ET ILIADE.....</b>	<b>29</b>
3.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE T2M.....	29
3.1.1. Onde synthétique et zéro de différence de phase .....	29
3.1.2. Erreurs cycliques .....	31
3.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'ILIADE .....	34
3.2.1. Proposition Iliade initiale .....	34
3.2.2. Le problème des Fabry Perot et des erreurs cycliques .....	35
3.2.3. Iliade « détection mixte » .....	36
3.3. COMPARAISON DES TELEMETRES T2M ET ILIADE.....	40
<b>CHAPITRE 4. MISE EN ŒUVRE DU TELEMETRE T2M.....</b>	<b>42</b>
4.1. GENERALITE : BRUIT DE PHASE D'UN LASER .....	43
4.2. CRITERES DE STABILITE POUR T2M.....	44
4.2.1. Bruit de phase de l'onde synthétique en fonction du temps de vol .....	44
4.2.2. Bruit thermique et bruit de grenaille .....	45
4.3. MODULATION D'AMPLITUDE .....	46
4.3.1. Battement optique asservi en phase.....	46
4.3.1.1. Notion sur les systèmes asservis .....	47
4.3.1.2. Caractérisation du matériel .....	48
4.3.1.3. Simulation et réalisation d'un asservissement de faible performance .....	53
4.3.1.4. Simulation et réalisation de l'asservissement de haute performance .....	55
4.3.1.5. Mise en place d'un prédicteur de Smith .....	59
4.3.2. Source large bande et modulateur électro-optique .....	61
4.4. SYSTEME DE DETECTION .....	62
4.4.1. Aiguillage optique.....	62
4.4.1.1. Espace libre.....	62
4.4.1.2. Fibré.....	62
4.4.2. Comparaison de phase.....	64
4.5. ASSERVISSEMENT TELEMETRIQUE.....	68
4.6. BILAN .....	70

<b>CHAPITRE 5. RESULTATS TELEMETRIQUES DU T2M.....</b>	<b>72</b>
5.1. PREMIERE VERSION DU T2M.....	72
5.1.1. Sources d'erreurs systématiques et de bruits identifiés .....	72
5.1.1.1. Offset de sortie de la détection synchrone et offset d'entrée de l'intégrateur de la boucle d'asservissement télémétrique .....	73
5.1.1.2. Couplage phase-amplitude dû au phasemètre .....	74
5.1.1.3. Bruit de phase dû aux réflexions sur les photodiodes .....	76
5.1.1.4. Couplage phase amplitude dû aux diaphonies .....	76
5.1.1.5. Défaut d'extinction du contrôleur de polarisation .....	77
5.1.2. Détermination du nombre entier de longueurs d'onde synthétique .....	81
5.1.3. Stabilité de la mesure de distance.....	82
5.2. DEUXIEME VERSION DU T2M.....	84
5.2.1. Observations d'erreurs systématiques .....	84
5.2.2. Diaphonie optique : défaut d'extinction du PBS de télémétrie .....	85
5.2.3. Effet étalon couplé à une biréfringence.....	87
5.2.4. Stabilité du montage.....	89
5.3. SOLUTIONS AUX PROBLEMES DES FAISCEAUX PARASITES .....	91
5.3.1. Télémètre de contrôle par interférence homodyne .....	91
5.3.2. Diminution du contraste des interférences par l'utilisation d'une source optique large bande .....	92
5.3.2.1. Aiguillage optique en espace libre .....	92
5.3.2.2. Aiguillage en optique fibrée .....	93
5.3.2.2.1. Stabilité du montage .....	93
5.3.2.2.2. Comparaison de la mesure d'un déplacement.....	95
5.3.3. Utilisation d'une séparatrice optique polarisante épaisse à 45° d'incidence pour éliminer les réflexions parasites .....	97
5.3.3.1. Erreur systématique .....	97
5.3.3.2. Stabilité du montage .....	101
5.4. BILAN .....	103
<b>CHAPITRE 6. MISE EN ŒUVRE PARTIELLE DU TELEMETRE ILIADE .....</b>	<b>105</b>
6.1. CRITERES DE STABILITE POUR ILIADE .....	106
6.1.1. Bruit de phase de l'onde optique en fonction du temps de vol.....	106
6.1.2. Bruit de phase de l'onde synthétique en fonction du temps de vol .....	108
6.2. SOURCE D'IMPULSIONS.....	110
6.2.1. Principe de fonctionnement.....	110
6.2.2. Rétrodiffusion Brillouin et bruit de timing.....	112
6.2.3. Caractérisation de la source d'impulsions .....	112
6.2.3.1. Caractérisation temporelle et spectrale des impulsions .....	112
6.2.3.2. Modulation résiduelle .....	115
6.2.3.3. Bruit de phase de la source à impulsions .....	117
6.3. LONGUEUR D'ONDE SYNTHETIQUE .....	120
6.4. ASSERVISSEMENT DE FREQUENCE DU LASER MAITRE SUR UNE CAVITE FABRY PEROT FIBREE.....	120
6.4.1. Réflectivité et transmittivité d'une cavité Fabry Perot.....	120
6.4.1.1. Cas où les miroirs sont sans pertes .....	122
6.4.1.2. Cas avec des pertes dans les miroirs .....	123
6.4.1.3. Cas avec des pertes dans la cavité .....	124
6.4.2. Signal d'erreur.....	125
6.4.3. Résultats de l'étude d'une cavité Fabry Pérot fibrée à miroirs de Bragg .....	127
6.4.3.1. Caractérisation des pics de résonance.....	127
6.4.3.2. Signal d'erreur expérimental .....	132
6.5. DETECTION.....	133
6.5.1. Mesure de temps de vol.....	133
6.5.2. Mesure de phase .....	135
6.6. BILAN .....	138
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>140</b>
<b>ANNEXE A. VOCABULAIRE DE METROLOGIE.....</b>	<b>145</b>
<b>ANNEXE B. LES MODULATEURS LINB03 .....</b>	<b>147</b>
B.1. L'EFFET ELECTRO-OPTIQUE .....	147

B.2.	MODULATEUR DE PHASE ET D'AMPLITUDE .....	149
B.3.	CONTROLEUR DE POLARISATION.....	150
<b>ANNEXE C. ESTIMATION DE LA VARIANCE DE LA COMPARAISON DE PHASE EN FONCTION DE LA DSP DE PHASE DE LA SOURCE ET DE LA LONGUEUR A MESURER .....</b>		<b>152</b>
<b>ANNEXE D. PREDICTEUR DE SMITH.....</b>		<b>155</b>
D.1.	PRINCIPE THEORIQUE DU PREDICTEUR DE SMITH.....	155
D.2.	APPROXIMATION DE PADE ET SIMULATION.....	156
D.3.	MISE EN PLACE D'UN PREDICTEUR DE SMITH D'ORDRE 4.....	159
<b>ANNEXE E. SOURCES D'ERREURS PREVISIBLES POUVANT AFFECTER LA MESURE DE PHASE D'ILIADÉ.....</b>		<b>162</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>		<b>169</b>
<b>LISTE DES ACRONYMES.....</b>		<b>175</b>





# INTRODUCTION

Un télémètre laser est un instrument optique permettant de mesurer la distance d'un objet. Les avantages offerts par l'utilisation du rayonnement laser sont une grande directivité, une grande cohérence, et une transmission dans le vide. Depuis son avènement en 1960, les mesures de distance par des techniques optiques ont trouvé des applications dans de nombreuses activités, comme pour les machines-outils, la géodésie ou l'astronomie.

En astronomie par exemple, la mesure de distance est de plus en plus un besoin pour le contrôle des instruments d'observation. La résolution des observations est proportionnelle au diamètre du télescope utilisé. Ainsi pour la recherche d'exo-Terres et d'une éventuelle autre forme de vie, la taille des futurs télescopes doit augmenter. Les contraintes techniques engendrées par la construction et la mise en place de grandes structures poussent à trouver d'autres solutions et en particulier à utiliser la technique de synthèse d'ouverture. Cette solution consiste à combiner les observations réalisées par plusieurs télescopes séparés dans l'espace. La résolution obtenue avec ce type de système est alors équivalente à celle que l'on pourrait obtenir avec un télescope unique de diamètre égal à la distance séparant les télescopes. Le projet Darwin [1], proposé pour l'observation d'exo-Terres, à des longueurs d'onde comprises entre 6 et 20  $\mu\text{m}$ , requiert que la différence de marche entre les télescopes en vol en formation ne dépasse pas 32  $\mu\text{m}$  afin de pouvoir exploiter la recombinaison de la lumière collectée. Le bon fonctionnement de ce type de mission nécessite alors des télémètres capables de mesurer en continu des distances de quelques centaines de mètres avec une exactitude inférieure à une dizaine de microns.

La technique de mesure de temps de vol a prouvé ses performances pour la mesure de grandes distances. Cette technique consiste à mesurer le temps mis par une impulsion électromagnétique pour parcourir la distance aller-retour entre le télémètre et l'objet. On déduit alors simplement la distance par la multiplication de cette mesure avec la vitesse de propagation de l'onde. Aucune exigence n'est requise sur la cohérence de la lumière utilisée et la seule limite concernant le domaine de mesure envisageable est fixée par la puissance de la source optique. Cependant, du fait du temps de réponse des détecteurs, cette mise en œuvre est limitée sur une mesure à une exactitude de l'ordre du millimètre dans le vide.

Au contraire, les techniques utilisant l'interférométrie permettent de mesurer des déplacements avec une résolution nettement meilleure que la longueur d'onde utilisée : les interféromètres commerciaux fonctionnant à 632,8 nm, offrent des résolutions inférieures au nanomètre sur des distances de plusieurs mètres. Néanmoins l'inconvénient majeur de l'interférométrie pour la mesure de distance tient au fait que la mesure fournie est périodique : l'exactitude sur la mesure de distance est repliée dans l'intervalle  $[0, \lambda]$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde utilisée. Pour la mesure de distances supérieures à  $\lambda$ , l'exactitude dépend alors de la capacité à déterminer le nombre de franges d'interférences.

A elles seules, ces deux techniques ne permettent pas de répondre aux besoins. Pour étendre le domaine de non ambiguïté des mesures interférométriques, des techniques alternatives ont proposé de générer et d'exploiter une longueur d'onde synthétique plus grande que la longueur d'onde optique [2] [3] [4] [5] [6]. Ainsi l'expérience de H. Fizeau en 1849 initialement développée pour mesurer la vitesse de la lumière, peut être vue comme une

mesure de télémétrie sachant que la vitesse des ondes électromagnétiques dans le vide est maintenant admise comme étant une constante fondamentale de la physique. Cette technique consiste en une double modulation de la lumière à l'aller et au retour du faisceau après sa réflexion sur la cible[7]. Plus récemment, avec le développement des lasers à modes bloqués, il a été envisagé d'utiliser les différents modes du peigne de fréquences afin de générer des longueurs d'onde synthétiques [8] [9] [10], imbriquées les unes aux autres permettant ainsi de conserver une grande résolution et un grand domaine de non ambiguïté. Enfin, la proposition de Jun Ye [11] a initié l'essor des méthodes mixtes consistant à combiner une mesure de temps de vol et une mesure d'interférométrie par recouvrement des impulsions.

La difficulté consiste à proposer des instruments pouvant combiner un grand intervalle de mesure avec une grande sensibilité, sans que leur sophistication fasse obstacle à leur spatialisation. Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans cette démarche, avec pour objectif le développement de deux télémètres laser nommés T2M et Iliade. Ces deux systèmes qui diffèrent par leur technique de mesure, visent une mesure de distance du kilomètre avec une exactitude inférieure au micron. Les deux projets ont en commun de reposer de façon cruciale sur une mesure de phase du battement à haute fréquence de deux lasers verrouillés en phase. Mais cette mesure est mise en œuvre de deux façons différentes, si bien que le bruit et les erreurs systématiques doivent être appréciés de façon spécifique pour chaque télémètre.

Des travaux antérieurs de télémétrie à deux modes avaient notamment identifié des erreurs systématiques associées aux diaphonies optiques entre les deux voies de télémétrie : les interférences qui en résultent affectent la mesure à un niveau bien supérieur au micron. Sur le télémètre T2M, le choix de travailler à différence de phase nulle correspond précisément à la configuration où ces erreurs s'annulent. Sur le télémètre Iliade, non seulement cette contribution n'est pas absente, mais son importance est au contraire choisie pour qu'elle fournisse l'information interférentielle qui permet d'accéder à la haute exactitude: la diaphonie optique est ainsi mise en valeur et participe à la mesure télémétrique.

Le premier chapitre de cette thèse décrit les différentes missions spatiales qui requièrent une télémétrie laser de grande exactitude. Une distinction est faite entre les missions où la mesure de distance est nécessaire à leurs fonctionnements, et les missions où la distance est l'objet de la mesure. Ce chapitre donne une idée des performances à atteindre.

Les différentes techniques de télémétrie laser sont expliquées dans le chapitre 2. Cet état des lieux permet de comparer leurs performances et aussi de mieux comprendre les difficultés techniques pour répondre aux besoins.

Le chapitre 3 présente les principes de fonctionnement de T2M et d'Iliade. Les solutions que nous comptons apporter pour améliorer les performances des télémètres laser, sont exposées. Le « Télémètre à 2 Modes » (T2M) exploite la différence de phase d'une onde modulée en amplitude séparée entre une voie de mesure et une voie de référence. Le point fort de T2M est d'offrir une solution relativement simple aux problèmes d'erreurs cycliques inhérentes à l'utilisation de ce type de techniques : un aiguillage optique des signaux télémétriques permet théoriquement une comparaison de phase sans biais. A la différence d'Iliade, T2M n'implique aucune mesure interférométrique et de fait ne peut prétendre à une résolution sub-nanométrique.

Iliade combine une mesure de temps de vol d'impulsions laser et une mesure interférométrique à deux longueurs d'onde. Il s'agit d'une méthode mixte qui présente

## INTRODUCTION

l'avantage de travailler à une cadence de tirs et une longueur d'onde synthétique fixes. La résolution visée avec ce télémètre est sub-nanométrique.

Le chapitre 4 présente la mise en œuvre de T2M. Une attention particulière est portée au travail de stabilisation du battement de fréquences de deux lasers à fibres monomodes à 1,542  $\mu\text{m}$ . Je montre comment nous sommes parvenus à atteindre un bruit de phase au plus de l'ordre de  $10^{-5} \text{ radian}/\sqrt{\text{Hz}}$  sur une gamme de fréquence comprise entre 1 Hz et 1,5 MHz. Après avoir décrit la source optique, j'explique la mise en œuvre du système de détection permettant de résoudre les problèmes d'erreurs cycliques intervenant dans les mesures de phase.

Le chapitre 5 présente les résultats télémétriques obtenus avec le montage T2M. Je présente les différentes sources d'erreurs identifiées au cours des diverses évolutions du montage et la méthode pour les mettre en évidence. Une discussion est menée sur l'interprétation des résultats obtenus. Cette description chronologique montre les solutions apportées aux différentes sources d'erreurs systématiques, permettant d'atteindre les performances d'exactitude et de résolution visées.

Le chapitre 6 présente la mise en œuvre partielle d'Iliade. Partielle car ce projet est en cours de développement à la date de rédaction de ce mémoire. Je quantifie les performances de bruit de phase à atteindre pour atteindre les résolutions télémétrique visées. Je présente les travaux de caractérisation menés sur une source d'impulsions totalement fibrée qui convertit le battement de deux fréquences optiques décalés de 20 GHz en un train d'impulsions de même cadence et de largeur à mi hauteur égale à 11 ps. Ce système développé par le laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne avec qui nous collaborons pour le projet Iliade exploite le mélange à 4 ondes et les propriétés de dispersion dans les fibres [12]. Je décris aussi les travaux menés sur l'utilisation d'une cavité Fabry Perot fibrée pour la pré-stabilisation de fréquence d'un laser. Puis j'explique comment est réalisée la mesure de temps de vol menée par l'équipe GéoAzur qui collabore aussi avec nous sur le projet Iliade. Enfin je décris l'étude menée sur le traitement de données nécessaire au fonctionnement d'Iliade et qui consiste à la mesure de différence de phase de signaux à 20 MHz avec une exactitude inférieure à  $10^{-5}$  radian.



## INTRODUCTION

# Chapitre 1. Les besoins de télémétrie laser dans l'espace

L'exploration de l'Univers implique la mise en œuvre d'outils d'observations variés et toujours plus performants. Mettre en œuvre une instrumentation dans l'espace présente un certain nombre d'avantages, qui expliquent le développement des vols en formation. Ce chapitre a pour objectif de décrire les missions spatiales scientifiques où la mesure de distance absolue par lien laser est au centre des applications. Je présenterai dans un premier temps les missions où la mesure de longueur absolue rend possible l'observation souhaitée. Les longueurs ne sont mesurées que pour assurer le bon fonctionnement de l'instrument. Dans un second temps, j'expliquerai les missions spatiales où la longueur est l'objet de la mesure. Il s'agit exclusivement de missions de physique fondamentale portant sur l'étude de l'espace-temps. Dans les deux cas, ces missions nécessitent une haute exactitude et une haute résolution sur les mesures de distance. Pour une meilleure compréhension, un rappel du vocabulaire métrologique est donné dans l'Annexe A.

## 1.1. La mesure de longueur comme préalable à la réalisation d'une observation

### 1.1.1. Les télescopes à deux satellites

A l'astronomie est associé un outil d'observation : le télescope. Pour aboutir à une certitude il est souvent primordial de recouper des observations de natures différentes, par exemple celles obtenues dans diverses régions (gamma, X, UV, visible, etc) du spectre électromagnétique, voire celles obtenues par la physique des neutrinos ou des ondes gravitationnelles. Or sur Terre, la présence de l'atmosphère ou encore du globe terrestre perturbent ou interdisent la propagation de certains types de rayonnement. Une solution technique est d'envoyer dans l'espace les télescopes. Le succès de Hubble est un exemple parmi d'autres des avantages offerts par l'observation hors de l'atmosphère terrestre.

Pour améliorer la résolution des images et explorer encore plus finement l'Univers, la taille de la nouvelle génération de télescopes doit augmenter. Or le volume et le poids de ce qui peut être transporté dans l'espace reste limité par le lanceur. Pour répondre à ces contraintes de spatialisation, les futurs télescopes sont finalement divisés en plusieurs satellites indépendants qui constituent autant de sous systèmes. On parle alors de vol en formation, puisque la géométrie doit rester fixe, ou du moins être contrôlée.

Plusieurs missions comme XEUS proposé par l'ESA [13] ou la mission Symbol-X [14] proposée par la collaboration entre l'agence spatiale française CNES et italienne ASI, ont envisagé un collecteur constitué de deux satellites indépendants en vol en formation : un premier satellite pour l'optique de collimation et un second satellite pour la partie détection. Les caractéristiques techniques concernant le vol en formation des deux satellites sont regroupées dans le Tableau 1-1.

La mission Symbol-X a finalement été annulée pour cause de restrictions budgétaires en mars 2009. La mission XEUS a été regroupée avec la mission Constellation-X proposée par la NASA, pour former le projet IXO (International X-ray Observatory) fruit de la collaboration de l'ESA, la NASA et la JAXA. Cependant à ce jour l'idée de vol en formation pour cette mission semble être remplacée par un système unique déployable.

Un autre exemple de télescope composé de deux satellites en vol en formation est le projet Gamma Ray Imager (GRI) [15] proposé pour succéder à la mission Integral de l'ESA.

Missions spatiales	Exactitude requise en $\mu\text{m}$	Séparation en m
XEUS	Longitudinale : 60 Transversale : 290	50
Symbol-X	Longitudinale : 1000 Transversale : 150	30

Tableau 1-1 : Performances à atteindre pour le vol en formation de deux satellites des missions Xeus et Symbol-X

### 1.1.2. Les télescopes à synthèse d'ouverture

Pour savoir si une forme de vie similaire à la notre ou une autre forme de vie existe dans l'Univers, il semble judicieux de chercher les autres planètes offrant les conditions propices à l'apparition de la vie, autour d'étoiles autres que notre Soleil. On parle alors d'exo-Terres.

L'observation directe d'exo-Terres n'est pas chose aisée. Cette difficulté tient en premier lieu à la faible séparation angulaire entre la planète et l'étoile. Le diamètre minimum du télescope nécessaire à la séparation des deux astres est déterminé par la limite de diffraction. La résolution angulaire d'un télescope monolithique est proportionnelle au rapport  $\lambda_0 / D$  où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde moyenne d'observation et  $D$  le diamètre du télescope. Ainsi la résolution angulaire sera d'autant meilleure que le diamètre du télescope sera grand. La seconde difficulté réside dans la faible proportion du rayonnement infrarouge propre à la planète comparé au rayonnement émis par son étoile la plus proche : les projets de coronographie au sol comme SPHERE (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch [16]) et GPI (Gemini Planet Imager [17]) ont pour objectif d'imager des planètes dont l'intensité est respectivement  $10^6$  et  $10^7$  fois plus faibles que celle de leur étoile hôte.

Les contraintes techniques liées à la réalisation et au déplacement de très grandes structures limitent le développement de grands télescopes. L'utilisation des méthodes de synthèse d'ouverture est une alternative à ces problèmes. Cette technique consiste à combiner le rayonnement d'une même étoile reçu par deux télescopes (ou plusieurs télescopes dans des montages plus complexes) séparés d'une certaine distance, appelée longueur de base  $B$ . L'interférence entre les faisceaux permet d'obtenir une résolution angulaire égale à  $\lambda_0 / B$ . Cette résolution est équivalente à celle obtenue avec un unique télescope de diamètre égal à la base. Le rayonnement émis par l'étoile ou la planète a une longueur de cohérence très faible (la définition de la longueur de cohérence est donnée au chapitre 2.2.2) : pour qu'il y ait interférence dans la gamme de longueurs d'onde comprises entre  $[2 \mu\text{m}, 20 \mu\text{m}]$ , il faut que la différence de marche optique entre les télescopes ne dépasse pas  $10 \mu\text{m}$ .

L'interférence va être mise à profit dans deux schémas de fonctionnement différents.

La première technique appelée « imaging » consiste à mesurer l'amplitude et la phase de l'interférence pour différentes longueurs de base. Cela correspond à échantillonner l'image de la source observée à différentes fréquences spatiales dans le domaine de Fourier.

La seconde technique, appelée « nulling », consiste à déphaser de  $\pi$  la lumière détectée par l'un des deux télescopes. Le rayonnement de l'étoile correspondant à l'axe de visée du télescope, va lors interférer de manière destructive. Le résultat est le même qu'avec un coronographe : le rayonnement de l'étoile est annulé. Placée hors-axe, le rayonnement de l'exo-planète va parcourir un chemin supplémentaire jusqu'au télescope et va pouvoir interférer de manière constructive. L'interférence étant au cœur de la méthode, on comprend bien l'importance de la maîtrise des distances pour la synthèse d'ouverture.

L'atmosphère terrestre se révèle être une limite à l'obtention de meilleurs résultats sur Terre. Celle-ci absorbe en partie le rayonnement infrarouge lointain et la turbulence limite la qualité des observations. Des missions comme Darwin [1] ont été étudiées avec pour objectif la mise en œuvre d'un télescope à synthèse d'ouverture dans l'espace. Dans sa version publiée en [18], Darwin est composé de quatre satellites télescopes et d'un satellite de recombinaison des faisceaux (voir Figure 1-1). Un dernier satellite a pour but d'assurer les communications. Chaque satellite télescope est séparé du satellite de recombinaison d'une distance égale à 250 mètres. Toutes les distances entre les satellites doivent être mesurées et contrôlées avec une exactitude permettant l'observation des franges d'interférences : longitudinalement et latéralement, deux télémètres doivent mesurer l'écart de longueur entre le télescope et le satellite de recombinaison avec une exactitude inférieure à  $32 \mu\text{m}$  rms intégré sur une bande passante de 10 Hz. Si cette condition est atteinte alors un système métrologique composé de lignes à retard permet d'ajuster et de maintenir la différence de marche à moins d'un nanomètre RMS (Root Mean Square). La mission Darwin n'a pas été retenue par l'ESA à l'appel d'offre Cosmic Vision en 2007.

Une étude similaire à Darwin a été menée à la NASA, nommée Terrestrial Planet Finder Interferometer (TPF-I) [19] [20].

Un autre interféromètre « nulling » de plus petite échelle, PEGASE, a aussi fait l'objet d'études au CNES [21].



Figure 1-1 : Vue d'artiste des missions DARWIN (à gauche) et PEGASE (à droite)

### 1.1.3. Autres applications : installations terrestres de grandes dimensions

La mesure exacte des dimensions et de la géométrie d'installations de grandes dimensions est aussi un enjeu important [22]. Le positionnement des éléments d'un collisionneur de particules [23] est essentiel pour obtenir que les faisceaux de particules se croisent, à l'endroit prévu, sachant que les dimensions d'un accélérateur sont kilométriques et que les tailles des faisceaux sont typiquement microniques, voire sub-microniques pour les futurs accélérateurs. De même, la surveillance de la géométrie d'antennes de radiotélescopes a motivé la mise au point d'un télémètre spécifique mesurant des distances de plus d'une centaine de mètres [4].

## 1.2. La longueur comme grandeur physique mesurée

### 1.2.1. La mesure des paramètres de la relativité générale

Plusieurs missions spatiales envisagent d'utiliser la mesure absolue de distance pour les recherches en physique fondamentale et plus particulièrement pour tester la théorie de la relativité générale d'Einstein.

Ainsi la mission chinoise ASTROD [24] et sa première version plus petite ASTROD1 [25], envisage d'utiliser des techniques de télémétrie laser absolue de très grande distance afin de vérifier les lois fondamentales de l'espace-temps avec une sensibilité améliorée par trois ordres de grandeurs. La mission devrait permettre de déterminer les paramètres PPN (Parametrized Post-Newtonian)  $\gamma$  et  $\beta$  à  $3.10^{-8}$ .

La mission LATOR proposée par le JPL [26], envisage elle aussi, la mise en place d'un système permettant la détermination des paramètres PPN, le moment angulaire solaire ou l'effet Lense-Thirring. La mesure de ces effets repose sur la mesure de très grande distance avec une très grande exactitude : une exactitude de 1cm sur 300 millions de kilomètres est requise.

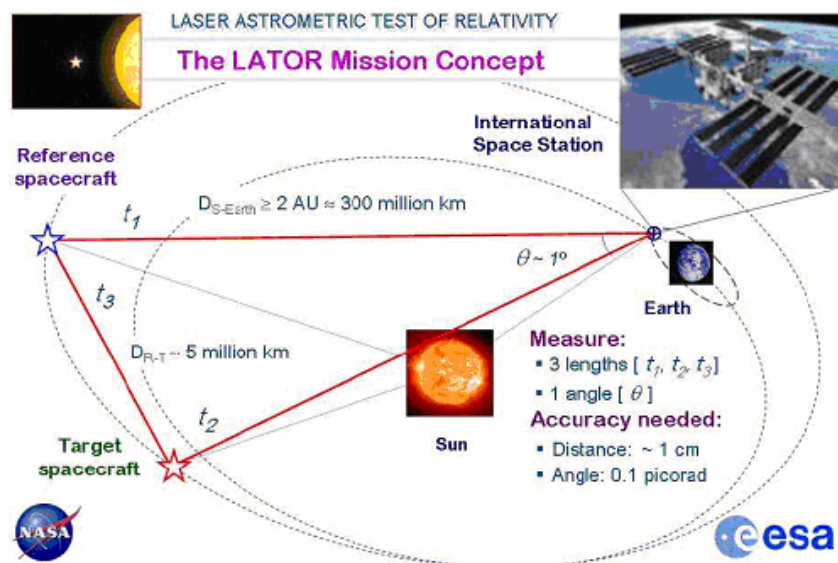


Figure 1-2 : Vue d'ensemble du projet LATOR

L'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) a proposé le projet TIPO [27], permettant grâce à une mesure de longueur absolue en simple aller, d'envisager différents tests de la relativité générale. Ce projet est basé sur la technologie développée pour la télémétrie Terre-Lune et l'expérience T2L2 (Time Transfert by Laser Link) [28]. Il est ainsi envisageable de mesurer l'effet Shapiro c'est-à-dire le retard dû à la déviation de la lumière par la présence d'un astre très massif, à proximité du chemin optique parcouru par la lumière.

### **1.3. Objectifs visés pour nos télémètres**

Quelle que soit la distance mesurée, cet état des lieux montre le besoin de concilier un grand intervalle de mesure de distances avec une grande exactitude : on notera que l'exactitude relative requise va de  $10^{-6}$  pour les télescopes à 2 satellites jusqu'à  $10^{-15}$  pour les missions de physique fondamentale. Le fait que de nombreux projets de vol en formation ne soient encore que des études, montre aussi la difficulté technique pour répondre à ces besoins. Notre objectif n'a pas été de répondre à une mission en particulier mais plutôt de nous fixer des performances à atteindre. D'autre part nous avons essayé de garder à l'esprit le fait que ces instruments devront répondre aux contraintes de spatialisation (contraintes d'encombrements, de poids et environnementales). Ainsi les performances envisagées pour le développement de nos deux télémètres sont une mesure de distance du kilomètre avec une exactitude inférieure au micron et une résolution nanométrique à l'échelle de quelques secondes.

### 1.3 Objectifs visés pour nos télémètres

## Chapitre 2. Les différentes techniques de télémétrie laser

La mesure de longueur est un besoin exprimé dès le début de l'humanité. Depuis l'avènement du laser, la métrologie optique a apporté de nouvelles techniques de télémétrie et des solutions pour accroître la résolution. La grande directivité et la grande cohérence du rayonnement émis par les lasers sont des atouts indéniables pour la mesure de distance. Ce chapitre décrit les différentes techniques de télémétrie laser. Nous verrons que les techniques de mesure de temps de vol ou l'interférométrie ne permettent pas de répondre à eux seuls aux performances visées.

### 2.1. Mesure de temps de vol d'impulsions laser

La technique de mesure de temps de vol d'impulsions optiques consiste à mesurer le temps mis par une impulsion pour parcourir la distance aller-retour entre l'émetteur et une cible. Elle est basée sur la connaissance de la vitesse de propagation de l'impulsion optique dans le milieu. Je définis  $c$  comme la vitesse de la lumière dans le milieu telle que  $c \equiv c_0 / n$  avec  $n$  l'indice du milieu et  $c_0 = 299792458$  m.s<sup>-1</sup> la vitesse de la lumière dans le vide, résultant de la définition du mètre (voir Annexe A).

La distance  $d$  s'obtient avec  $c$  et  $\Delta t$  l'intervalle de temps entre la date de départ et la date d'arrivée d'une impulsion par l'équation suivante :

$$d = \frac{c\Delta t}{2} \quad (2-1)$$

Les sources optiques utilisées doivent générer des impulsions optiques d'assez forte puissance pour la mesure de grandes distances. Ainsi pour la mesure de la distance Terre-Lune ( $3,84 \cdot 10^5$  km), le laser utilisé émet une énergie par impulsion de 350 mJ (soit une puissance crête de 1,2 GW) [29]. Un taux de répétition élevé est important car il permet d'effectuer des mesures successives et par une moyenne d'obtenir des résolutions de l'ordre d'une centaine de microns [28].

La chaîne de détection est composée d'une photodiode rapide, d'un système électronique permettant la mise en forme du signal détecté (amplificateur, filtre), d'un dateur et d'une horloge de référence.

Pour obtenir une exactitude de 100  $\mu\text{m}$ , il faut que la chronométrie mise en place ait une exactitude de 0,7 ps. Or le temps de montée des photodiodes lorsqu'elles détectent une impulsion est de l'ordre de plusieurs picosecondes. Il s'agit là d'une des principales limitations de cette technique.

Les variations de la forme de l'impulsion vont générer une erreur de datation, appelée « time walk error », qui va dépendre du type de chronométrie mis en place (déclenchement par franchissement de seuil, ou par passage à zéro de la dérivée du signal).

Les dateurs utilisés sont en général des électroniques numériques. Pour une meilleure résolution, on utilise aussi des systèmes analogiques : l'intervalle de temps à mesurer se déduit de la tension aux bornes d'une capacité chargée à courant constant par exemple. On parle alors de « vernier ».

La qualité de la datation va dépendre aussi des performances de l'horloge de référence. Pour les applications terrestres, les horloges de référence peuvent être l'association d'un maser à hydrogène utilisé comme référence à court terme et d'une horloge atomique au césium utilisée comme référence à long terme. Pour les applications spatiales, il est possible d'utiliser la référence de temps à long terme



donnée par le système GPS (ou le futur système Galileo). Il est possible aussi d'effectuer des transferts de temps par lien laser depuis la Terre. L'OCA est l'initiateur des expériences de transfert de temps (T2L2 Time Transfer by Laser Link), qui sont actuellement en cours de traitements depuis le lancement du satellite Jason 2 en juin 2008 [28]. La mission ACES (Atomic Clock Ensemble in Space, mission ESA menée dans le cadre de la station spatiale internationale (ISS)), permettra aussi de disposer dans l'espace d'une fontaine atomique à césium, d'un maser à hydrogène le tout transférable par lien micro-onde.

La télémétrie par datation d'impulsions présente l'avantage de fournir une mesure absolue. Le fait qu'il n'y ait pas d'ambiguïté lui donne un avantage considérable pour les mesures de grandes distances. Aucune exigence ne s'applique à la cohérence du faisceau car les impulsions n'interfèrent jamais. Son inconvénient réside dans sa résolution limitée à un ou quelques millimètres sur un tir. Il faut aussi s'assurer que les impulsions sont de forme reproductible et que le « time walk error » évoqué ci dessus est stable.

## 2.2. Interférence à une longueur d'onde

### 2.2.1. Figure d'interférence

On parle d'interférence entre deux ondes lorsque l'intensité résultant de la superposition de ces deux ondes n'est pas la somme de leurs intensités. La manière la plus simple pour mettre en évidence ce phénomène est d'utiliser le rayonnement continu monochromatique, cohérent et polarisé linéairement émis par un laser. On sépare ce rayonnement suivant deux chemins de longueurs différentes, de la même façon qu'il est opéré dans un interféromètre de Mach Zehnder.

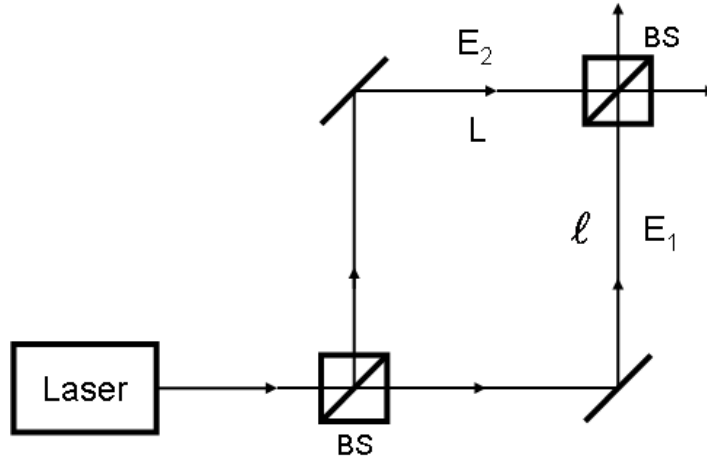


Figure 2-1 : Interféromètre de Mach Zehnder. Le faisceau laser est partagé par une séparatrice optique BS (beam splitter) entre une voie de longueur  $L$  et une voie de longueur  $\ell$ . Les deux faisceaux respectifs sont ensuite recombinaés pour créer l'interférence

Le phénomène d'interférence intervient lorsqu'on considère la somme des champs électriques des deux ondes :

$$E = E_1 + E_2 = E_{01}e^{j(\omega(t-\frac{\ell}{c}))} + E_{02}e^{j(\omega(t-\frac{L}{c}))} = (E_{01}e^{-j\frac{\omega\ell}{c}} + E_{02}e^{-j\frac{\omega L}{c}})e^{j\omega t} \quad (2-2)$$

L'intensité détectée à la sortie de l'interféromètre est proportionnelle à :

$$I \propto |E \cdot E^*| = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos\left(\frac{\omega}{c}(L - \ell)\right) \quad (2-3)$$

$$I \propto I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(L - \ell)\right)$$

L'intensité à la sortie de l'interféromètre dépend de la différence de marche entre les deux voies : l'information de différence de longueur est convertie en variation d'intensité. Ces variations d'intensité ont pour période la longueur d'onde laser.

L'interférence dite homodyne permet donc de disposer d'une très grande sensibilité aux variations de longueur. On peut ainsi mesurer des variations de distance avec une résolution nettement inférieure à la longueur d'onde  $\lambda$  utilisée. Ainsi le projet VIRGO, un interféromètre de type Michelson construit à Pise dont les bras font 3 km, a pour objectif de mesurer les variations de longueur induites par les ondes de gravitation [30][60]. L'interférence homodyne, renforcée par des cavités de surtension, est

mise à profit pour détecter des variations aussi faibles que quelques  $10^{-20} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  entre 10 Hz et 10 kHz sur la différence de longueur des bras.

Cependant un des inconvénients de l'interférométrie homodyne pour une mesure absolue de distance est la nécessité de lever l'ambiguïté sur le nombre entier de longueur d'onde séparant les deux voies. En effet on ne peut en tirer avec certitude une mesure de  $\Delta L = L - \ell$  que si on sait par ailleurs que  $\Delta L$  est inférieur à  $\lambda$  : on dira que le « domaine de non ambiguïté » (ou NAR, pour « non ambiguity range ») est donné par la longueur d'onde optique. Pour tous les autres cas, la mesure fournie par l'interférence homodyne sera repliée dans l'intervalle  $[0, \lambda]$ .

### 2.2.2. Cohérence temporelle

L'équation (2-3) montre la dépendance de la figure d'interférence à la longueur d'onde du laser. Deux caractéristiques de la longueur d'onde du laser sont à prendre en compte si l'on veut utiliser l'interférence pour des applications métrologiques de mesure de grande distance.

Premièrement, pour déduire les variations de longueur des variations d'intensité, il faut que la longueur d'onde laser soit stable et connue avec exactitude. Un asservissement de la longueur d'onde du laser sur une référence permet de résoudre ce problème d'exactitude à condition que la longueur d'onde de référence ait été mesurée au préalable ou qu'elle soit connue pour des raisons fondamentales.

Le second aspect important pour l'observation d'interférences entre des faisceaux ayant parcouru des distances très différentes, est la notion de cohérence temporelle. La description de l'interférence homodyne par l'équation (2-3) suppose que l'onde qui parcourt l'interféromètre est parfaitement monochromatique c'est-à-dire de largeur nulle. Si l'on suppose que le laser émet une onde quasi monochromatique, de largeur à mi hauteur égale à  $\Delta\nu$ , centrée sur la fréquence  $\nu_0$  et que  $I_1 = I_2 = I_0$ , alors l'interférence entre les deux ondes est donnée par l'équation (2-4) [31]

$$I \propto 2I_0 \left[ 1 + \underline{\gamma}_t \cdot \cos\left(\frac{2\pi\nu_0 \Delta L}{c}\right) \right]. \quad (2-4)$$

$I_{\nu,c}^n(\nu')$  étant l'intensité spectrale normalisée et centrée, le degré complexe de cohérence temporelle est égal à :

$$\underline{\gamma}_t = \int I_{\nu,c}^n(\nu') \exp(-j2\pi\nu' \Delta L / c) d\nu'. \quad (2-5)$$

C'est le degré complexe de cohérence temporelle qui rend compte de l'affaiblissement du contraste avec l'augmentation de  $\Delta L$  :  $\underline{\gamma}_t$  quitte sa valeur idéale de 1 pour tendre vers zéro dès que l'intensité spectrale se répartit sur une largeur en fréquence plus grande que  $c / \Delta L$ .

Les valeurs extrêmes de l'équation (2-4) sont :

$$\begin{aligned} I_{\max} &= 2I_0 (1 + |\underline{\gamma}_t|) \\ I_{\min} &= 2I_0 (1 - |\underline{\gamma}_t|). \end{aligned} \quad (2-6)$$

On constate que le contraste des franges  $V$  est égal au module du degré complexe de cohérence temporelle :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = |\underline{\gamma}_t|. \quad (2-7)$$

En supposant une distribution rectangulaire de l'intensité spectrale, nous avons alors

$$\underline{\gamma}_t = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{-\Delta\nu/2}^{\Delta\nu/2} \exp(-j2\pi\nu' \Delta L/c) d\nu' = \frac{\sin(\pi\Delta\nu\Delta L/c)}{\pi\Delta\nu\Delta L/c}. \quad (2-8)$$

Ce sinus cardinal va s'annuler pour :

$$\Delta L = \frac{c}{\Delta\nu} = L_c. \quad (2-9)$$

L'équation (2-9) définit la longueur de cohérence temporelle de la source  $L_c$ .

Si  $\Delta L \ll L_c$  alors  $V \approx 1$ , les franges sont bien contrastées. Par contre si  $\Delta L$  augmente au point qu'elle ne soit plus négligeable par rapport à la longueur de cohérence de la source, le contraste des franges diminue jusqu'à s'annuler.

En réalité, le profil spectral d'une source laser est plutôt une distribution du type lorentzien ou gaussien. Mais le calcul mené ci-dessus donne une estimation qualitative de la différence de chemin permettant l'observation de franges d'interférences.

Ainsi d'après l'équation (2-9), la différence de marche permettant l'observation de franges d'interférence est inversement proportionnelle à la largeur fréquentielle à mi hauteur de la source utilisée. Pour les distances du kilomètre envisagées, il faudra que le laser utilisé présente une largeur fréquentielle à mi hauteur inférieure à 150 kHz pour avoir un contraste non nul. Plus la distance à mesurer sera grande, plus la contrainte sur la largeur spectrale de la source sera importante.

### 2.3. Interférence à 2 ou plusieurs longueurs d'onde

Je vais expliquer ici comment le fait d'utiliser une deuxième longueur d'onde permet d'étendre le domaine de non-ambiguïté de l'interférométrie homodyne et comment la détection superhétérodyne permet de repousser les contraintes de stabilité sur l'onde synthétique.

#### 2.3.1. Longueur d'onde synthétique

On attend bien sûr qu'éclairer l'interféromètre avec deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  permette deux mesures de phase :

$$\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \Delta L \text{ et } \phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} \Delta L \quad (2-10)$$

Mais la figure d'interférence obtenue avec ce mélange à deux ondes est bien plus riche que la variation en cosinus de l'interférométrie homodyne : à la dépendance spatiale s'ajoute une dépendance temporelle.

Le mélange de deux longueurs d'onde différentes induit une modulation temporelle de l'intensité détectée à une fréquence égale à la différence des fréquences optiques  $F = \frac{c}{\lambda_1} - \frac{c}{\lambda_2} = \nu_1 - \nu_2$  : cette modulation, appelée battement ou onde synthétique, peut être décrite comme une onde qui se déplace, à ceci près que sa longueur d'onde  $\Lambda$ , dite « longueur d'onde synthétique » est égale à :

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} = \frac{c}{F} \quad (2-11)$$

Comme je vais l'expliquer dans le chapitre 2.3.2, pour obtenir l'information sur  $\phi_1$  et  $\phi_2$ , il est possible d'exploiter cette modulation temporelle de l'intensité. L'interférométrie à deux longueurs d'onde consiste alors en une mesure de phase d'un signal détecté à la fréquence du battement  $F$  et non plus à la mesure de l'intensité continue détectée par une photodiode comme en interférométrie à une longueur d'onde. Ceci est un avantage non négligeable car l'analyse harmonique permet une mesure beaucoup moins sensible aux bruits et aux erreurs. Il reste une ambiguïté sur le nombre entier de longueurs d'onde séparant les deux voies. Mais à la différence de l'interférométrie à une longueur d'onde, l'ambiguïté ne porte plus sur la connaissance du nombre entier de longueurs d'onde optiques mais sur le nombre entier de longueurs d'onde synthétiques : le NAR est maintenant donné par  $\Lambda$ .

L'idée d'interférométrie à deux ondes peut être étendue à plusieurs ondes. On dispose alors de plusieurs longueurs d'onde synthétiques permettant de couvrir un large domaine de non-ambiguïté. Dändliker [8] a proposé une source optique multi-longueur d'onde stabilisée sur une cavité Fabry Perot comme illustré Figure 2-2.

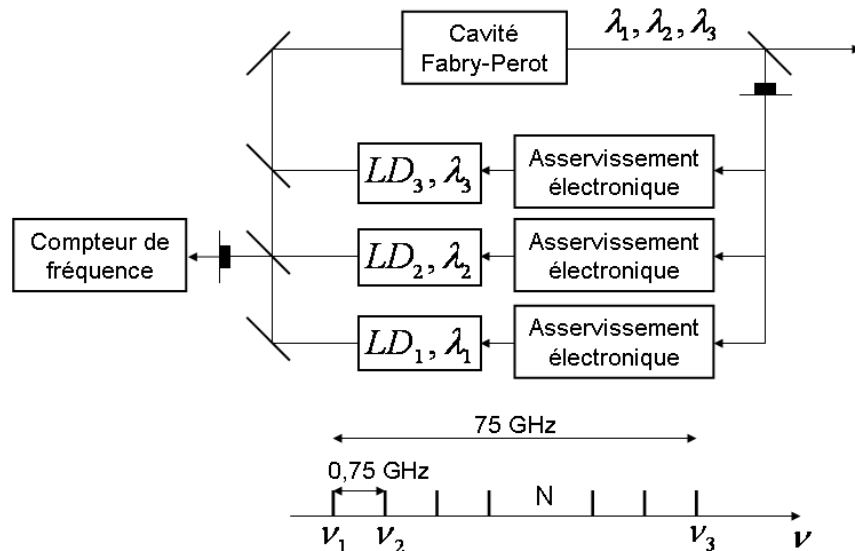


Figure 2-2 : (tirée de [8]) Source optique multi-longueur d'onde. Les rayonnements de trois lasers, stabilisés sur une même cavité Fabry Perot, sont combinés pour générer jusqu'à trois longueurs d'onde synthétiques différentes

Avec le développement des lasers à modes bloqués, il est possible d'utiliser les modes du peigne de fréquence pour stabiliser des lasers continus et ainsi de disposer d'une très large gamme de longueur d'ondes synthétiques. Pour l'interférométrie à deux ondes, Schuler *et al* [9] ont proposé un asservissement permettant de générer des longueurs d'onde synthétiques d'une dizaine de microns jusqu'à quelques mètres. Avec cette source optique et une détection superhétérodyne (voir 2.3.2), une exactitude de 8nm a été obtenue pour une mesure de différence de longueur de 800mm [10], par comparaison aux mesures de déplacements réalisées par un interféromètre de référence. L'exactitude de la comparaison est limitée par les non linéarités de l'interféromètre de référence, causées par des diaphonies de polarisation (ce point sera abordé au chapitre 5.2.1).

Cette source optique souffre d'une certaine complexité du fait de tous les asservissements nécessaires à la génération des différentes longueurs d'onde synthétiques. Il n'est pas certain qu'elle puisse être spatialisable.

### 2.3.2. Détection superhétérodyne

En partant du constat que l'interférométrie, qu'elle soit à une ou plusieurs longueurs d'onde, nécessite une stabilisation de la longueur d'onde optique pour être exploitée, Dändliker [32] proposa une méthode nommée détection superhétérodyne, qui permet pour n'importe quelle longueur d'onde synthétique, d'obtenir une mesure avec une très grande exactitude sans avoir besoin de contrôler la longueur d'onde absolue des lasers. Seule la fréquence du battement doit être maîtrisée. Le schéma de principe de cette méthode est donné sur la Figure 2-3. Le nom de superhétérodyne correspond au fait qu'elle met en œuvre simultanément deux interférences hétérodynes, et exploite la mesure de la phase relative entre les deux signaux correspondants.

Le rayonnement issu de chaque laser est dans un premier temps séparé en deux polarisations linéaires croisées. Les deux polarisations orthogonales sont recombinaées après que pour l'une des deux polarisations, un acousto-optique ait décalé la fréquence (typiquement  $f_1 = 40.0 \text{ MHz}$  et  $f_2 = 40.1 \text{ MHz}$ ).

A la sortie de l'interféromètre, l'intensité détectée, dans la gamme de fréquence des hétérodynages, est de la forme :

$$I(t) = a_0 + a_1 \cos(2\pi f_1 t + \phi_1) + a_2 \cos(2\pi f_2 t + \phi_2) \quad (2-12)$$

En réalisant une détection quadratique du signal  $I(t)$ , c'est-à-dire en présentant le signal (2-12) aux deux entrées d'un mélangeur RF (représenté par les « mixer » sur la Figure 2-3), on obtient un signal modulé en  $\sin(2\pi(f_1 - f_2)t + 2\pi(\nu_1 - \nu_2)\Delta L/c)$  dont on peut extraire la phase :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(\nu_1 - \nu_2)\Delta L}{c} = \frac{2\pi}{\Lambda} \Delta L \quad (2-13)$$

Le signal (2-12) présente le cas idéal où il ne contient que les phases dues à la différence de chemins  $\Delta L$ . En réalité des phases supplémentaires liées, entre autres, aux lasers et aux modulateurs acousto-optiques s'ajoutent. C'est la raison pour laquelle, une détection quadratique est effectuée sur le signal  $I_r(t)$ , détecté en amont de l'interféromètre. On obtient ainsi ces termes de phases supplémentaires que l'on soustrait à la différence de phase extraite de (2-12).

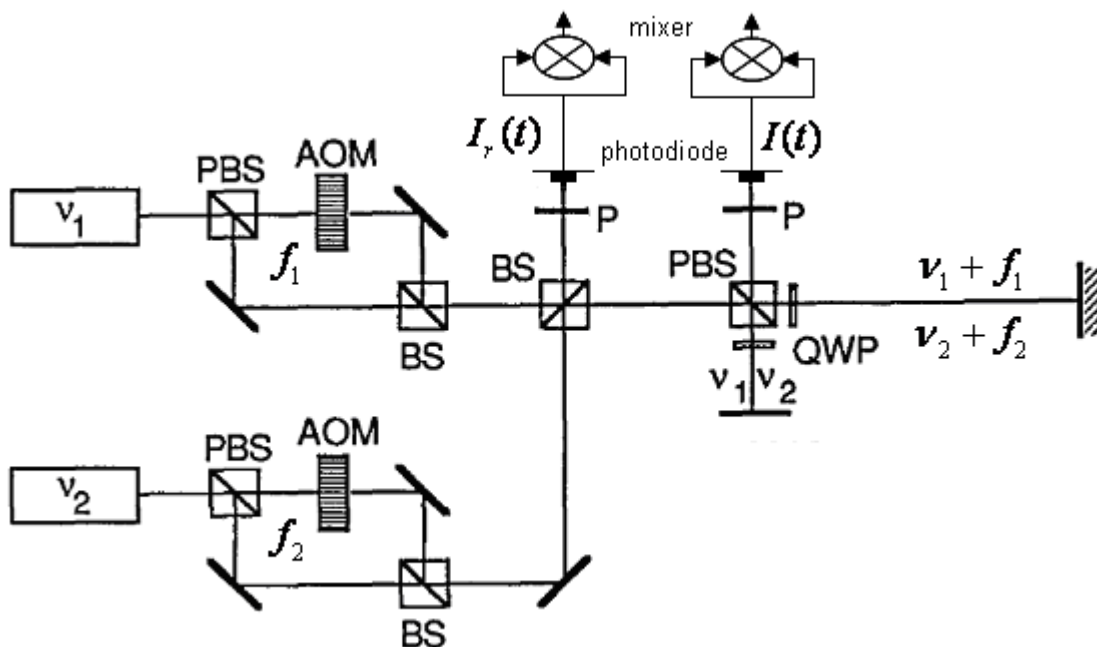


Figure 2-3 : (tirée de [32]) Montage d'interférométrie superhétérodyne à deux longueurs d'onde. Sur ce schéma P représente un polariseur, BS des séparatrices optiques, PBS des séparatrices optiques polarisantes, QWP des lames quart d'onde et AOM des modulateurs acousto-optiques

Avec cette détection superhétérodyne, il n'est pas nécessaire que le laser maître soit stabilisé sur une référence moléculaire car seule la fréquence du battement  $F$  doit être connue avec exactitude. Un autre avantage est que la modulation à la longueur d'onde synthétique est exploitée sans recourir à la détection directe de signaux à la fréquence de battement, qui peut alors prendre des valeurs quelconques.

Récemment, la mise en place de cette technique dans un montage qui n'utilise pas la polarisation de la lumière a fourni de très bons résultats [33]. La mesure d'un déplacement de trois mètres, par comparaison à un interféromètre de référence montre un accord au niveau de  $4 \mu\text{m}$ .

Enfin une approche originale nommée MSTAR (Modulation Sideband Technology for Absolute Ranging) et proposée par le JPL [34] dans le cadre d'études pour la mission spatiale TPF-I de la NASA, a donné de très bons résultats. Grâce à deux modulateurs électro-optiques spécifiques au voisinage de 40GHz, et deux modulateurs acousto-optiques, le télémètre exploite l'interférence hétérodyne de deux longueurs d'onde correspondant aux bandes latérales obtenues sur un faisceau mono fréquence.



## 2.4. Mesure de phase d'ondes modulées en amplitude

Cette technique est basée sur l'utilisation de la modulation d'amplitude sinusoïdale d'un faisceau optique. On exploite la différence de phase de cette onde synthétique séparée entre une voie de référence et une voie de mesure. La différence de phase est égale à :

$$\Delta\phi = 2\pi F \frac{\Delta L}{c} = \delta \frac{\Delta L}{c} \quad (2-14)$$

avec  $\delta = 2\pi F$  la pulsation de l'onde synthétique.

Ainsi lorsque  $\Delta\phi = K2\pi$  ( $K$  entier), les deux voies diffèrent de  $K$  fois la longueur d'onde synthétique  $\Lambda = c/F$ . Si on mesure la fréquence  $F$  qui permet d'obtenir  $\Delta\phi = K2\pi$ , on obtient une information télémétrique. Pour que cette technique fournisse une mesure absolue de distance il faut :

- ou bien travailler dans le domaine de non ambiguïté, avec une fréquence  $F$  telle que  $K = 1$ .
- ou sinon, notamment si on veut pouvoir augmenter la fréquence pour améliorer la résolution et l'exactitude, déterminer le nombre entier  $K$ , en exploitant plusieurs valeurs de la fréquence qui permettent d'obtenir  $\Delta\phi = K2\pi$ ,  $= (K+1)2\pi$ , etc. Bender [2] et Rüeger [3] ont présenté depuis un certain temps cette technique simple et robuste.

Pour une comparaison de phase moins bruitée, la chaîne de détection est composée de mixers hautes fréquences (HF) et d'un oscillateur HF pour transposer les hautes fréquences détectées vers le domaine radio fréquence (RF). Ce système est illustré Figure 2-4.

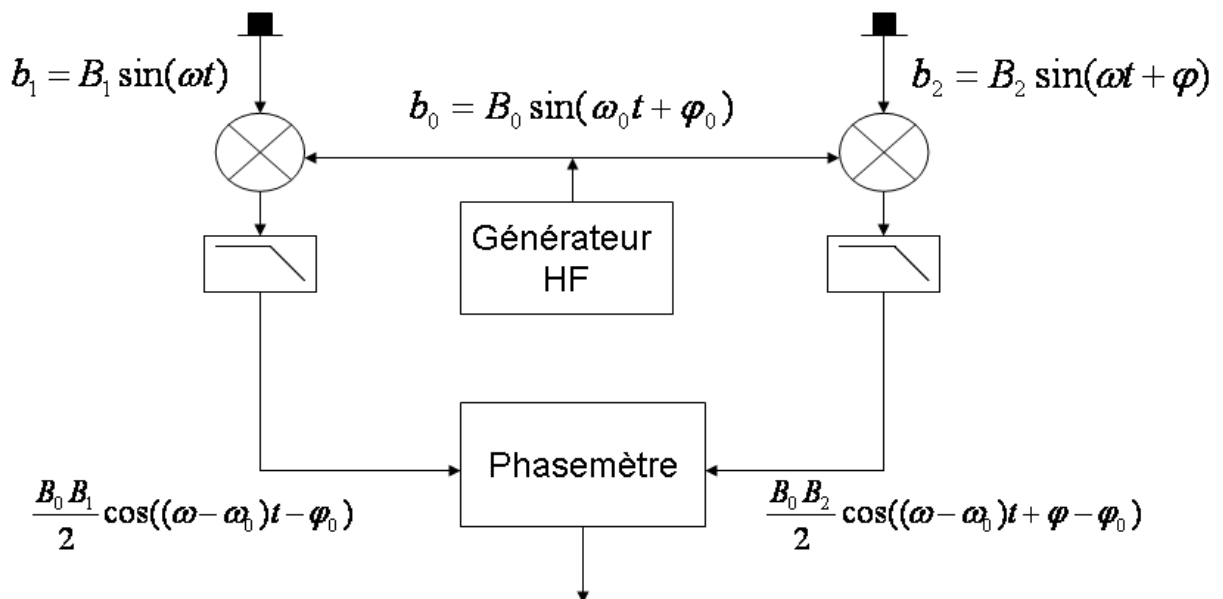


Figure 2-4: Système électronique pour la transposition de fréquence et la mesure de phase d'ondes synthétiques

On dispose alors d'électroniques développées depuis plusieurs années pour réaliser une comparaison de phase résolue et stable [35]. Les comparateurs de phase les plus appropriés pour nos applications sont des systèmes à « ou exclusif ».

Cependant, même si la mesure de phase est faite avec la plus grande exactitude, des erreurs dites « erreurs cycliques » sont présentes dès que des diaphonies affectent les signaux ou que des dérives de phase de l'électronique analogique affectent la mesure. Nous reviendrons sur le problème des erreurs

cycliques (voir chapitre 3.1.2) ; rappelons juste dans ce chapitre introductif, que pour que l'erreur cyclique soit d'au plus  $10^{-6}$  (à 20 GHz,  $10^{-6}\lambda$  équivaut à 15 nm) il faut réduire les diaphonies à environ -110 dB.

On distingue trois principales techniques pour moduler sinusoïdalement l'amplitude d'un faisceau optique :

- la modulation du courant de la diode de pompe du laser
- l'utilisation d'un modulateur d'intensité externe (voir Annexe B)
- le battement de deux fréquences

Afin de cartographier les déformations d'un miroir de radiotélescope, les auteurs de la référence [4] ont modulé à 1,5 GHz le courant d'une diode laser. Ils ont obtenu ainsi une précision de 20  $\mu\text{m}$  pour une mesure de distance d'environ 120 mètres. Toutefois comme la forme du miroir est connue avec une assez bonne exactitude initiale, la nécessité de lever l'ambiguïté associée au nombre de longueurs d'onde synthétique ne s'appliquait pas.

Une autre solution est d'utiliser un modulateur externe de type Mach Zehnder utilisant l'effet électro-optique. Fujima et al. [5] ont mis en place un système utilisant un modulateur d'intensité à 28 GHz du même type que celui décrit dans l'Annexe B. Les intensités des deux voies de télémétrie sont démodulées par un second modulateur optique à 28 GHz-40 kHz après leur aller-retour. Les mesures de distances fournies par ce télémètre sont comparées aux mesures de distances fournies par un interféromètre homodyne. Pour une mesure de 5 mètres et de 100 mètres, les écarts types de la différence de mesure entre les deux télémètres sont respectivement de 23  $\mu\text{m}$  et de 14  $\mu\text{m}$  sans corrections des erreurs cycliques et de 1  $\mu\text{m}$  et 3  $\mu\text{m}$  après correction des erreurs cycliques. Les auteurs attribuent les erreurs cycliques aux diaphonies optiques et électroniques intervenant dans le montage.

Enfin le télémètre commercial LEICA [7] utilise l'ancienne technique utilisée par A. H. Fizeau pour mesurer la vitesse de la lumière, qui consiste à moduler la lumière à l'aller et au retour du faisceau, dans le même modulateur. Le signal optique au retour est à un maximum si la longueur mesurée est strictement égale à un nombre entier de longueur d'onde synthétique (fixée par la fréquence de la modulation). Avec l'utilisation d'un modulateur électro-optique, une exactitude de 26  $\mu\text{m}$  et une résolution de 0,5  $\mu\text{m}$  à une distance de 40 mètres dans l'air est revendiquée par le constructeur.

Un autre moyen pour générer une longueur d'onde synthétique est de combiner le rayonnement de deux ou plusieurs ondes optiques décalées en fréquences. Minoshima et Matsumoto [6] ont mis à profit le battement optique entre des modes issus d'un même peigne de fréquence généré par un laser femtoseconde. Ils ont ainsi mesuré une distance de 240 mètres dans l'air à l'aide d'un battement à 1 GHz (le 20<sup>e</sup> harmonique de la fréquence fondamentale du laser), avec une exactitude de 8 ppm. Ils obtiennent une mesure de déplacement avec une résolution de 50  $\mu\text{m}$  sans observer d'erreurs cycliques ( $<0,1^\circ$ ).

En conclusion, la mesure de phase d'ondes modulées continuellement en amplitude permet de déterminer, si l'ambiguïté modulo  $K\lambda$  est levée par ailleurs, la différence de longueur entre deux chemins optiques de façon simple et robuste. Aucun phénomène d'interférence n'est mis en jeu. Les erreurs cycliques restent le point faible de cette technique et limitent l'exactitude de la mesure à une dizaine de microns.

## 2.5. La mesure de distance par dérive de fréquence

Cette technique de mesure consiste à n'utiliser qu'un seul laser et à balayer rapidement sa fréquence d'émission [36], méthode pour laquelle il est naturel d'envisager d'utiliser une diode laser, très économique en termes d'encombrement, de puissance consommée et de simplicité. Le principe est illustré sur la Figure 2-5.

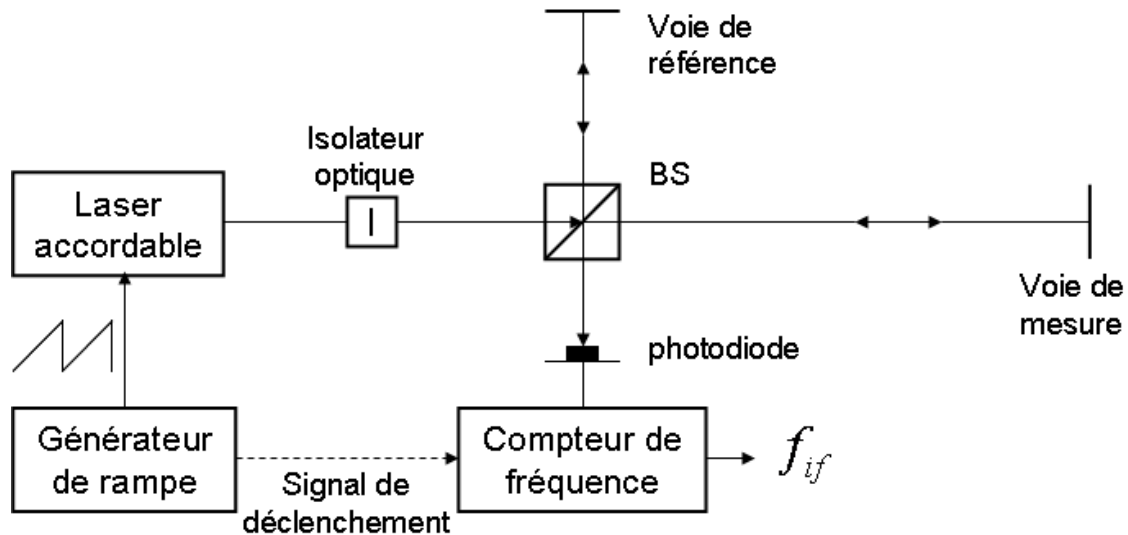


Figure 2-5: Principe de fonctionnement de la mesure par dérive de fréquence. BS : séparateur de faisceaux

La fréquence du rayonnement émis est balayée linéairement en rampes successives périodiques d'une amplitude de modulation égale à  $\Delta f$ . Le faisceau à dérive de fréquence est ensuite partagé entre les deux voies d'un interféromètre de Michelson. Les faisceaux sont recombinés et détectés sur une photodiode après leurs retours. La différence de longueur entre les deux voies ( $\Delta L$ ) induit un décalage temporel sur la réception des dérivés de fréquence comme illustré sur la Figure 2-6.

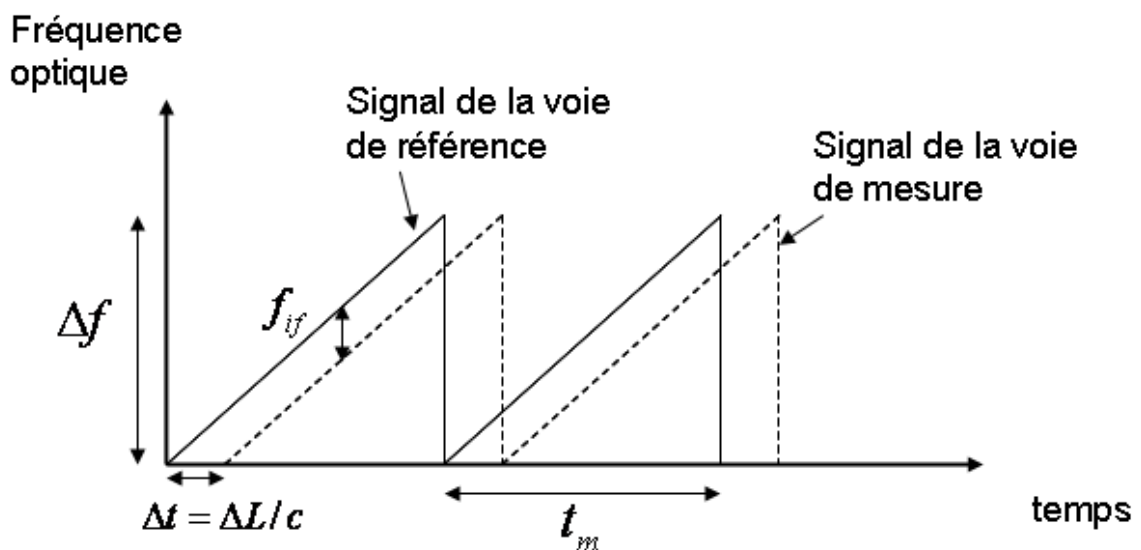


Figure 2-6 : fréquences instantanées des deux faisceaux recombinés. Ce schéma représente le cas idéal où la dérive de fréquence est linéaire

On détecte alors sur le détecteur le battement de fréquence  $f_{if}$  entre les deux dérives de fréquence. Cette fréquence est directement proportionnelle à la différence de temps de vol entre les deux voies  $\Delta t = \Delta L / c$ , avec  $t_m$  la période de la rampe de fréquence :

$$f_{if} = \frac{\Delta L \cdot \Delta f}{c \cdot t_m} \quad (2-15)$$

L'avantage de cette technique réside dans sa simplicité. Aucune électronique haute fréquence n'est requise. Un seul laser suffit pour faire la mesure.

Cette technique est limitée par le fait que la réponse de la diode à une modulation linéaire de fréquence n'est jamais exactement linéaire. Cette déviation au cas linéaire est représentée Figure 2-7.

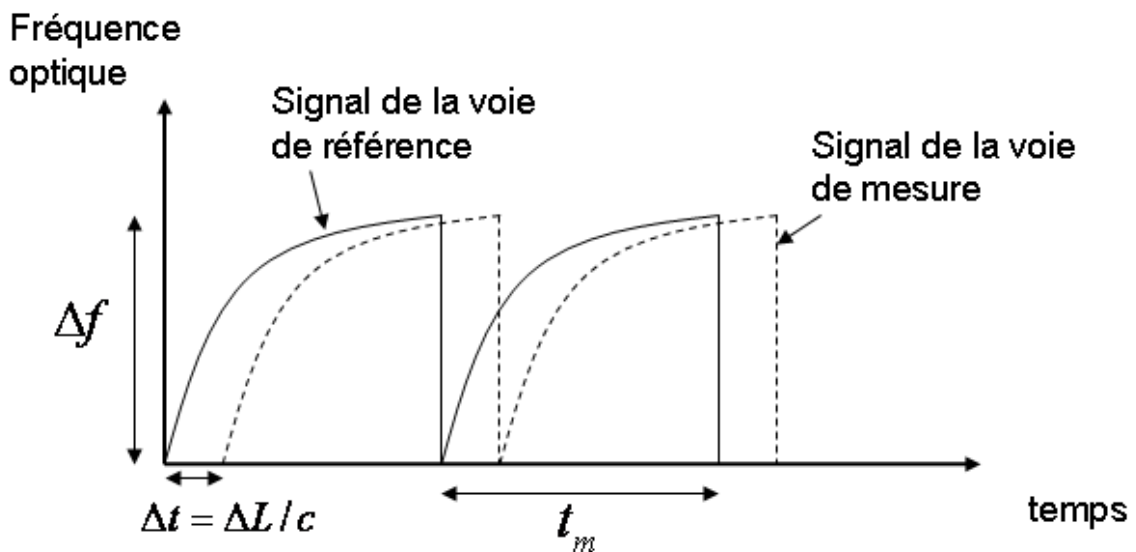


Figure 2-7 : signaux instantanés détectés dans le cas d'une dérive de fréquence non linéaire

Ainsi le battement de fréquence  $f_{if}$  ne reste pas constant pendant le recouvrement des deux rampes. De nombreux schémas ont été proposés pour résoudre ces problèmes de non linéarité mais la plupart d'entre eux utilisent une voie de référence retardée pour déterminer les variations de la fréquence  $f_{if}$ . Avec cette technique il est possible d'obtenir des exactitudes d'une dizaine de microns [37] [38] [39].

La distance maximale mesurable avec cette technique est limitée par la longueur de cohérence de la source laser. Il est donc nécessaire d'avoir des lasers accordables avec de grandes bandes passantes et de faibles largeurs spectrales. Les diodes laser sont les sources les plus appropriées pour ce genre de technique. Elles sont accordables sur une dizaine de GHz. Via le contrôle du courant de diode de pompe, on peut les contrôler à des cadences pouvant aller jusqu'à une centaine de MHz. Cependant elles présentent des largeurs spectrales de la dizaine de MHz (mesurée sur 100  $\mu s$  environ) qui limitent à une centaine de mètres les distances mesurables.

D'autres approches consistent à rendre plus linéaire la rampe de fréquence en remplaçant la diode laser par un laser de meilleure largeur spectrale, auquel on réinjecte son propre rayonnement, décalé dans un modulateur acousto-optique. Des mesures de distance de 18,5 km avec une résolution de 20 mm ont été rapportés avec de tels systèmes [40].

Enfin un inconvénient majeur de cette technique réside dans le fait que si la cible bouge, il sera difficile de distinguer les franges dues aux déplacements de celles induites par la rampe de fréquence.

## 2.6. Méthodes mixtes

Récemment différentes équipes de recherches ont envisagé de combiner une mesure de temps de vol et une mesure interférométrique. Ainsi la proposition de Jun Ye [11] de l'institut JILA, consiste à combiner une mesure de temps de vol en utilisant les impulsions émises par un laser femtoseconde et une mesure d'interférométrie réalisée en recouvrant les impulsions. Cette proposition est très élégante car elle réunit deux techniques depuis toujours utilisées séparément ou avec des sources optiques différentes. Le schéma de ce télémètre est présenté Figure 2-8.

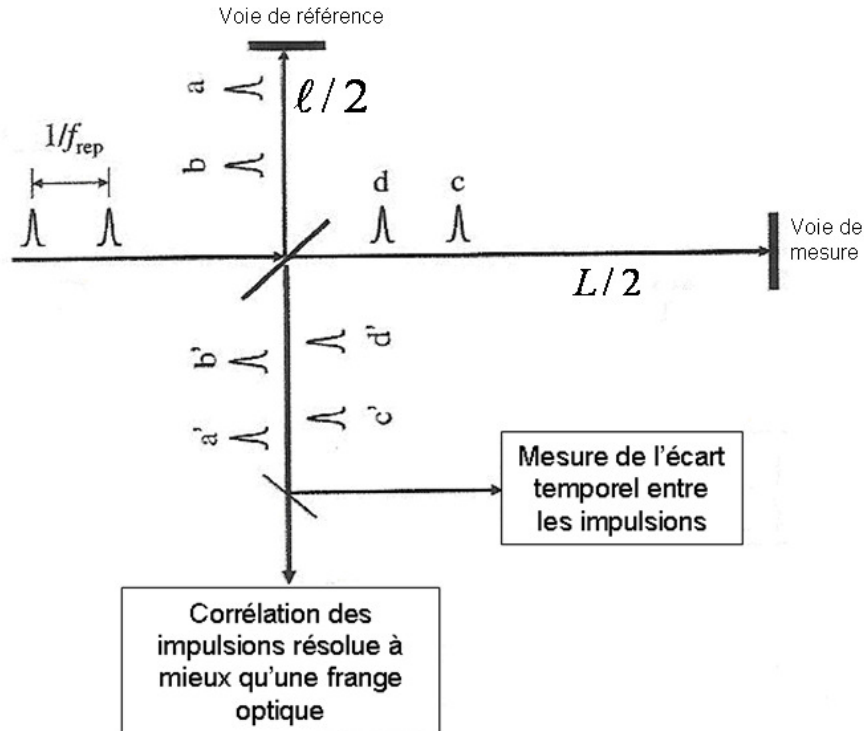


Figure 2-8 : (tirée de [11]) Schéma du télémètre proposée par J. Ye.  $f_{rep}$  : cadence de la source à blocage de modes

Le principe de la mesure de temps de vol repose sur l'utilisation d'une photodiode rapide capable de détecter deux impulsions successives séparées de quelques picosecondes. Les impulsions optiques sont séparées puis recombinaées après avoir parcouru les deux voies de télémétrie à la manière d'un interféromètre de Michelson. Pour obtenir une mesure grossière de  $\Delta L = L - \ell$ , on mesure l'écart temporel  $\Delta t$  entre les impulsions qui se sont propagées sur la voie de référence et celles qui se sont propagées sur la voie de mesure, pour deux fréquences de répétition  $f_{rep}$  différentes. La Figure 2-9 illustre ces deux mesures.

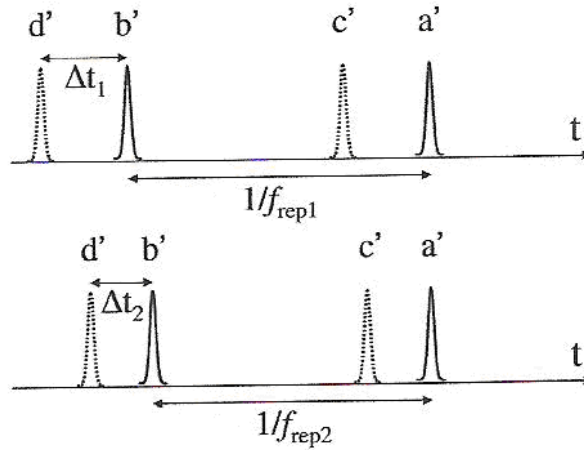


Figure 2-9 : (tirée de [11]) Principe de la datation des impulsions laser proposé par J. Ye

Si on s'assure que le nombre entier  $K$  n'a pas changé, on a :

$$\frac{2\Delta L}{c} = \frac{K}{f_{rep1}} - \Delta t_1 = \frac{K}{f_{rep2}} - \Delta t_2 \quad (2-16)$$

On obtient :

$$K = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{\left(\frac{1}{f_{rep1}} - \frac{1}{f_{rep2}}\right)} \quad (2-17)$$

Considérant une erreur de quelques picosecondes sur les mesures de datation, on peut attendre une erreur de l'ordre du millimètre sur  $\Delta L$  ( $10^{-11} \times 3 \cdot 10^8 = 3\text{mm}$ ) déterminé par l'équation (2-16).

La fréquence de répétition va ensuite être ajustée pour que les impulsions se recouvrent, permettant l'observation des franges d'interférence en sortie du cristal non linéaire utilisé comme corrélateur. Comme illustré Figure 2-10, le contraste de ces franges d'interférence est maximal lorsque les impulsions se recouvrent exactement. Si la fréquence  $f_{rep3}$  est choisie pour rester au maximum de la frange centrale et si l'offset du peigne de modes est asservi à zéro, alors l'écart temporel entre les impulsions est exactement zéro et la différence de longueur est égale au nombre entier  $K$  (calculé en (2-17)) de fois le temps de répétition des impulsions :

$$\frac{2\Delta L}{c} = \frac{K}{f_{rep3}} \quad (2-18)$$

On mesure alors avec une grande exactitude et résolution cette fréquence de répétition.

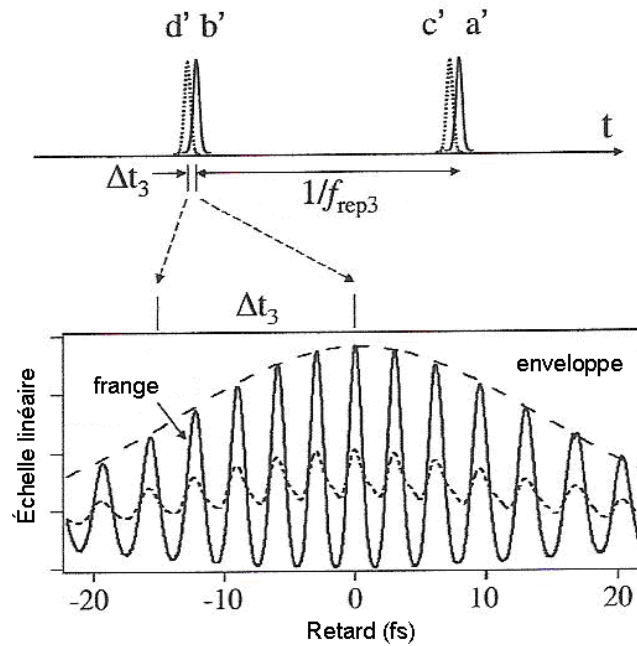


Figure 2-10 : (tirée de [11]) Principe de l'interférométrie entre les impulsions laser proposée par J. Ye avec (trait pointillé) et sans (trait plein) bruit de timing

Les équipes ayant suivi la proposition de Ye sont peu nombreuses et cela révèle une difficulté. En effet il est impératif de pouvoir changer de façon continue la fréquence de répétition du laser sur des intervalles de fréquence permettant de couvrir l'intervalle de mesures du télémètre. Ce caractère accordable n'est pas forcément compatible avec les qualités que l'on attend pour une source laser femtoseconde spatialisable. Un groupe Néerlandais de l'Université de Delft [41] a réalisé ce télémètre mais en travaillant à fréquence fixe et en variant la longueur de la voie de référence. Ils ont montré que sur 15 cm, ils obtenaient une mesure de longueur avec une précision meilleure qu'une frange optique par comparaison avec un interféromètre de référence. Depuis, d'autres équipes ont proposé des montages alternatifs à celui de Ye mais utilisant toujours la combinaison d'une mesure de temps de vol et d'une mesure interférométrique [42][43]. Coddington et al, notamment, en mettant en œuvre deux lasers à modes bloqués dont les cadences sont légèrement décalées, réalisent simultanément les deux mesures, extraites d'un même signal. Ils obtiennent une mesure télémétrique avec une résolution nanométrique, sans que les réflexions parasites ne donnent lieu à des erreurs systématiques. Ce résultat remarquable repose toutefois sur une source laser complexe : deux peignes de fréquences (lasers à fibre dopée erbium) verrouillés en phase sur deux lasers continus monomodes (1535nm, et 1550nm), eux-mêmes verrouillés sur une cavité Fabry-Perot..

## 2.7. Bilan

On peut résumer les observations faites dans ce chapitre par le tableau suivant :

<b>Techniques</b>	<b>Avantages</b>	<b>Inconvénients</b>
<b>mesure de temps de vol d'impulsions</b>	fournit une mesure absolue sans ambiguïté ; aucune exigence sur la cohérence du faisceau utilisé	exactitude limitée au mm dû au temps de réponse des photodétecteurs
<b>interférométrie à une longueur d'onde</b>	très grande sensibilité aux variations de longueur ; résolution très inférieure au nm	domaine de non ambiguïté donné par la longueur d'onde utilisée
<b>interférométrie à plusieurs longueurs d'onde</b>	redondances des mesures ; permet de concilier un grand domaine de non ambiguïté avec une grande résolution	systèmes complexes, peu optimisés en terme de consommation d'énergie, de poids et d'encombrement (utilisation de plusieurs lasers monomodes par exemple)
<b>mesure par dérive de fréquence</b>	système simple, peu gourmand en énergie	problème de non linéarité de la rampe de fréquence ; difficile de distinguer clairement un déplacement de la cible d'un changement de fréquence du laser
<b>mesure de différence de phase d'ondes modulées en amplitude</b>	utilise une longueur d'onde synthétique accordable ; aucune exigence sur la cohérence de la porteuse optique	erreurs cycliques des mesures de phase qui limitent l'exactitude à une dizaine de $\mu\text{m}$
<b>méthodes mixtes</b>	combine les avantages de la mesure de temps de vol et d'interférométrie	systèmes complexes ; difficultés techniques pour imbriquer les deux mesures ; nécessite une grande accordabilité

Le travail de thèse présenté dans les chapitres suivants a pour objectif le développement de télémètres lasers qui apportent des solutions à certaines des limitations exposées.



## 2.7 Bilan

# Chapitre 3. Principe de fonctionnement des télémètres T2M et Iliade

Les télémètres T2M et Iliade diffèrent par leurs principes de fonctionnement, leurs complexités et leurs résolutions visées. Ce chapitre a pour but de présenter ces différents aspects et de comprendre les apports de ces deux projets aux principes de fonctionnement exposés dans le chapitre précédent.

## 3.1. Principe de fonctionnement de T2M

Le « Télémètre à 2 Modes » (T2M) est basé sur la comparaison de phase d'ondes synthétiques produites par modulation d'amplitude d'un faisceau lumineux. L'idée fondamentale de T2M est de proposer une solution aux problèmes d'erreurs cycliques inhérentes aux mesures de phase. Comme expliqué en 2.4, ces problèmes d'erreurs cycliques et de dérives sont une limitation dans la réalisation de télémètres de haute exactitude à comparaison de phase.

### 3.1.1. Onde synthétique et zéro de différence de phase

Un faisceau laser modulé en amplitude à une fréquence  $F$ , est séparé en deux voies : une voie de référence  $\ell$  courte et stable et une voie dont on veut mesurer la longueur  $L$  (voir Figure 3-1).

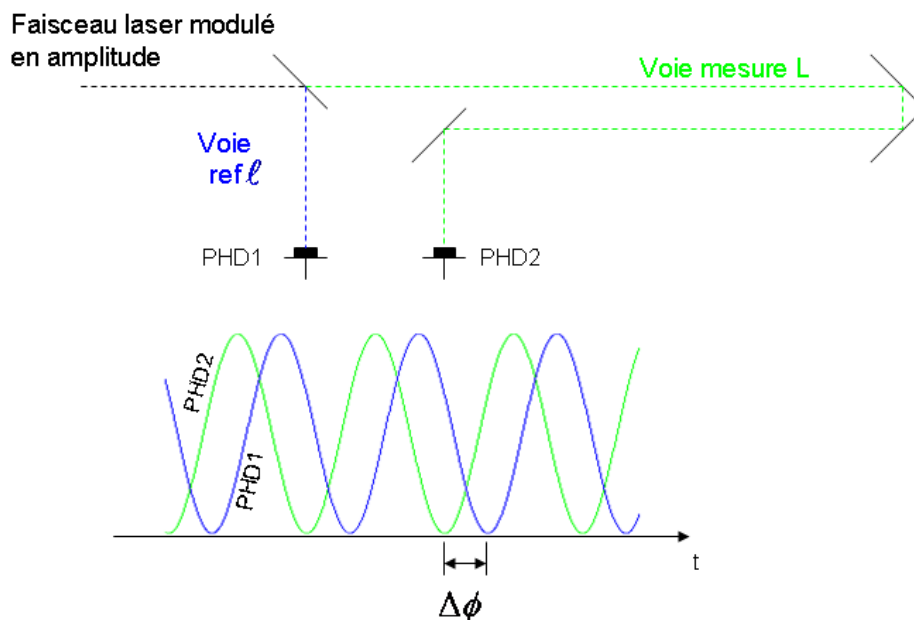


Figure 3-1 : Principe de fonctionnement de T2M. Les photodiodes PHD1 et PHD2 détectent respectivement les modulations d'amplitude qui ont parcouru la voie de référence et la voie de mesure

Lors de leur propagation sur ces voies, les faisceaux vont acquérir une phase propre au chemin parcouru. La comparaison de phase après leurs retours indique en partie la différence

de longueur entre les deux voies. Plus particulièrement la différence de phase  $\Delta\phi$  ne dépend que de la fréquence de modulation  $F$  et de la différence de chemin  $L - \ell$ . La Figure 3-2 illustre le comportement des signaux détectés sur les photodiodes lorsque seule la fréquence de la modulation  $F$  varie.

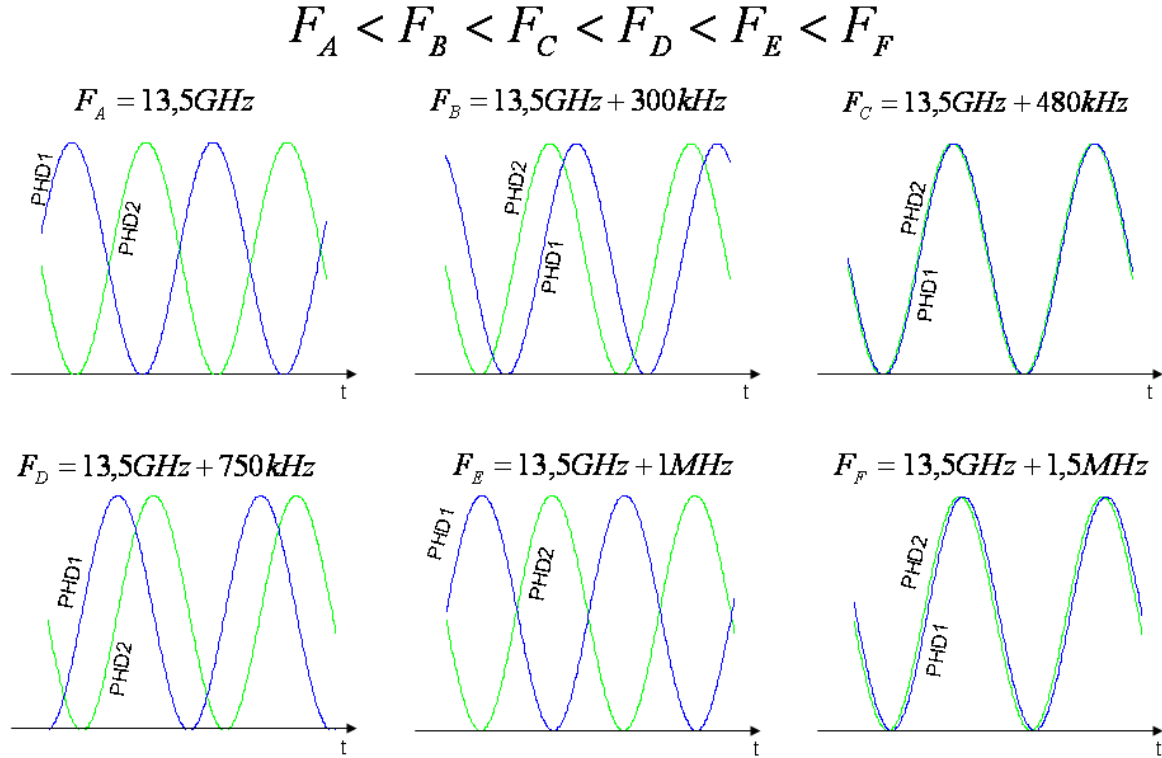


Figure 3-2 : Comportement des signaux détectés lorsqu'on augmente la fréquence  $F$  de la modulation d'amplitude pour  $\ell = 30cm$  et  $L = 290m$

Plutôt que de travailler à une fréquence de modulation fixe et quelconque, la mesure de distance de T2M consiste à ajuster  $F$  de telle sorte que  $\Delta\phi = 0$ . Travailler à différence de phase nulle permet à la différence de longueurs entre les deux voies d'être égale à un nombre entier  $K$  de fois la longueur d'onde synthétique  $\Lambda$  :

$$\Delta L = L - \ell = K\Lambda_1 = K \frac{c}{F_1} \quad (3-1)$$

On mesure la fréquence de la modulation  $F_1$  qui permet cette annulation. On mesure ensuite la fréquence de modulation  $F_2$  qui correspond au zéro suivant :

$$\Delta L = (K + 1)\Lambda_2 = (K + 1) \frac{c}{F_2} \quad (3-2)$$

Ceci permet de déterminer la valeur de l'entier  $K$  sans ambiguïté :

$$K = \frac{F_1}{F_2 - F_1} \quad (3-3)$$

Cette étape préliminaire permet ensuite de suivre les variations de longueur en mesurant continuellement la fréquence qui annule la différence de phase :

$$\Delta L(t) = K \frac{c}{F(t)} \quad (3-4)$$

Cette technique de mesure n'est limitée en principe que par le bruit de photons sur les détecteurs et par la résolution de la mesure de fréquence. Ainsi pour une distance à mesurer de 1 km et une fréquence de modulation de 13,5 GHz, T2M aura une résolution d'une dizaine de nanomètres si la mesure de fréquence est faite avec une résolution de 0,1 Hz. Enfin l'exactitude du télémètre n'est dictée que par l'exactitude de la mesure de fréquence.

### 3.1.2. Erreurs cycliques

En réalité toute la partie détection est sujette à des dérives et à des perturbations qui vont fausser la comparaison de phase. Le vieillissement des photodiodes peut se traduire par des changements de la réponse temporelle : on ne peut pas garantir, par exemple que la capacité de jonction de la photodiode ne va pas varier de  $10^{-4}$  au cours du temps. Ainsi la phase du signal détecté peut lentement varier au cours de la vie de la photodiode. De même, lors la mise en forme du signal détecté, certains parasites vont venir décaler la phase : il peut s'agir de distorsion et de diaphonies dans les mixers de démodulation fréquentielle mais aussi dans les amplificateurs. On appelle ces pollutions « erreurs cycliques » car l'erreur résultante sur la mesure de phase a une périodicité de  $2\pi$ , comme illustré Figure 3-3.

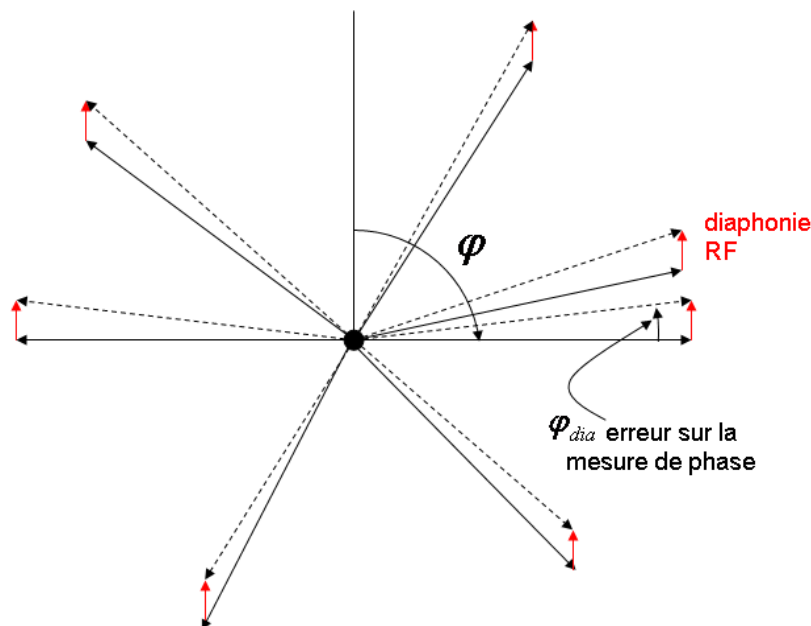


Figure 3-3 : Représentation de l'erreur cyclique due à une diaphonie

La mesure de la différence de phase entre les deux voies de télémétrie comportera une différence de phase propre à la différence de chemin mais aussi une contribution liée à toutes ces pollutions. La mesure est erronée. De cette façon il sera difficile d'obtenir une haute exactitude sur la mesure télémétrique.

La solution du T2M pour supprimer ces erreurs, est d'échanger le rôle de chacun des deux faisceaux (référence/mesure) en regard des deux voies de détection, comme illustré Figure 3-4. On parlera par la suite d'aguillage des signaux optiques.

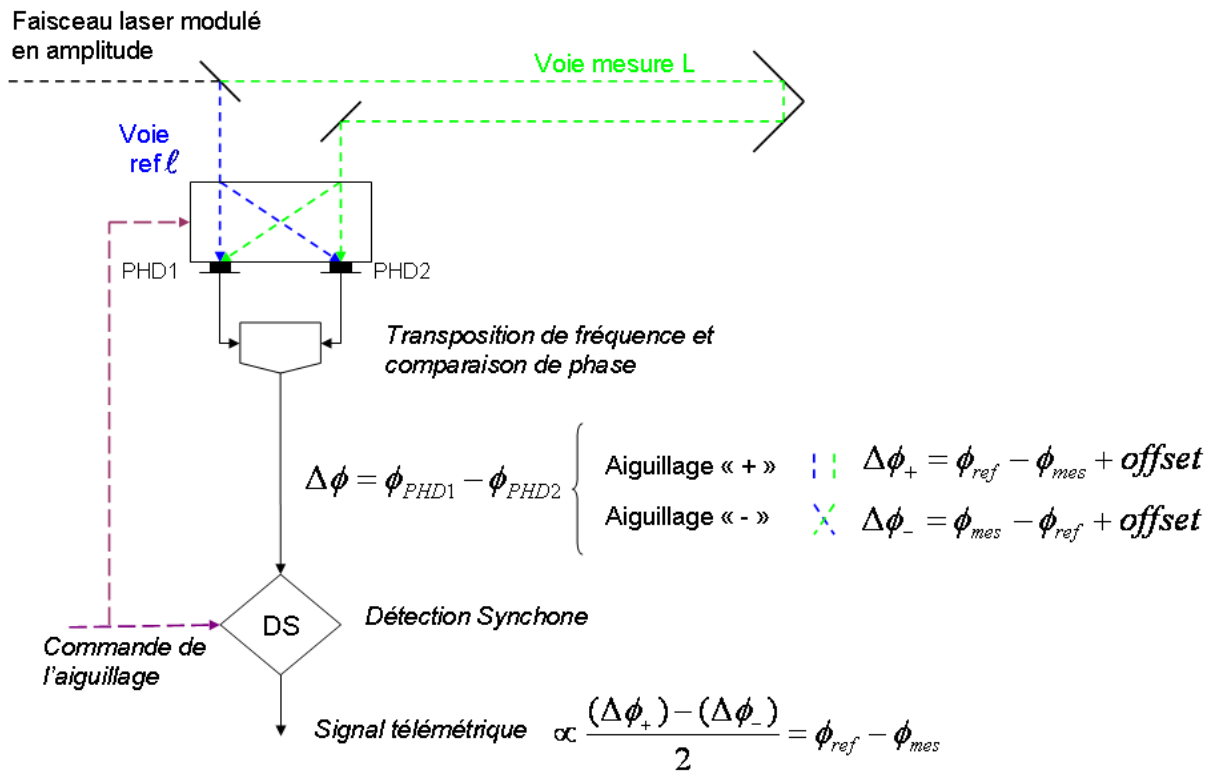


Figure 3-4 : Principe de l'aiguillage optique

La comparaison de phase se fait alors alternativement dans les deux sens. La sortie du phasemètre est envoyée à une détection synchrone dont la référence est fixée par la cadence de l'aiguillage. L'intérêt d'utiliser une détection synchrone est qu'elle va agir comme un filtre sélectif : tous les signaux à des fréquences différentes de la fréquence d'aiguillage sont rejetés. La sortie de la détection synchrone est notre signal télémétrique : il est proportionnel à la différence entre les comparaisons de phases faites dans les deux sens de l'aiguillage et vaut 0 dans le cas où  $\Delta\phi_+ = \Delta\phi_-$ . La sensibilité très élevée des détections synchrones nous permettra de déterminer cette position avec une grande résolution.

Si une diaphonie est présente, par exemple sur la voie de détection comprenant la photodiode PHD1, alors cette diaphonie va décaler la phase du signal de la voie 1, de la même façon que le faisceau reçu par la photodiode PHD1 soit le faisceau de référence ou le faisceau de mesure. L'erreur systématique sur la différence de phase est donc indépendante du signe (+ ou -) de l'aiguillage. La Figure 3-5 présente le comportement des signaux dans les deux sens de l'aiguillage.

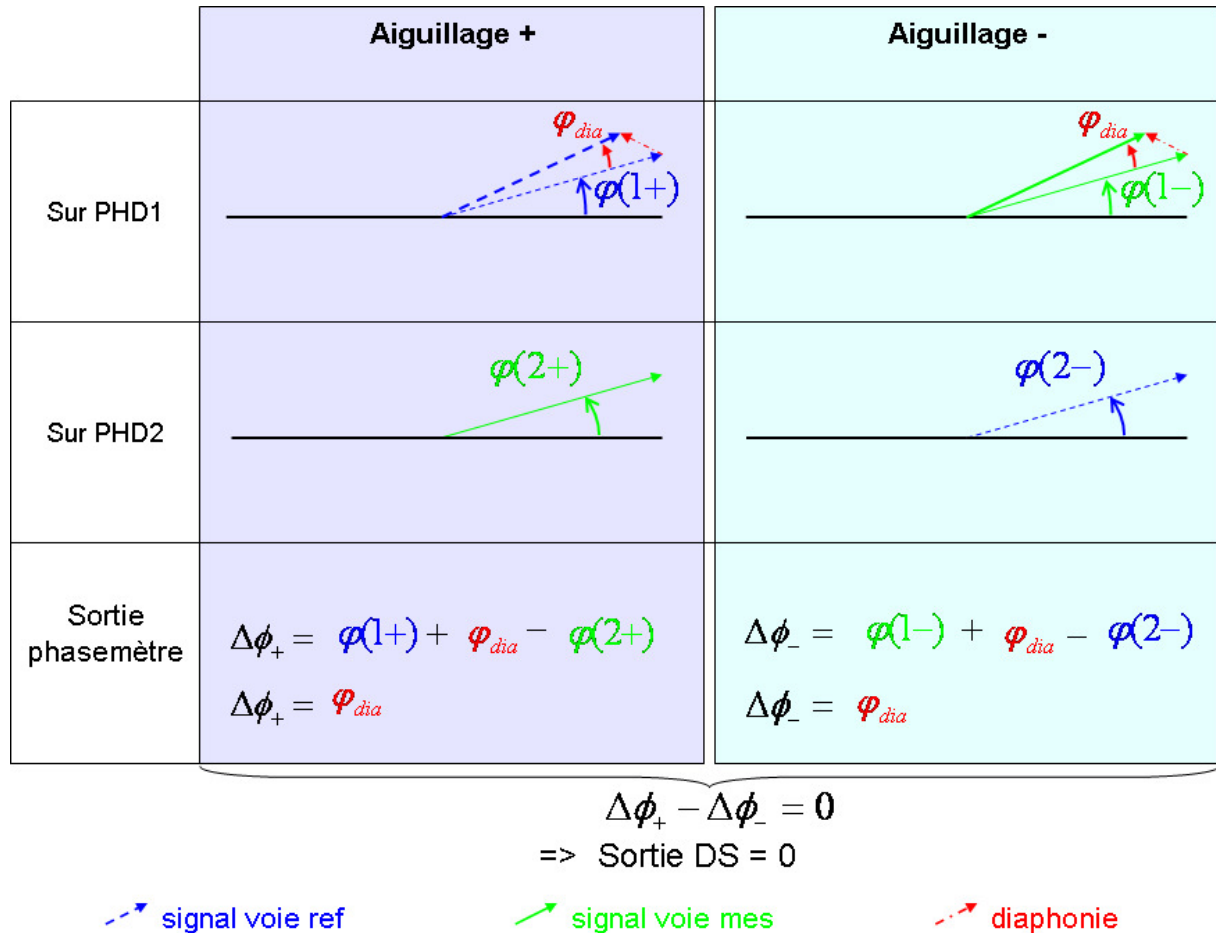


Figure 3-5 : Principe de l'élimination d'une erreur cyclique avec l'aiguillage optique

La comparaison de phase est identique dans les deux sens de l'aiguillage. L'erreur cyclique est donc éliminée. Globalement notre système élimine toutes les erreurs statiques pendant le renversement de l'aiguillage.

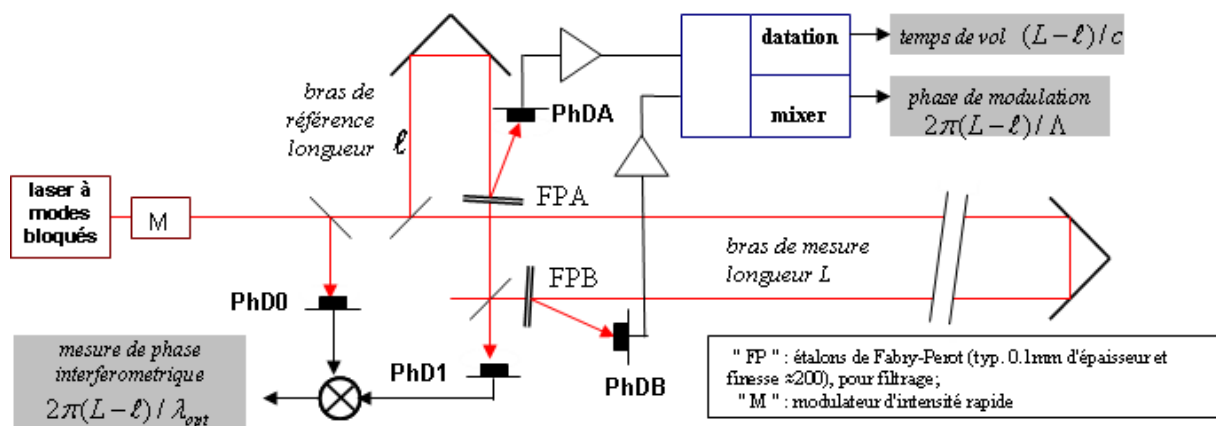
Néanmoins on notera que ce raisonnement fait l'hypothèse implicite que les amplitudes des deux signaux sont identiques. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 5.1.1.4. D'autre part nous reviendrons au chapitre 5.1.1.5 sur le cas  $\Delta\phi = \pi$ , totalement différent du cas  $\Delta\phi = 0$ , bien qu'il conduise également à un signal nul en sortie de détection synchrone.

### 3.2. Principe de fonctionnement d'Iliade

Iliade utilise la combinaison d'une mesure de temps de vol d'impulsions laser et une mesure d'interférométrie à deux longueurs d'onde. Il s'agit d'une méthode mixte qui présente l'avantage de travailler à une cadence de tirs et de longueurs d'ondes synthétiques fixes.

#### 3.2.1. Proposition Iliade initiale

Le but d'Iliade est de mesurer des distances absolues dans le vide de l'ordre du kilomètre avec une exactitude très inférieure au micron et une résolution sub-nanométrique. Un des premiers schémas de mesures considérés a été celui de Jun Ye (voir chapitre 2.6), faisant appel aux remarquables propriétés des lasers à modes bloqués, notamment la stabilisation du peigne de fréquence par auto-référencement. Mais le schéma présenté par J. Ye a semblé délicat à mettre en œuvre, au moins pour un laboratoire ne maîtrisant pas encore les lasers Ti:Sa. En effet accorder la fréquence de fonctionnement de ces lasers suppose que la longueur de la cavité est variée dans des fractions significatives. Pour mesurer une distance de 10 mètres, il faut pouvoir varier la fréquence sur au moins 30 MHz, ce qui ne semble pas facile à obtenir pour des cavités qui fonctionnent à une cadence typiquement de 100 ou 200 MHz, et dont l'alignement est délicat. Partant de ce constat, le projet Iliade a privilégié l'idée de travailler avec une source impulsionnelle fonctionnant à une cadence fixe. La technique de mesure envisagée initialement dans Iliade est présentée Figure 3-6.



Dans un premier temps, des photodiodes rapides (PhDA et PhDB sur la Figure 3-6) mesurent la différence de temps de vol entre les impulsions qui auront parcouru la voie de référence et celles qui auront parcouru la voie de mesure. Un modulateur d'intensité rapide placé en amont du montage télémétrique permet d'envoyer une séquence d'impulsions adaptée à l'électronique de datation. On obtient ainsi :

$$\Delta L = L - \ell = c\Delta t \quad (3-5)$$

où  $\Delta t$  est le résultat de la mesure de temps de vol.

Pour atteindre une mesure de grande exactitude et de haute résolution, cette estimation sera complétée par deux informations télémétriques de sensibilités croissantes :

- une mesure de phase de modulation
- une mesure de phase interférométrique

toutes deux obtenues modulo  $2\pi$ .

Pour ces dernières, le modulateur d'intensité rapide est ouvert. La mesure de phase de modulation est la différence de phase (à la fréquence fondamentale  $F$  de répétition des impulsions) des signaux des photodiodes PhDA et PhDB. La mesure interférométrique est la phase du signal de la photodiode PhD1 par rapport à la phase de PhD0. Les deux optiques notées FPA et FPB étant des étalons Fabry Perot accordés sur deux modes successifs du peigne, PhD1 reçoit idéalement un signal sinusoïdal à la fréquence  $F$ .

Pour que l'on puisse faire la jonction entre la mesure de temps de vol et la mesure de phase de modulation, il faut que l'estimation de la longueur par le temps de vol soit faite avec une exactitude suffisante pour que le nombre entier de longueur d'onde synthétique  $K_{synth}$  soit déterminé sans ambiguïté. Ceci ne pose pas de problème car l'exactitude des mesures de temps de vol est de l'ordre du millimètre.

Pour faire la jonction entre la mesure de phase de modulation et la mesure de phase interférométrique, il faut que l'exactitude de la mesure du déphasage des ondes synthétiques soit nettement inférieure à  $10^{-4}$  cycle pour déterminer le nombre entier de longueur d'onde optique  $K_{opt}$  sans ambiguïté, le rapport  $\Delta / \lambda_{opt}$  étant de l'ordre de  $10^4$ .

Elaboré par Etienne Samain, ce schéma de mesure nous a semblé très séduisant car il doit permettre d'obtenir une mesure absolue de longueur avec une exactitude très au dessous du micron, si l'emboîtement des trois mesures télémétriques est réalisé.

### 3.2.2. Le problème des Fabry Perot et des erreurs cycliques

Les étalons Fabry Perot (FP) ont un rôle essentiel dans le fonctionnement du télémètre : si la mesure interférométrique était réalisée entre les impulsions, le signal ne serait utilisable que pour certaines valeurs de  $\Delta L$ , la cadence étant constante. Les étalons Fabry-Perot, s'ils réalisent un filtrage total, permettent d'obtenir le battement de deux faisceaux monomodes. Mais comme le filtrage ne peut être total, des études ont commencé dès le lancement du projet afin de spécifier plus précisément les performances à atteindre. La spécification d'un Fabry Perot réside d'abord dans le choix de son Intervalle Spectral Libre (ISL) et de sa finesse (la définition de ces termes est donnée en 6.4.1). Une simulation du filtrage effectué par un Fabry Perot éclairé par des impulsions de 3 ps de largeur a été menée. Des étalons de silice de 0,1mm (ISL de 1 THz), et de finesse 200 semblent remplir le rôle de sélection d'un mode sur chaque voie. Mais, bien que rejetés au niveau du %, les modes adjacents incomplètement filtrés gardent une influence non négligeable sur la mesure interférométrique. Ils donnent lieu à une modulation d'intensité résiduelle sur chacun des deux faisceaux recombinaisonnés sur le port de sortie de l'interféromètre, et donc un risque d'effet systématique sur la mesure. En supposant des étalons d'ISL 400GHz et finesse 220 la modulation atteint 36% pour des impulsions de 3 ps de largeur avec une cadence de 20 GHz. Avec des impulsions de 10 ps de largeur, le spectre est alors plus resserré, ce qui relâche quelque peu les exigences sur le filtrage. Pour autant on constate que l'effet systématique sur la mesure de phase donne néanmoins une erreur cyclique de l'ordre de 0,1 radians c'est-à-dire une erreur de mesure de distance de 25 nm.



Filtrer avec une finesse plus élevée aboutit bien à réduire l'amplitude de cette erreur cyclique, mais au risque de générer une autre difficulté. Les filtres doivent être asservis sur le mode choisi, mais si une fluctuation de l'écart de fréquence se produit entre le mode du peigne et le mode du filtre, elle donnera lieu, sur le faisceau transmis, à une fluctuation de la phase d'autant plus grande que la finesse est élevée. Pour une finesse de 2200, un écart de  $10^{-4}$  ISL génère un décalage de  $4,5 \cdot 10^{-2}$  radian de la phase mesurée c'est-à-dire une erreur de mesure de distance de 11 nm. De tels écarts sur la mesure interférométrique la rendent caduque, surtout si T2M parvient à des exactitudes voisines avec un montage plus simple. Ainsi l'utilisation d'étalons Fabry Perot est une fausse bonne idée.

En parallèle de cette étude, Joo and al. ont publié sur un schéma de mesure [42] qui a en commun avec Iliade de recourir :

- à trois mesures (temps de vol, de phase synthétique et de phase interférométrique) de résolutions croissantes
- à un étalon Fabry Perot solide pour réaliser une sélection sur le peigne de modes d'un laser à modes bloqués.

Les auteurs ont pu remarquer que la stabilité de leur télémètre dépend de l'épaisseur de l'étalon et de sa stabilité. Ces conclusions ont participé à notre choix d'abandonner l'idée d'utiliser un filtrage spectral.

L'expérience acquise sur le montage T2M a permis de soulever un autre point difficile : Chaque voie de télémétrie a son électronique de détection propre. Or nous savons qu'elles peuvent être soumises à des dérives et des diaphonies entraînant des erreurs cycliques dans les mesures de différence de phase. Pour atteindre les performances requises pour Iliade, il faut que les fonctions de transfert des électroniques restent stables à mieux que  $10^{-4}$  radian sur la durée d'utilisation (sans recalibrage) du télémètre, ce qui paraît difficile pour une mission spatiale de plusieurs années, en environnement difficile.

Le schéma d'Iliade présenté Figure 3-6 semble donc poser des exigences délicates à garantir du point de vue expérimental. Aussi avons-nous tenu à proposer une alternative qui réponde à ces interrogations. Le montage qui va être exposé n'utilise aucun filtrage spectral et les mesures de modulation et d'interférométrie utilisent un faisceau bi-mode, le faisceau pulsé étant réservé aux mesures de temps de vol.

#### 3.2.3. Iliade « détection mixte »

Afin de ne pas être handicapé par la probable dérive à long terme de la phase des électroniques (HF + fréquence intermédiaire) l'idée naturelle était d'envisager un "aiguillage" référence<=>mesure analogue à celui du T2M, avec l'idée que les cadences d'aiguillage peuvent être suffisantes pour éliminer les dérives. Mais si le montage "imparfait" (cube PBS + aiguillage en polarisation) de T2M convient, c'est parce qu'en travaillant à différence de phase nulle, les diaphonies micro-onde et optique (ce point sera expliqué en 5.2.2) ne créent pas à elles seules des effets systématiques. Cet avantage ne se retrouve pas dans Iliade où les phases à mesurer sont quelconques : un aiguillage ne peut convenir s'il n'a pas une extinction proche de 100dB, sinon les phases à détecter seront affectées par les interférences optiques. Or aucun type d'aiguillage optique (MEMS, aiguillage en polarisation) ne garantit une telle extinction. En outre des dispositifs mécaniques de type MEMS ne sont pas conçus pour assurer des stabilités de chemin optique inférieures ou égales au nanomètre.

Puisque des dispositifs évitant les interférences ne sont pas disponibles, nous avons pris le parti d'un dispositif de type aiguillage en polarisation sur lequel le taux d'extinction reste délibérément modeste (typiquement 20dB), si bien que les interférences sont grandes (typiquement 10% sur les intensités détectées) et donc bien identifiables et exploitables en même temps que la mesure de phase de modulation.

Ainsi les mesures de phase de modulation et de phase interférométrique exploiteront un même signal.

Comme T2M, le système utilise une séparation en polarisation d'un faisceau bi-mode. Un faisceau polarisé linéairement sur l'un des axes du PBS verra  $1 - \epsilon^2$  de sa puissance transmise sur une voie du PBS et  $\epsilon^2$  sur l'autre voie. Typiquement  $\epsilon^2$  est de l'ordre de 1%. Les deux voies de télémétrie sont toujours parcourues par des faisceaux dont l'intensité est gérée par un contrôleur de polarisation placé devant le PBS. La lame  $\lambda/2$  placée sur la voie de mesure permet de tourner la polarisation linéaire pour que le faisceau interfère avec la voie de référence.

La Figure 3-7 présente le système télémétrique d'Iliade

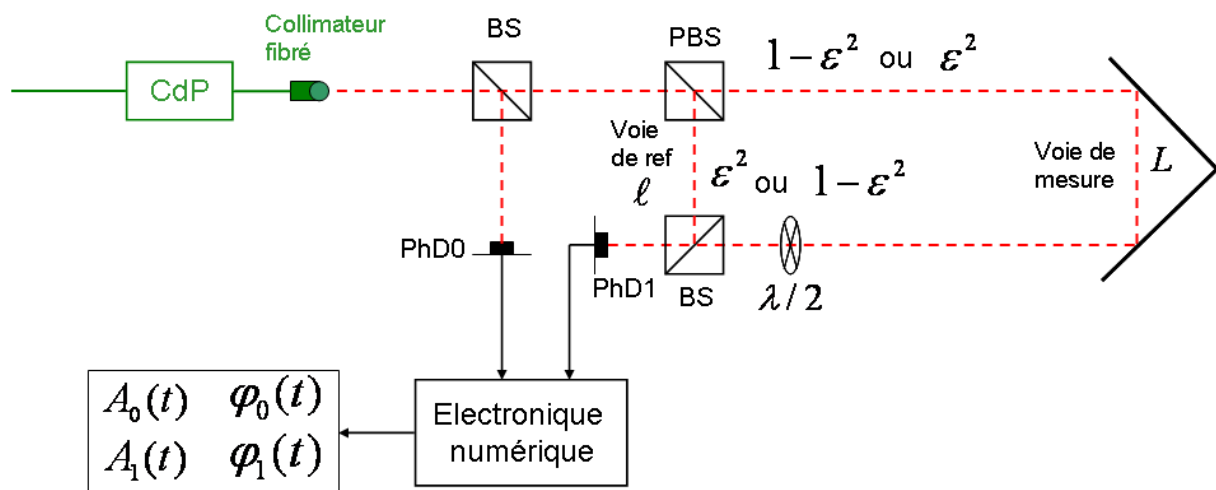


Figure 3-7 : schéma Iliade "détection mixte". Trait pointillé rouge : faisceau bi-mode. (P)BS : séparateur de faisceaux (polarisant) ; CdP : contrôleur de polarisation fibré ; PhD0 et PhD1 : photodiodes rapides

La photodiode PhD0 sert de référence instantanée d'intensité et de phase.

Dans le cas où le contrôleur de polarisation envoie la majeure partie de la puissance sur la voie de référence  $\ell$ , alors l'intensité détectée sur la photodiode PhD1, normalisée par l'intensité détectée sur PhD0, s'écrit comme la contribution de trois termes, avec  $\delta = 2\pi F$  la

pulsation du battement et avec  $\omega_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}$  la pulsation moyenne des deux lasers :

$$\begin{aligned}
I(t)/I_0 = & (1-\varepsilon^2) \left\{ 1 + \cos \left[ \delta \left( t - \frac{\ell}{c} \right) \right] \right\} \\
& + \varepsilon^2 \left\{ 1 + \cos \left[ \delta \left( t - \frac{L}{c} \right) \right] \right\} \\
& + 2\sqrt{1-\varepsilon^2} \varepsilon \cos \left[ \omega_0 \frac{(L-\ell)}{c} + \psi \right] \left\{ \cos \left[ \delta(L-\ell)/2c \right] + \cos \left[ \delta \left( t - \frac{L+\ell}{2c} \right) \right] \right\}
\end{aligned} \tag{3-6}$$

où  $\psi$  est une phase optique liée aux traitements déposés sur les surfaces séparatrices.

Le premier terme correspond au signal de la voie de référence, le deuxième à la voie de mesure et le troisième à l'interférence entre les deux voies.

Si l'on ne s'intéresse qu'aux modulations HF (c'est-à-dire les cosinus en  $\delta t$ ) et que l'on représente ce signal dans le plan phase amplitude, nous avons alors la Figure 3-8 :

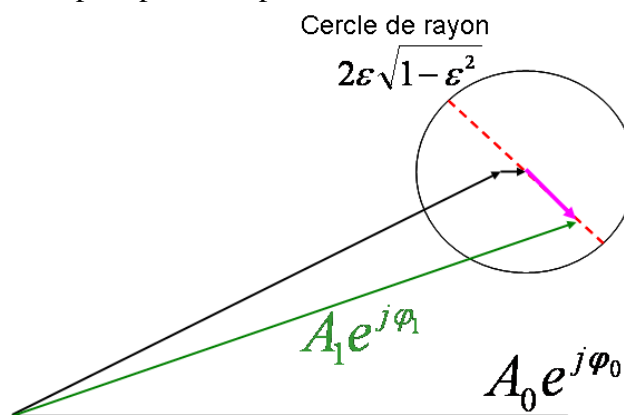


Figure 3-8 : Représentation Phase/Amplitude de l'interférence des faisceaux mesure et référence

Le vecteur de base représente le signal détecté par la photodiode PhD0. Le grand vecteur noir correspond au premier terme de l'expression (3-6) c'est à dire le signal qui aura parcouru la voie de référence. Son amplitude est grande car c'est sur cette voie que le contrôleur de polarisation a envoyé le plus de puissance. Le petit vecteur noir correspond au signal de la voie de mesure. Son amplitude  $\varepsilon^2$  est liée au réglage du contrôleur. Enfin le vecteur rouge représente l'interférence entre les deux voies de télémétrie.

Dans cette configuration, si la longueur d'onde moyenne des deux lasers varie alors toute la figure reste fixe sauf le vecteur rouge qui parcourt un segment de droite pur de façon périodique (dernier terme de l'équation (3-6) et segment en pointillé rouge sur la Figure 3-8).

Si la longueur d'onde moyenne est fixe et que la longueur de la voie de mesure  $L$  varie, alors :

- le grand vecteur noir reste fixe
- le petit vecteur noir tourne lentement
- le vecteur rouge va décrire très rapidement un segment de droite

Globalement des pétales très fins ( $10^{-4}$ ) se dessinent.

Dans le cas où le contrôleur de polarisation envoie la majeure partie de la puissance sur la voie de mesure  $L$ , alors l'intensité détectée sur la photodiode PhD1, normalisée par l'intensité détectée sur PhD0, reste donnée par la formule (3-6), à condition d'échanger  $\ell$  et  $L$ . Dans le plan phase-amplitude nous avons toujours la même Figure 3-8 mais dans cette configuration les effets d'une variation d'un paramètre sur la figure d'interférence sont différents.

Si la longueur d'onde moyenne varie pendant que tous les autres paramètres restent fixes, alors nous verrons là encore la flèche rouge décrire des segments de droite purs de façon périodique.

Si la longueur d'onde moyenne est fixe et que la longueur de la voie de mesure  $L$  varie, alors :

- le grand vecteur noir tourne
- le petit vecteur noir reste fixe
- le vecteur rouge va décrire très rapidement le segment de droite .

Pour exploiter ces motifs d'interférences, il faut pouvoir mesurer rapidement, avec une grande résolution et exactitude, l'amplitude et la phase des signaux détectés par les photodiodes. Pour retrouver tous les paramètres, il faut aussi être capable d'exploiter les données rapidement. Si on peut contrôler la longueur d'onde moyenne  $\lambda_0$  de la source bimode (cela revient à contrôler la longueur du laser maître) de façon à rester à une position particulière du segment (par exemple le centre ou une extrémité) alors l'enregistrement temporel de  $\lambda_0(t)$  constitue l'information interférométrique et fournit les variations de  $L(t)$  à haute résolution puisque  $L/\lambda_0(t) = \text{constante}$ . L'information sur la phase synthétique est accessible à condition que l'on échange les signaux optiques entre les deux voies c'est-à-dire que l'on passe du choix mesure au choix référence et que le dépouillement des données en tienne compte.

Cette version du télémètre Iliade repose entièrement sur la mise au point d'une électronique dédiée faisant l'acquisition des données après une transposition de fréquence des signaux mesurés et réalisant la mesure de phase et d'amplitude avec une exactitude meilleure que  $10^{-4}$  cycle et  $10^{-4}$  respectivement.

### 3.3. Comparaison des télémètres T2M et Iliade

Les différences essentielles entre ces deux télémètres sont résumées dans le tableau suivant.

	<b>Longueur d'onde optique moyenne</b>	<b>Longueur d'onde synthétique</b>	<b>Nombre de mesures</b>
<b>T2M</b>	<i>libre</i> , n'intervient pas sur la mesure	<i>accordable</i> , contrôlée pour rester à différence de phase nulle	<i>1 seule</i> : mesure de la fréquence F de modulation de la porteuse
<b>ILIADE</b>	<i>accordable</i> , contrôlée pour la mesure interférométrique	<i>fixe</i>	<i>3 mesures</i> : Temps de vol Phase de modulation Phase interférométrique

Tableau 3-1 : comparaison des télémètres T2M et Iliade

T2M ne peut prétendre à une résolution sub-nanométrique du fait de bruits fondamentaux, à la différence d'Iliade où une mesure interférométrique est mise en œuvre.

On pourrait espérer une augmentation des performances avec Iliade d'un facteur  $\Lambda / \lambda = 10^4$ . Cependant, la contribution interférométrique ne représentant que 10% du signal détecté, on attend dans le principe un gain plus modeste mais tout de même de plusieurs ordres de grandeurs.

Si T2M et Iliade semblent très différents, ils partagent en réalité des points communs dans leur mise en œuvre. Tous deux utilisent le rayonnement monomode de deux lasers fibrés émettant à 1,542  $\mu\text{m}$ . Nous verrons ainsi dans les chapitres suivants qu'ils partagent le même asservissement de la longueur d'onde synthétique et certains matériels optiques.

Le fait de poursuivre les deux études en parallèle a montré que les progrès sur l'un des deux projets trouvaient souvent une application sur l'autre. Mon travail de thèse, exposé dans les chapitres suivants, a consisté à mettre en œuvre et à caractériser ces deux télémètres.



## Chapitre 4. Mise en œuvre du télémètre T2M

La Figure 4-1 illustre les différentes parties qui constituent le télémètre T2M.

Dans un premier temps, je décrirai la source optique permettant de générer l'onde synthétique. Le faisceau modulé est collimaté puis envoyé sur une séparatrice optique polarisante (PBS télémétrie). Le partage de puissance entre les deux voies de télémétrie est réalisé en ajustant la polarisation incidente rectiligne par rapport aux axes du PBS. Après leurs réflexions par des coins de cube, les deux faisceaux polarisés orthogonalement, sont recombinaés sur le PBS de télémétrie puis envoyés au système de détection. Je décrirai alors comment est réalisé l'aiguillage optique. Le signal télémétrique, à la sortie du système de détection, est utilisé comme signal d'erreur pour l'asservissement de la fréquence  $F$  de la modulation d'amplitude.

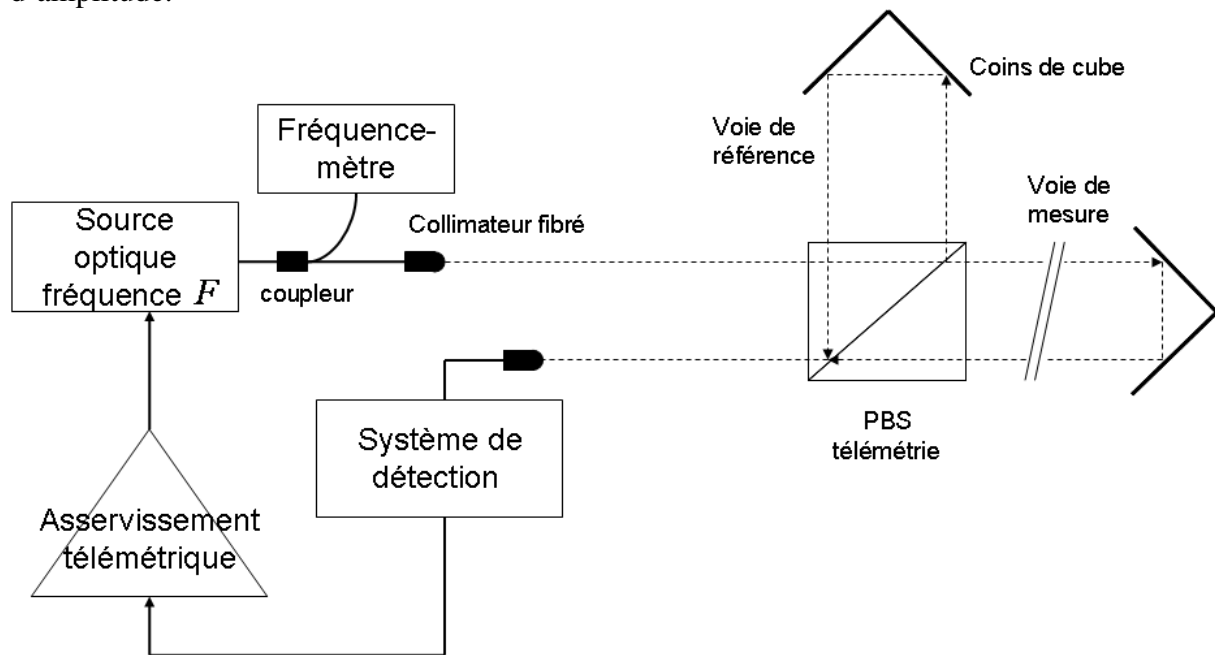


Figure 4-1 : Schéma général du télémètre T2M

## 4.1. Généralité : bruit de phase d'un laser

Un laser est composé de trois éléments fondamentaux qui régissent son fonctionnement et ses performances. Un *milieu amplificateur* éclairé par un *faisceau pompe* dans un *résonateur* optique génère un rayonnement laser. En fonctionnement libre, diverses sources de bruit vont participer à l'élargissement spectral et à la variation de la longueur d'onde moyenne. Qu'il s'agisse de vibrations longitudinales des miroirs de la cavité, de dilatations thermiques ou de variations d'indices du milieu amplificateur, la conséquence est une modification de la fréquence du rayonnement émis par le laser. Le but de la stabilisation laser est de contraindre le rayonnement émis à être le plus proche d'une référence.

Le caractère monochromatique du rayonnement laser peut s'apprécier selon deux critères différents : la stabilité de fréquence et la pureté spectrale [44]. Au cours de cette thèse, j'ai travaillé à caractériser et à améliorer la pureté spectrale du battement de deux fréquences optiques issues de deux lasers indépendants. Pour cela, la phase du battement est asservie sur la phase d'une référence micro-onde. Si on suppose que la référence n'a pas de bruit de phase, la densité spectrale du signal qui traduit l'écart de la phase du battement à la phase de référence reflète la pureté spectrale de notre onde synthétique. La densité spectrale de puissance (DSP) est définie comme la valeur absolue de la Transformée de Fourier du produit d'auto-corrélation du signal. Par la suite, je parlerai de DSP de bruit de fréquence  $\tilde{S}_F$  et de phase  $\tilde{S}_\varphi$  du battement des deux lasers, exprimées respectivement en  $\text{Hz}^2/\text{Hz}$  et en  $\text{radian}^2/\text{Hz}$ . La fréquence du battement étant la dérivée temporelle de la phase instantanée du battement, je rappelle la relation (4-1) entre ces deux densités spectrales :

$$\tilde{S}_F(f) = f^2 \tilde{S}_\varphi(f) \quad (4-1)$$



## 4.2. Critères de stabilité pour T2M

### 4.2.1. Bruit de phase de l'onde synthétique en fonction du temps de vol

La mesure télémétrique de T2M est basée sur l'utilisation de la phase d'une onde synthétique séparée entre deux voies de télémétrie de longueurs très différentes. Le niveau de stabilité exigé pour la phase de l'onde synthétique est dicté par la différence de longueur entre les voies et la résolution de la mesure de longueur envisagée.

Si l'on considère comme origine de la variable d'espace, l'endroit où les faisceaux sont séparés en polarisation et que le bruit de phase de l'onde synthétique s'exprime comme une phase supplémentaire  $\varphi(t)$  dépendante du temps, alors le signal à la sortie du phasemètre  $s(t)$ , dans une position donnée de l'aiguillage, est égal à :

$$s(t) = 2\pi F \left( \frac{L}{c} - \frac{\ell}{c} \right) + \varphi\left(t - \frac{\ell}{c}\right) - \varphi\left(t - \frac{L}{c}\right) \quad (4-2)$$

Dans l'autre sens de l'aiguillage optique, le signal à la sortie du phasemètre sera égal à  $-s(t)$ . L'équation (4-2) est directement comparable avec l'équation (2-14) du cas idéal où l'on ne considère pas le bruit de phase de l'onde synthétique. La résolution de la mesure de longueur sera limitée par le bruit de phase de l'onde synthétique. L'action de la détection synchrone placée après le phasemètre est identique à un filtre passe-bande. La détection synchrone ne va extraire que le signal à la fréquence de l'aiguillage. La réjection du bruit va dépendre du choix de temps d'intégration et de la pente du filtrage autour de la fréquence d'aiguillage. Expérimentalement nous avons travaillé avec un temps d'intégration de 10 ms et une pente de 24 dB/ octave (équivalent à 4 filtres sélectifs en série ayant chacun une réponse harmonique notée  $G_{pb}(j2\pi.f)$ ).

L'équation reliant l'écart type  $\sigma(s(t))$  sur la comparaison de phase avec la DSP de bruit de phase unilatéral du battement  $\tilde{S}_{\varphi}^{ssb}(f)$  s'écrit (voir Annexe C) :

$$\sigma(s(t)) = \sqrt{4 \int_0^{\infty} df \tilde{S}_{\varphi}^{ssb}(f) \sin^2\left(\pi f \frac{\Delta L}{c}\right) |G_{pb}(j2\pi f)|^8} \quad (4-3)$$

On constate la présence d'un sinus au carré dont la période dépend de  $\Delta L$ . Ainsi le bruit pour les fréquences multiples de  $c/\Delta L$  ne contribue pas au bruit sur la mesure. La fonction de transfert de la détection synchrone apparaît comme la puissance 8 du module de la réponse harmonique d'un filtre sélectif passe bande afin de rendre compte de la réjection des bruits avec une pente de 24dB/ octave.

L'application numérique pour  $\Delta L = 2$  kilomètres et  $\tilde{S}_{\varphi}^{ssb}(f) = 10^{-10} \text{ rad}^2 / \text{Hz}$  entre 10 Hz et 100 kHz donne un écart type égal à 3,3 microradians, soit environ 8 nanomètres pour  $F = 13,5 \text{ GHz}$ . Le bruit de  $10^{-5} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$  sera l'objectif atteindre pour le verrouillage en phase. Il est représenté par un trait noir sur les figures du chapitre 4.3.1.3.

### 4.2.2. Bruit thermique et bruit de grenaille

Les limites fondamentales liées à la détection de la lumière sont le bruit thermique et le bruit de grenaille. Pour un photocourant détecté de  $i = 1$  mA et une résistance de charge de 50 ohms à une température de 300 K, ces deux bruits valent  $4k_B T \approx 2eiR \approx 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ W.Hz}^{-1}$ .

Le rapport signal à bruit résultant vaut  $S/N = \sqrt{\frac{Ri^2}{2eiR + 4k_B T}} = 5,5 \cdot 10^7 \text{ Hz}^{1/2}$ . En supposant que l'amplification HF du signal et la démodulation par un mixer ajoutent un facteur 10 dB de bruit (soit environ un facteur 3 en amplitude), alors la limite correspondante est de  $\frac{10^{(10/20)} \Lambda}{S/N} \approx 1 \text{ nm.Hz}^{-1/2}$ .

### 4.3. Modulation d'amplitude

La modulation d'amplitude tient une place centrale dans les performances de T2M. C'est la raison pour laquelle une attention particulière est portée à sa mise en œuvre. J'ai expliqué en 2.4 les différentes techniques pour moduler sinusoïdalement l'amplitude d'un faisceau optique. Ici je décrirai les deux solutions que nous avons utilisées expérimentalement.

#### 4.3.1. Battement optique asservi en phase

Pour générer une modulation d'amplitude de fréquence adaptable, nous avons mis en œuvre l'asservissement du battement de fréquences issu de la combinaison du rayonnement de deux lasers à fibres dopées Erbium de la marque KOHERAS, modèle ADJUSTIK. La fréquence de modulation souhaitée  $F$  s'obtient en contrôlant la fréquence d'un laser (laser esclave) par rapport à l'autre (laser maître). La Figure 4-2 présente le montage de la source.

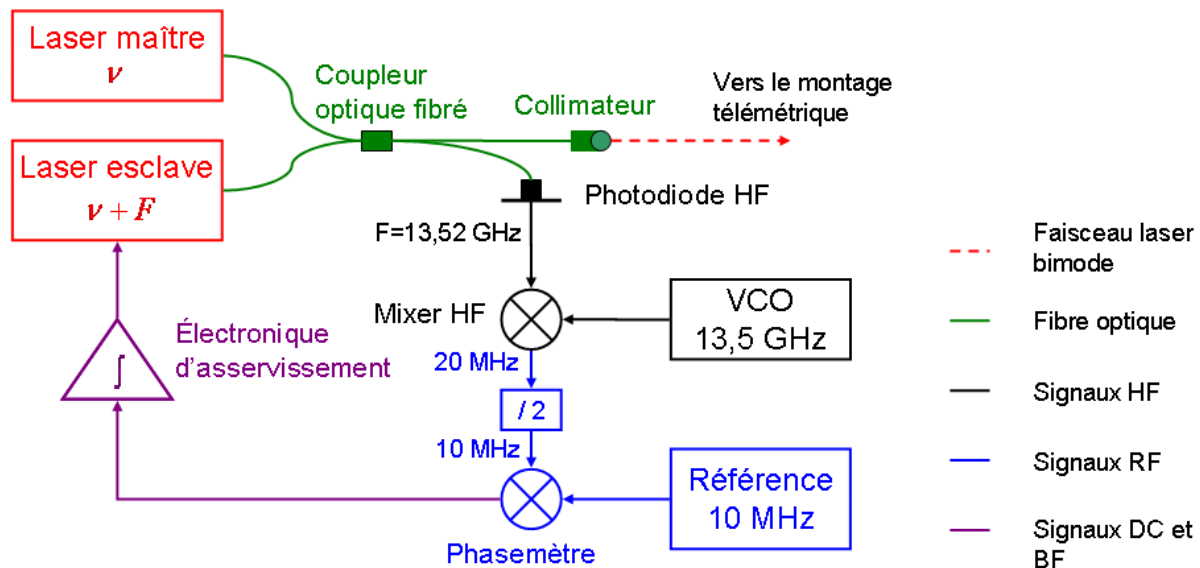


Figure 4-2 : Asservissement du battement de deux lasers. VCO (Voltage Controlled Oscillator) : générateur accordable

L'onde synthétique ( $13,52$  GHz) est détectée par une photodiode haute fréquence. Un mixer HF et un oscillateur contrôlé en tension (Voltage Controlled Oscillator VCO) permettent de transposer la fréquence HF détectée à une fréquence RF. On a ainsi un signal à  $20$  MHz. La fréquence va alors être divisée par 2 par une bascule D. Le but de cette division par 2 sera expliqué dans le chapitre suivant. Puis la phase de ce  $10$  MHz va être comparée à celle d'un oscillateur de référence (quartz) à  $10$  MHz lui aussi. On obtient ainsi un signal basse fréquence dont la valeur traduit l'écart de phase : la sortie du phasemètre est le « signal d'erreur » du verrouillage en phase. Ce signal est envoyé à une électronique d'asservissement qui va rétroagir sur la fréquence du laser esclave. On remarque que si on change la fréquence du VCO, nous allons changer la fréquence de l'onde synthétique  $F$  de telle manière qu'il soit toujours décalé de  $20$  MHz. Le VCO est accordable par tension sur  $13$  MHz et mécaniquement sur plus de  $200$  MHz. Ce composant essentiel du montage nous a été prêté par Michel Gross (Laboratoire Kastler-Brossel).

Notre système est composé d'un phasemètre, d'une électronique d'asservissement et d'actionneurs. L'ensemble se représente sous la forme de schémas blocs comme illustré sur la Figure 4-3.

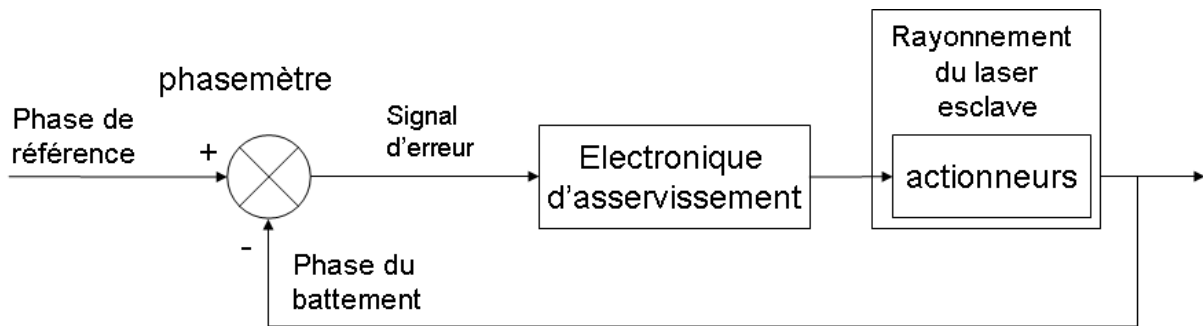


Figure 4-3 : Schéma bloc d'un asservissement

Réaliser un asservissement consiste notamment à concevoir l'électronique qui conduira à la stabilité voulue en fonctionnement asservi. Pour cela il faut connaître les fonctions de transfert du phasemètre et de tous les actionneurs impliqués. Après avoir rappelé quelques notions sur les asservissements, je présenterai les résultats de la caractérisation du matériel. Puis j'expliquerai en deux étapes comment nous avons conçu l'électronique d'asservissement et les performances atteintes.

#### 4.3.1.1. Notion sur les systèmes asservis

Un système peut être défini comme un ensemble d'éléments exerçant collectivement une fonction déterminée. La relation dynamique entre ses grandeurs d'entrées et ses grandeurs de sorties décrivent ce système : on appelle fonction de transfert le rapport entre la sortie et l'entrée du système.

Dans la plupart des cas, la fonction de transfert d'un système est donnée par une équation différentielle linéaire à coefficients constants qu'il va falloir résoudre pour prévoir son comportement temporel. La résolution de ce type d'équations pouvant s'avérer laborieuse, on utilise la transformée de Laplace. La résolution du système revient alors à trouver les racines d'un polynôme. Les fonctions de transfert sont donc maintenant des fractions rationnelles de la variable complexe  $p = j\omega$ .

Dans notre cas, la consigne est donnée par une phase de référence  $\varphi_{ref}$  et le signal de sortie est la phase du battement optique  $\varphi_{batt}$ .

Le schéma bloc du système asservi est représenté Figure 4-4, avec  $\varepsilon$  le signal d'erreur,  $G_p$ ,  $G_{AI}$  et  $G_{PZ}$  respectivement les fonctions de transfert du phasemètre, de l'électronique d'asservissement et du laser sur l'entrée piezoélectrique.

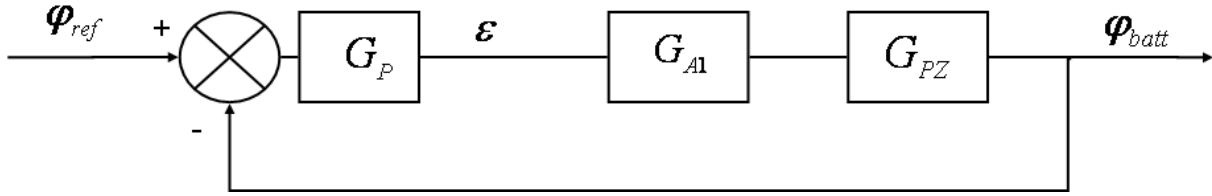


Figure 4-4 : Schéma bloc de l'asservissement sur le piezoélectrique du laser esclave

Les fonctions de transfert en boucle ouverte et fermée sont dans ce cas :

$$G_{BO}(p) = G_P(p)G_{AI}(p)G_{PZ}(p)$$

$$G_{BF}(p) = \frac{G_{BO}(p)}{1 + G_{BO}(p)} \quad (4-4)$$

La bande passante de l'asservissement est définie par la fréquence au gain unité c'est-à-dire la fréquence  $f$  telle que  $|G_{BO}(j2\pi f)| = 1$ .

Dans le cas d'un système à déphasage minimum (c'est-à-dire où le dénominateur de la fonction de transfert en boucle fermée n'a pas de zéro à partie réelle positive), alors la stabilité de l'asservissement est assurée s'il n'y a pas de pôles d'ordre strictement supérieur à 2. Concrètement on s'assure que dans la représentation de Nichols, lorsqu'on déroule la fonction de transfert dans le sens des pulsations croissantes, on croise bien le gain unité à droite de  $-180^\circ$ .

On montre que l'atténuation relative du bruit de phase du battement par rapport à la phase de référence est égale à :

$$\left| \frac{\varepsilon}{\varphi_{ref} G_P(p)} \right| = \left| 1 - \frac{\varphi_{batt}}{\varphi_{ref}} \right| = \left| \frac{1}{1 + G_{BO}(p)} \right| \quad (4-5)$$

Expérimentalement nous mesurons le spectre de bruit du signal d'erreur.

#### 4.3.1.2. Caractérisation du matériel

Le phasemètre utilisé est un circuit AD9901 (détecteur de phase basé sur un « OU exclusif ») dont la sortie est filtrée passe bas. Il présente en sortie une réponse linéaire de pente égale à 1,8V pour  $2\pi$  radians. L'avantage du circuit AD9901 réside dans son double comportement. Lorsque les signaux d'entrée sont relativement proches en fréquence, le circuit se comporte en phasemètre. Sinon le circuit se comporte alors en discriminateur de fréquence : sa sortie sature à une tension dont le signe renseigne sur le sens de l'écart, point essentiel car il facilite considérablement le processus de verrouillage. L'excursion de phase du circuit AD9901 est de  $2\pi$ . Pour doubler l'excursion, une bascule D est placée devant l'entrée du circuit AD9901 qui reçoit le signal du battement. Nous avons installé un pôle double à 3,2 MHz et de facteur de qualité égal à 1,5 comme filtre passe bas de manière à éliminer les résidus de fréquence ( $2 \times 10$  MHz). La fréquence du pôle du filtrage limite la bande passante de notre asservissement. Il faudrait changer de fréquence de référence pour augmenter la bande passante. Nous avons plusieurs fois essayé d'utiliser un mixer comme phasemètre. L'avantage

du mixer par rapport au circuit AD9901 est d'avoir un plancher de bruit plus faible (quelques  $nV/\sqrt{Hz}$ ). Cependant son inconvénient est d'avoir une réponse en cosinus qui n'aide pas à retrouver la stabilité de l'asservissement lorsqu'un bruit extérieur entraîne un déphasage supérieur à  $\pi/2$ . Le phasemètre idéal est peut être un système débrayable utilisant soit le circuit AD9901 soit la sortie du mixer en fonction des conditions d'asservissement [45].

Les actionneurs correspondent à l'ensemble des dispositifs permettant d'agir sur la phase du battement optique. Nous avons utilisé 4 types d'actionneurs :

- le contrôle de la température de la fibre formant la cavité laser
- le contrôle d'un élément piézoélectrique effectuant une contrainte sur la fibre laser
- le contrôle du courant de la diode de pompe du laser
- le contrôle de la phase optique du laser esclave par un modulateur de phase électro-optique *externe* au laser

En contrôlant la température de la fibre laser, nous allons jouer sur l'indice du milieu amplificateur. Le contrôle de la température de la fibre laser permet d'avoir une excursion de 126 GHz (environ 1 nm) sur la fréquence du battement pilotable par tension avec un coefficient linéaire de 4 GHz/°C. Cependant la bande passante de cet actionneur est très faible : 0,1 Hz du fait de l'inertie à stabiliser la température de toute la fibre. Bien que très lent, cet actionneur est essentiel pour éviter de saturer les autres actionneurs.

La propriété des éléments piézoélectriques est de se contracter ou de se dilater lorsqu'on leur applique un champ électrique. Ainsi la contrainte effectuée par l'élément piézoélectrique sur la fibre va avoir pour effet de changer localement l'indice de la fibre laser. Le contrôle de l'élément piézoélectrique permet d'avoir une excursion de 120 MHz sur la fréquence du battement pilotable par tension avec un coefficient linéaire de 1 MHz/V. La fonction de transfert de cet actionneur, représenté Figure 4-5 montre deux résonances à 33 kHz et à 66 kHz. Le facteur de qualité de ces résonances n'a pas pu être clairement mesuré mais il est supérieur à 100 au vu de l'électronique que nous avons réalisée pour contrôler le piézoélectrique.

### 4.3 Modulation d'amplitude

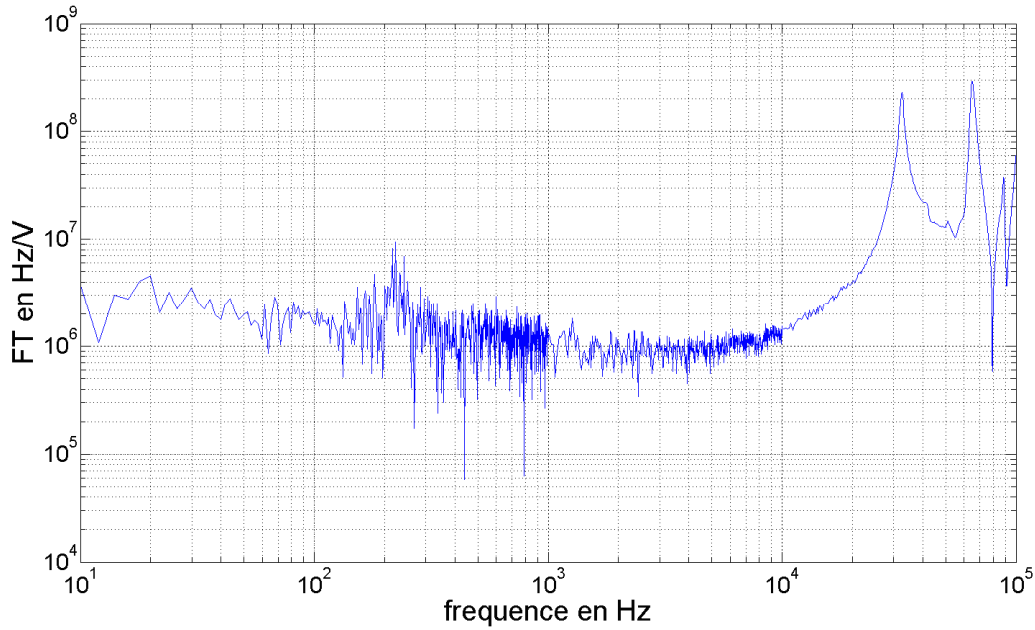


Figure 4-5 : Fonction de transfert de l'élément piezoélectrique du laser esclave

Pour effectuer l'inversion de population nécessaire au processus d'émission stimulée et à l'émission du rayonnement laser, le milieu amplificateur est éclairé par une diode de pompe. L'absorption de cette énergie par le milieu amplificateur va servir en grande partie à effectuer l'inversion de population. L'autre partie du rayonnement absorbé va contribuer à l'échauffement du milieu. Les variations de puissance de la pompe vont induire des variations thermiques du milieu amplificateur mais aussi des variations des populations électroniques. Ces variations se traduisent par une variation de l'indice de réfraction du milieu que l'on peut mettre à profit pour commander la fréquence de l'émission laser. Le contrôle du courant de la diode de pompe a été réalisé en dérivant grâce à un transistor une partie du courant.

La fonction de transfert de cet actionneur, représentée en gain (Figure 4-6) et en phase (Figure 4-7), est de 500 kHz /V. La bande passante est limitée par les pics d'oscillations de relaxation à 285 kHz (laser esclave) et 375 kHz (laser maître).

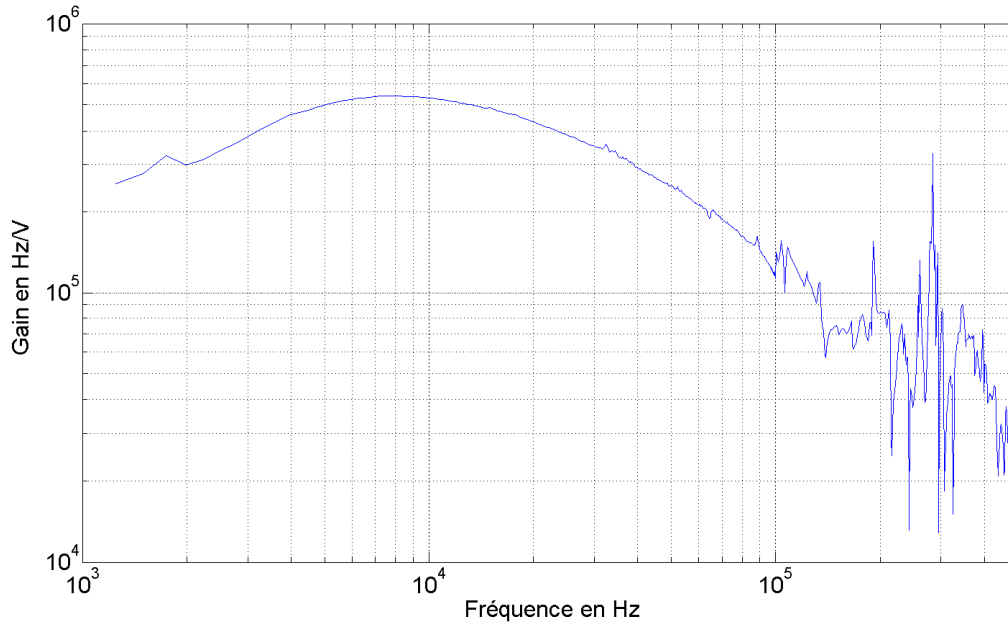


Figure 4-6 : Gain de la fonction de transfert de l'entrée courant du laser esclave

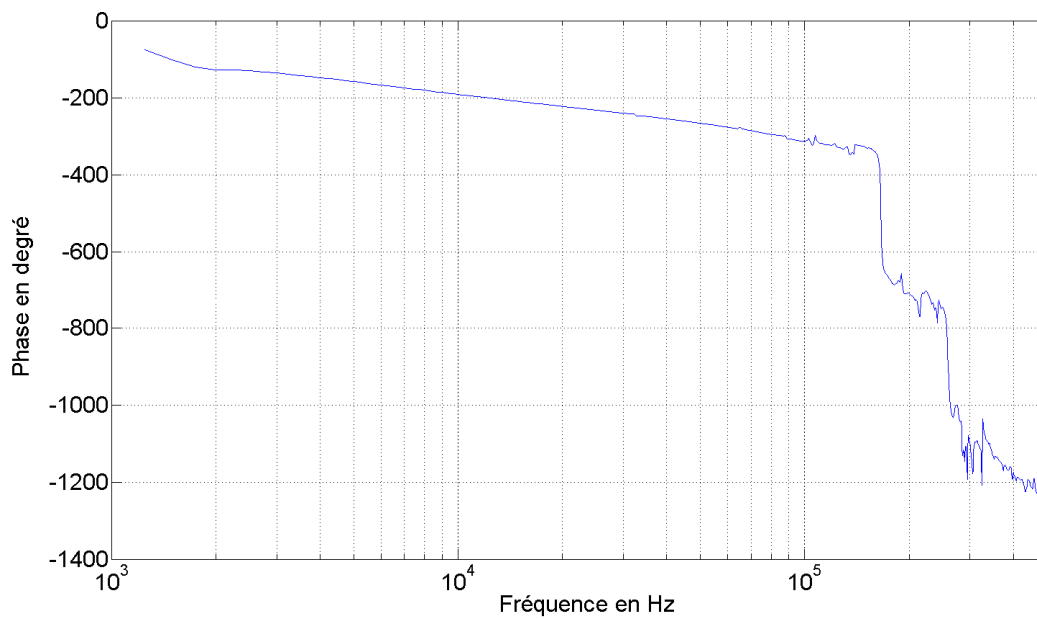


Figure 4-7 : Phase de la fonction de transfert de l'entrée courant du laser esclave

La fonction de transfert de l'entrée courant des lasers à fibres dopés Erbium nous a surpris compte tenu des travaux antérieurs menés au laboratoire sur un laser à fibre dopé Ytterbium du même constructeur qui présentait une fonction de transfert de 7,5 MHz/V. Au-delà d'une efficacité moindre on constate sur la fonction de transfert en phase, un retard temporel très important.

En première approche, rien ne laissait présager une telle différence de comportement entre les lasers à fibres dopés Yb et Er. Au contraire, si les variations d'indice de réfraction induites par des variations de puissance de la diode de pompe, étaient dues à des variations thermiques de la fibre alors pour un pompage identique à 0,980 nm, le défaut d'énergie entre la longueur d'onde émise et la longueur d'onde de la pompe serait 4,6 fois plus grand pour les lasers Er :



$$\Delta E = hc\left(\frac{1}{\lambda_{pompe}} - \frac{1}{\lambda_{laser}}\right) = hc\left(\frac{1}{0,980.10^{-6}} - \frac{1}{1,064.10^{-6}}\right) = hc.0,0806\mu m^{-1}$$

$$\Delta E = hc\left(\frac{1}{\lambda_{pompe}} - \frac{1}{\lambda_{laser}}\right) = hc\left(\frac{1}{0,980.10^{-6}} - \frac{1}{1,55.10^{-6}}\right) = hc.0,37\mu m^{-1}$$
(4-6)

L'explication de cette différence de comportement entre ces deux lasers de même technologie ne se trouve pas en regardant de plus près la fraction de puissance dissipée. Des travaux parallèles aux nôtres, sur les changements de l'indice de réfraction dus à des variations de puissance de pompe dans des fibres dopées Yb en dynamique ont montré que le changement d'indice de réfraction suivait la population des ions Yb<sup>3+</sup> à l'état excités/désexcités avec un facteur proportionnel à leur différence de polarisabilité [46]. D'autres travaux antérieurs, sur des changements d'indice de réfraction induit par la pompe dans les fibres dopés Er d'amplificateur, montrent que pour notre longueur d'onde de travail (1542,38 nm) les changements d'indices sont proches de 0 [47]. Les tentatives que nous avons faites pour exploiter la commande de courant dans la boucle d'asservissement ont montré que la fonction de transfert ne nous permet pas de l'utiliser pour augmenter sensiblement la bande passante de notre asservissement comparé à l'élément piézoélectrique. Nous avons fait le choix de ne pas utiliser cet actionneur pour nos asservissements.

Suite à ces difficultés matérielles, la dernière solution pour corriger le bruit de phase au-delà de la bande passante du piézoélectrique est d'utiliser un modulateur de phase électro-optique. Il s'agit d'un système basé sur l'effet électro-optique : l'application d'un champ électrique sur un cristal de niobate de lithium induit une modification proportionnelle de l'indice de réfraction (voir Annexe B). Placé à la sortie du laser esclave, ce système permet de jouer sur la phase du rayonnement émis. Réalisé en optique guidée dans un substrat de LiNbO<sub>3</sub>, notre modulateur a une bande passante de 200 MHz et son excursion de phase est de  $4\pi$  radians pour 13 volts. La fonction de transfert mesurée hors boucle est constante comme annoncée par le constructeur.

Enfin si cette dernière solution n'avait pas abouti, les lasers bi-mode [48] auraient pu fournir une alternative intéressante. L'avantage de ce type de source pour nos applications est d'émettre directement deux fréquences pouvant être décalées de 100 MHz à 20 GHz. Comparé au battement de deux lasers monomodes, le bruit de phase sur le battement des deux modes est naturellement faible, car les deux modes subissent de la même façon les sources de bruit de fréquence mentionnées au paragraphe 4.1. L'encombrement et la consommation d'énergie seraient diminués. De plus, les auteurs de la référence [48] montrent un bruit de phase asservi sur une référence micro-onde inférieur à -100 dBc/Hz pour des fréquences comprises entre 1kHz et 1 MHz avec un battement à 9,6 GHz. Sachant que nous devons être au dessous de ce plancher de bruit, il ne resterait plus qu'une amélioration de la stabilisation aux fréquences inférieures au kHz. Si cette source, de par sa conception, délivre un battement de bonne stabilité, en revanche il n'est pas certain que, pour le projet Iliade, sa fréquence optique moyenne aurait pu être asservie de façon simple.

### 4.3.1.3. Simulation et réalisation d'un asservissement de faible performance

Pour déterminer les fonctions électroniques à mettre en place et prévoir le spectre de bruit de phase qui résulte de l'asservissement, j'ai réalisé un travail de simulation. Cela consiste à déterminer les gains et les pôles de l'électronique, à vérifier la stabilité de la boucle d'asservissement et à prévoir la réduction du bruit de phase. Toutefois, du fait de la très faible bande passante du contrôle en température du laser, il n'a pas été nécessaire de simuler cette boucle lente même si en pratique nous l'utilisons. J'ai simplement simulé la boucle avec les autres acteurs, ce qui revient à supposer que les dérives long terme sont négligeables. Une fois qu'une électronique s'avérait correcte, l'actuateur thermique était lui aussi mis dans la boucle en augmentant progressivement le gain sur cette voie.

Le schéma bloc du système simulé est représenté par la Figure 4-4. Le résultat de cette simulation a mené à la fonction de transfert décrite sur la Figure 4-8 et donnée par l'équation suivante :

$$G_{A1}(p) = G_{01} \frac{\left(1 + \frac{p}{\omega_1}\right)^2}{p^2 \left(1 + \frac{p}{\omega_2}\right) \left(1 + \frac{p}{\omega_3}\right)} \quad (4-7)$$

Avec  $G_{01} = 14,5$ ,  $f_1 = 1 \text{ kHz}$ ,  $f_2 = 10 \text{ kHz}$ ,  $f_3 = 20 \text{ kHz}$  les fréquences respectives des pulsations  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$ .

La double intégration des basses fréquences jusqu'à 1 kHz permet d'atténuer sensiblement les bruits aux basses fréquences. Les pôles à 10 kHz et 20 kHz ont pour but de diminuer les bruits qui s'amplifient avec les résonances de l'actuateur piezoélectrique.

Entre 1 kHz et 10 kHz, les fonctions de transfert  $G_p$  et  $G_{A1}$  sont constantes. Par contre la fonction de transfert de  $G_{PZ}$  a une pente en  $1/f$ . Avec un gain adapté  $G_{BO}(p)$  coupera le gain unité entre 1 kHz et 10 kHz en  $1/f$ , garantissant ainsi la stabilité de l'asservissement (déphasage de  $-90^\circ$  bien à droite de  $-180^\circ$ ).

En supposant un bruit de phase du battement libre égal à  $(30/f) \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$  (droite noire sur la Figure 4-9), la simulation prédit le spectre du signal d'erreur (courbe verte de la Figure 4-9).

L'électronique, représentée Figure 4-8, a été réalisée et mise en place avec  $G_T$  la fonction de transfert du contrôle de la température du laser indiquée au chapitre 4.3.1.2.

### 4.3 Modulation d'amplitude

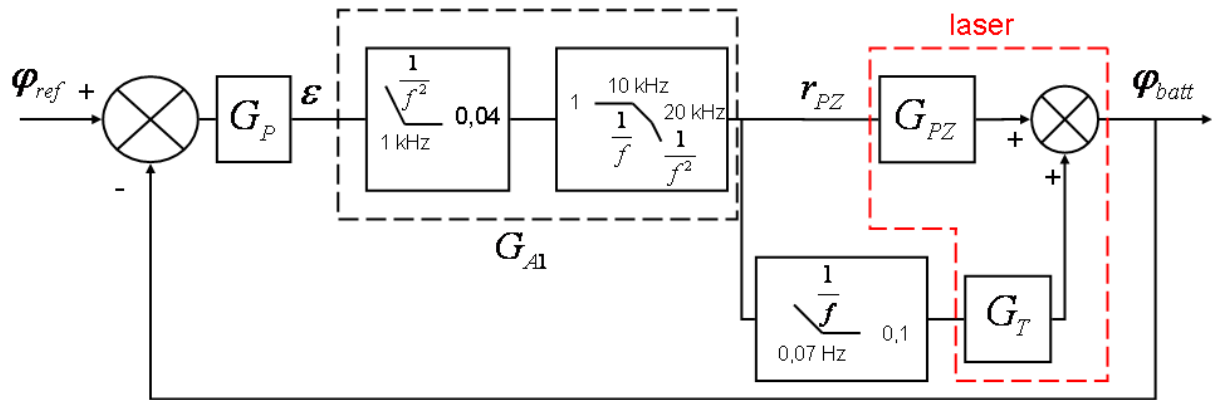


Figure 4-8 : Schéma bloc de l'électronique mise en place pour l'asservissement du battement sur l'actuateur piezoélectrique et la température du laser

Le spectre du signal d'erreur ainsi asservi est représenté par la courbe bleue sur la Figure 4-9. On constate un accord raisonnable entre les simulations et les résultats expérimentaux.

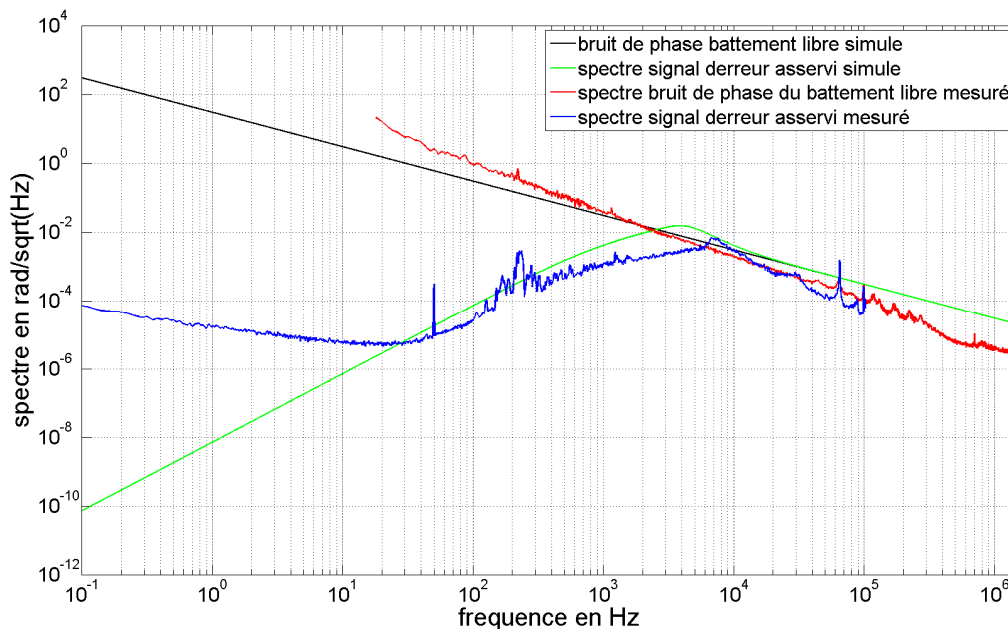


Figure 4-9 : spectres de bruit de phase simulés et mesurés pour l'asservissement du battement sur le piezoélectrique et la température du laser

Avec cet asservissement de faible performance, nous avons pu déterminer le spectre de bruit de phase libre du battement. En effet le spectre du signal de correction  $r_{PZ}$  (c'est-à-dire le signal envoyé à la cale piezoélectrique), pour les fréquences inférieures à la fréquence de gain unité de l'asservissement, nous renseigne sur le bruit de phase corrigé par la boucle de contre-réaction. Le spectre du signal d'erreur, pour les fréquences supérieures à la fréquence de gain unité de l'asservissement nous renseigne sur le bruit de phase du battement qui n'est pas corrigé par la boucle de contre réaction. Le spectre de bruit de phase libre est représenté par la courbe rouge sur la Figure 4-9.

#### 4.3.1.4. Simulation et réalisation de l'asservissement de haute performance

Pour atteindre les performances calculées en 4.2.1 avec le spectre de bruit de phase libre du battement, nous devons réaliser un asservissement ayant une bande passante au moins supérieure à 400 kHz. J'ai commencé par un travail de simulation d'asservissement incluant également le contrôle du modulateur de phase électro-optique. Le schéma bloc de cette simulation est présenté Figure 4-10 avec  $G_{EOM}$  la fonction de transfert du modulateur de phase électro-optique indiquée au chapitre 4.3.1.2 .

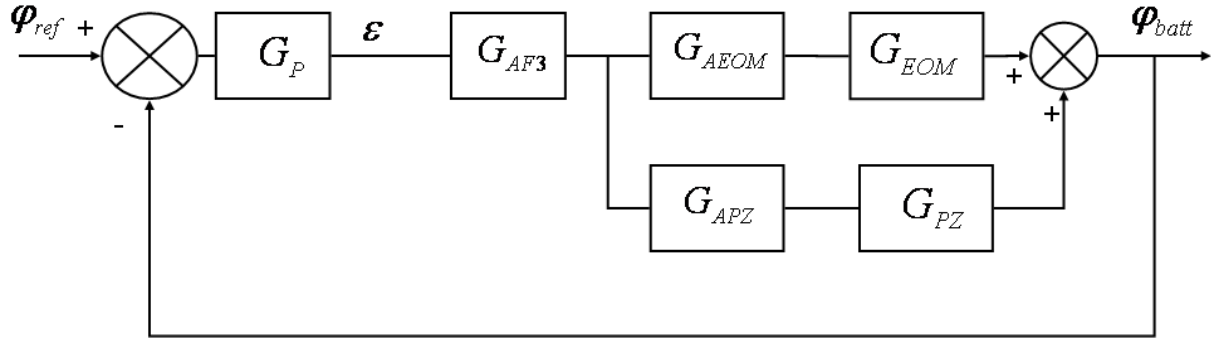


Figure 4-10 : Schéma bloc de la simulation de l'asservissement sur l'actuateur piezoélectrique et un modulateur de phase électro-optique placé à la sortie du laser esclave

Soit les fonctions de transfert suivantes :

$$\begin{aligned} G_{RAPIDE} &= G_P G_{AF3} G_{AEOM} G_{EOM} \\ G_{LENT} &= G_P G_{AF3} G_{APZ} G_{PZ} \\ G_{TT} &= G_{RAPIDE} + G_{LENT} = G_{RAPIDE} \left(1 + \frac{G_{LENT}}{G_{RAPIDE}}\right) \end{aligned} \quad (4-8)$$

Pour s'assurer de la stabilité [49], il faut que  $G_{RAPIDE}$  et  $\frac{G_{LENT}}{G_{RAPIDE}}$  soient tous deux stables. Le

gain unité de  $\frac{G_{LENT}}{G_{RAPIDE}}$  représente le croisement entre les fonctions de transfert de la boucle rapide et lente.

$G_{AF3}$  représente la fonction de transfert de l'électronique commune à la boucle rapide et à la boucle lente. Le résultat de la simulation a mené à cette fonction de transfert décrite sur la Figure 4-13 et donnée par l'équation suivante :

$$G_{AF3} = G_{02} \frac{\left(1 + \frac{p}{\omega_4}\right)^3}{p^3} \quad (4-9)$$

Avec  $f_4 = 72$  kHz, la fréquence à la pulsation  $\omega_4$ .

Sur le montage, le choix est laissé à l'utilisateur de rendre actif ou non cette intégration d'ordre 3 des basses fréquences jusqu'à 72 kHz. Dans la suite de la thèse, je parlerai d'asservissement en «  $1/f^4$  » et en «  $1/f$  », correspondant respectivement à l'activation ou non de  $G_{AF3}$ .

Avec la simulation, nous avons défini  $G_{AEOM}$  et  $G_{APZ}$  de manière à ce que la boucle lente et rapide se partagent le travail. Il a fallu ajuster les gains et les pôles pour que le piezoélectrique fasse le plus gros du travail des basses fréquences jusqu'à 2 kHz puis que le modulateur de phase prenne le relais pour corriger les bruits aux fréquences supérieures. Ces deux fonctions de transferts sont données par les équations suivantes :

$$G_{AEOM} = G_{03} \frac{p}{\left(1 + \frac{p}{\omega_5}\right)\left(1 + \frac{p}{\omega_6}\right)}$$

$$G_{APZ} = G_{04} \frac{\left(1 + \frac{p}{\omega_7}\right)}{p\left(1 + \frac{p}{\omega_8}\right)\left(1 + \frac{p}{\omega_9}\right)}$$
(4-10)

Avec  $G_{03} = 8100$ ,  $G_{04} = 4,5$ ,  $f_5 = 160$  Hz,  $f_6 = 1$  kHz,  $f_7 = 150$  Hz,  $f_8 = 1$  kHz,  $f_9 = 7,9$  kHz, les fréquences respectives des pulsations  $\omega_5$ ,  $\omega_6$ ,  $\omega_7$ ,  $\omega_8$  et  $\omega_9$ .

La Figure 4-11 et la Figure 4-12 présentent respectivement le gain et la phase de la simulation de la fonction de transfert en boucle ouverte et des fonctions de transferts de la boucle rapide et lente. Elles illustrent bien le partage des gammes de fréquence de travail des deux actionneurs.

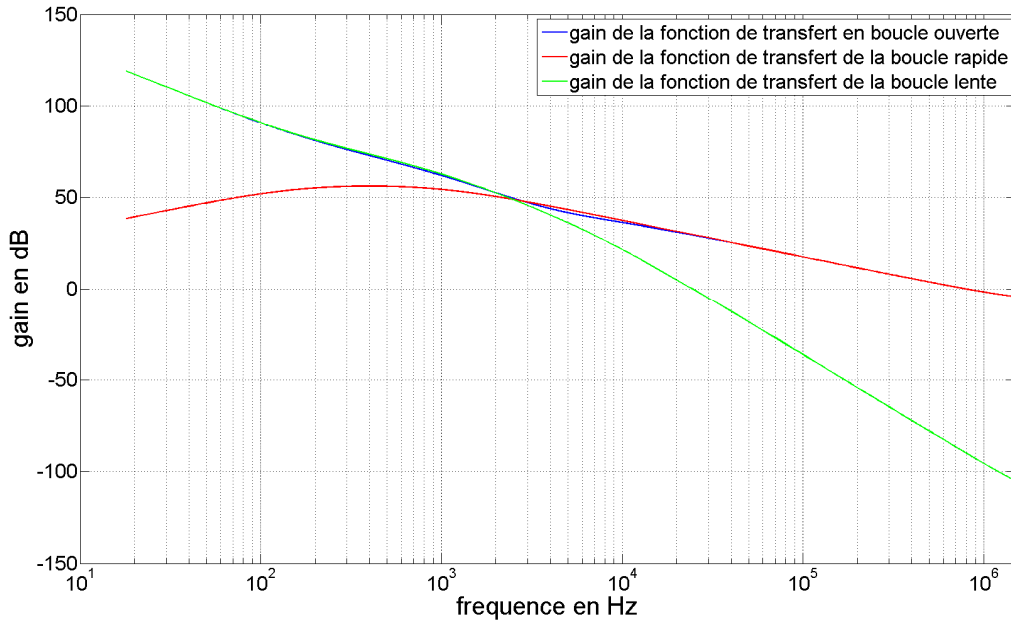


Figure 4-11 simulation du gain des fonctions de transfert en boucle ouverte, de la boucle rapide et de la boucle lente

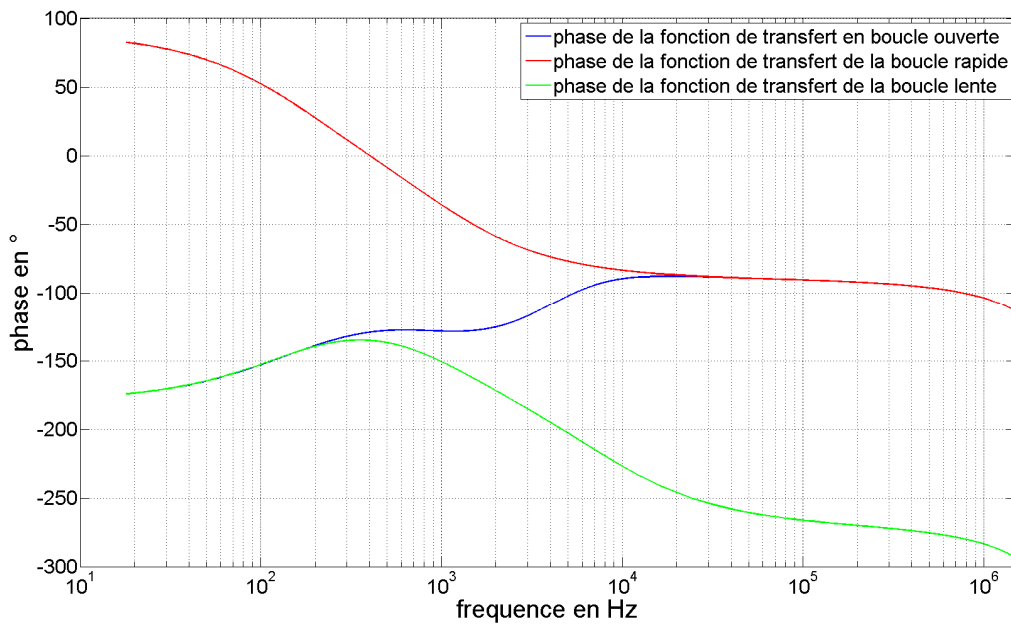


Figure 4-12 : simulation de la phase des fonctions de transferts en boucle ouverte, de la boucle rapide et de la boucle lente

L'électronique, représenté Figure 4-13, a été mise en place.

### 4.3 Modulation d'amplitude

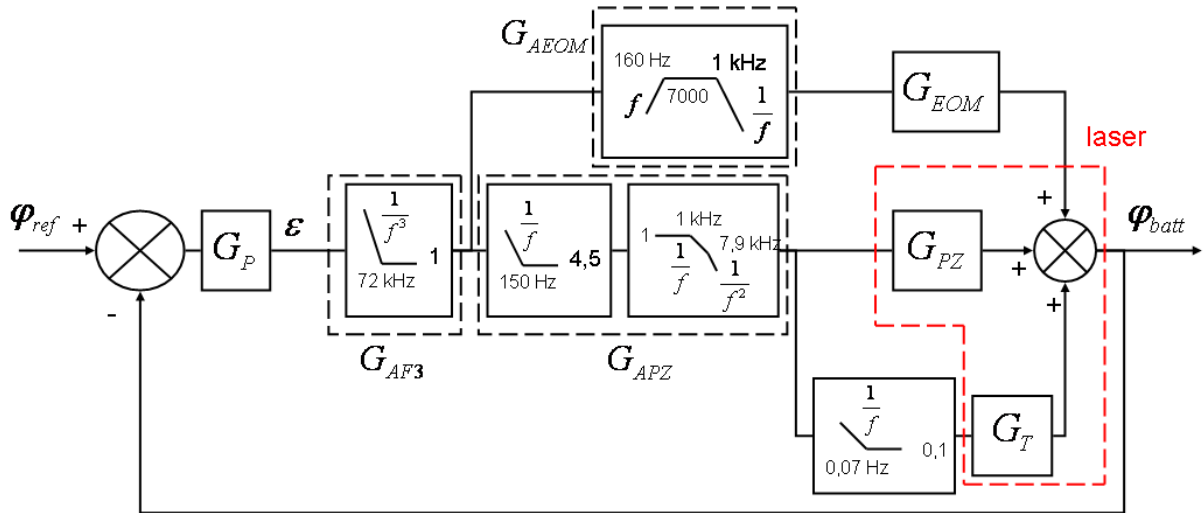


Figure 4-13 : Schéma bloc de l'électronique mise en place pour l'asservissement du battement sur le modulateur de phase électro-optique, le piezoélectrique et la température du laser

Les spectres du signal d'erreur mesurés avec un asservissement en  $1/f$  et en  $1/f^4$  sont représentés par les courbes bleues respectivement de la Figure 4-14 et Figure 4-15.

Les courbes vertes sur les Figure 4-14 et Figure 4-15 sont les résultats prédits par la simulation.

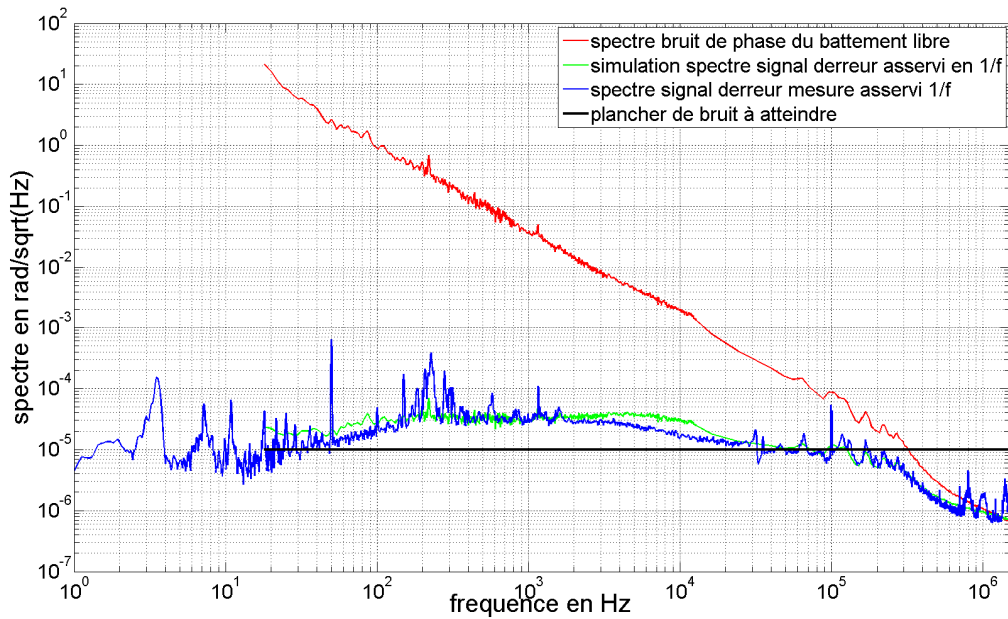


Figure 4-14 : spectres de bruit de phase simulés et mesurés pour un asservissement en  $1/f$

Les résultats simulés et expérimentaux présentent un bon accord. On constate que la réduction du bruit de phase n'est pas suffisante entre 20 Hz et 100 kHz comme attendu.

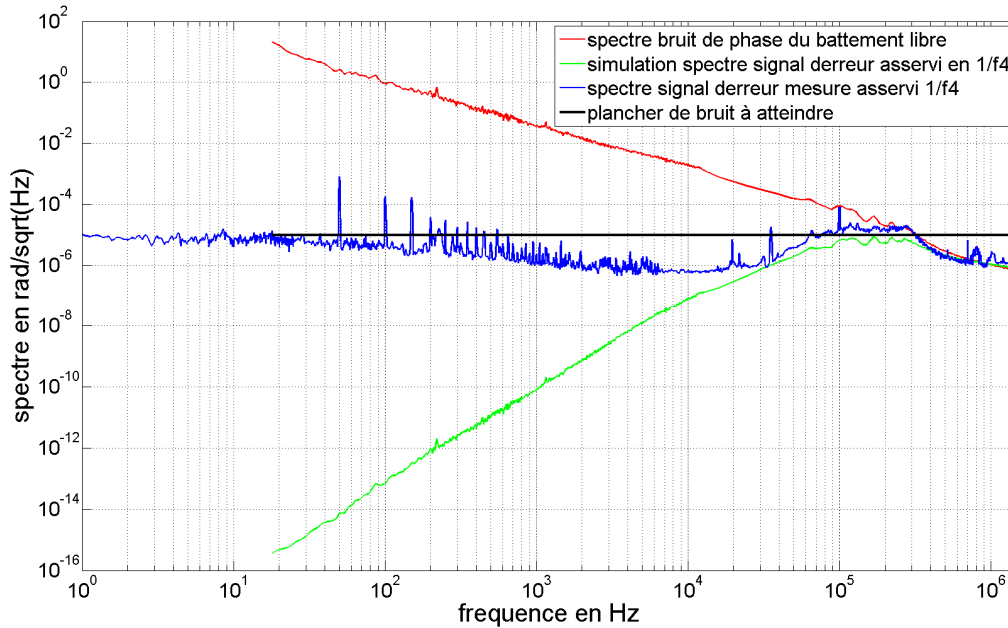


Figure 4-15 : spectres de bruit de phase simulés et mesurés pour un asservissement en  $1/f^4$

Avec l'asservissement en  $1/f^4$ , nous avons là encore un bon accord entre les résultats simulés et mesurés sauf pour la réjection du bruit aux fréquences inférieures à 10 kHz. On constate une meilleure réduction du bruit de phase jusqu'à 70 kHz en comparaison avec l'asservissement en  $1/f$ . Cependant au-delà de cette fréquence et jusqu'à 300 kHz, le bruit remonte au dessus de la spécification calculée, ce qui n'était pas le cas de la simulation (courbe verte de la Figure 4-15).

#### 4.3.1.5. Mise en place d'un prédicteur de Smith

Pour diminuer le bruit aux fréquences supérieures à 70 kHz avec un asservissement en  $1/f^4$ , une solution est d'augmenter la bande passante de l'asservissement en augmentant le gain. Malheureusement nous n'avons pas réussi à le faire sans faire apparaître une oscillation à 730 kHz (voir courbe verte sur la Figure 4-16).

La fonction de transfert en boucle fermée entre le signal d'erreur et une perturbation de fréquence supérieure à la fréquence de gain unité de la boucle (chirp fréquentiel entre 100 kHz et 5 MHz) fait apparaître la présence d'un retard pur de 160 ns qui s'ajoute au retard dû au filtre à 3,2 MHz du phasemètre. On n'explique que la moitié de ce retard expérimentalement : Nous avons 8 mètres de fibres optiques et 1 m de câbles électriques soit un retard de 45 ns. On ajoute aussi le retard apporté par l'utilisation de trois amplificateurs opérationnels de 10 ns chacun. On explique 75 ns sur les 160 ns mesurés. Ce retard pur limite la bande passante de notre asservissement.

Le prédicteur de Smith, expliqué en Annexe D, permet d'obtenir une fonction de transfert en boucle fermée presque identique à celle que l'on obtiendrait sans retard. Il consiste à soustraire au signal d'erreur, un signal obtenu par une copie du système multiplié par la fonction (1-retard). Pour cela on peut approximer la fonction retard par une fraction



rationnelle en  $p$  donnée par une approximation de Padé [50]. Nous avons mis en place un prédicteur de Smith d'ordre 4. La Figure 4-16 présente le spectre de bruit de phase sans et avec le prédicteur de Smith pour le même gain de boucle avec un asservissement en  $1/f$ . L'oscillation à 730 kHz est en grande partie atténuée.

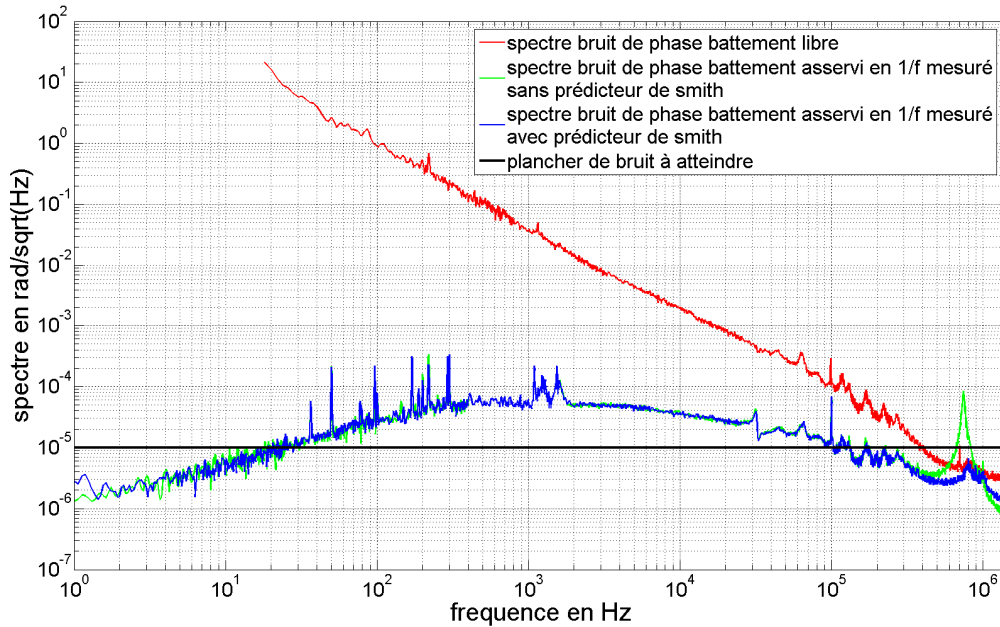


Figure 4-16 : spectre de bruit de phase mesuré avec et sans prédicteur de Smith d'ordre 4 pour le même gain de boucle

Nous arrivons à augmenter encore le gain unité de la boucle d'un facteur 1,75. Cependant on constate alors une augmentation du bruit au dessus de 1 MHz supérieur au critère calculé. De toute façon nous sommes limités par le pôle double de filtrage de sortie du comparateur à 3,2 MHz. Le prédicteur de Smith permet aussi d'augmenter d'un facteur 2 la fréquence de coupure de l'intégration en  $1/f^4$ . Nous obtenons le spectre présenté sur la Figure 4-17.

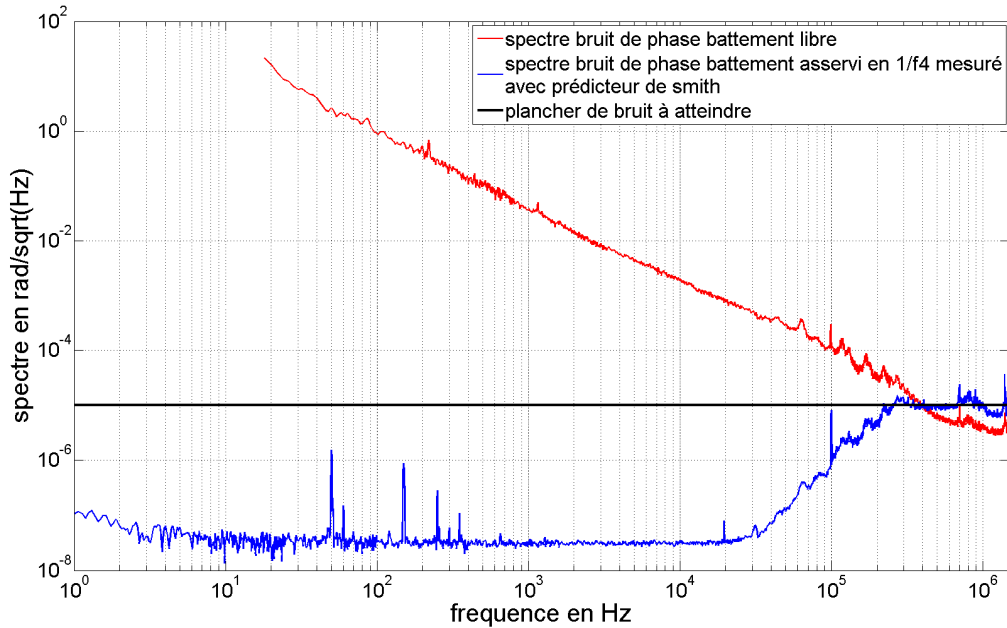


Figure 4-17 : spectre de bruit de phase mesuré pour un asservissement en  $1/f^4$  avec prédicteur de Smith

On constate qu'entre 1 Hz et 30 kHz, le spectre du bruit de phase du signal d'erreur atteint le plancher de bruit de l'électronique d'asservissement. Entre 10 Hz et 20 kHz nous sommes à un plancher de bruit de  $3 \cdot 10^{-8} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$ . La comparaison avec la Figure 4-15 montre qu'avec le prédicteur de Smith nous avons gagné au moins un ordre de grandeur sur la réduction du bruit à basse fréquence. Nous sommes alors bien au dessous du critère calculé. Le spectre de bruit remonte entre 30 kHz et 300 kHz puis reste de l'ordre de  $10^{-5} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$  entre 300 kHz et 1,5 MHz. Nous avons atteint l'objectif présenté au chapitre 4.2.1.

#### 4.3.2. Source large bande et modulateur électro-optique

Un autre moyen pour générer une modulation d'amplitude de fréquence adaptable, est d'utiliser un modulateur électro-optique (voir Annexe B) piloté par un VCO. Dans ce cas une seule source optique suffit. Nous avons utilisé une source ASE (Amplified Spontaneous Emission) large bande de 10 nm pour éviter certaines interférences parasites qui peuvent donner lieu à des erreurs systématiques, comme je l'expliquerai au chapitre 5.1. La longueur de cohérence avec cette source est de l'ordre de 240  $\mu\text{m}$ .

## 4.4. Système de détection

Après s'être réfléchies sur les coins de cube, les ondes synthétiques propres à chaque voie de télémétrie sont recombinaées sur la séparatrice optique polarisante (voir Figure 4-1).

J'expliquerai ici la mise en œuvre de l'aiguillage optique et le traitement des signaux menant à une comparaison de phase sans biais.

### 4.4.1. Aiguillage optique

L'objectif de l'aiguillage optique pour la partie détection de T2M est d'échanger les rôles des deux voies télémétriques vis-à-vis des deux détecteurs comme expliqué au chapitre 3.1.2. Ceci est réalisé en échangeant les deux polarisations planes à une cadence aussi élevée que possible. Pour cela, un séparateur de polarisation à deux voies est placé à la sortie d'un contrôleur de polarisation, orienté de façon à ce que ses axes correspondent aux axes orthogonaux des faisceaux télémétriques. Chacune des deux sorties du séparateur est envoyée sur une photodiode rapide. Le contrôleur de polarisation va alternativement tourner les polarisations et ainsi réaliser l'aiguillage optique.

Je ne m'intéresserai ici qu'aux contrôleurs de polarisation dynamiques en opposition aux contrôleurs statiques (contrôleur à lame d'onde fixe, anneaux de Lefebvre et contrôleur de Babinet Soleil). Il existe deux types de contrôleurs de polarisation dynamiques :

- ceux basés sur l'effet électro-optique
- ceux basés sur l'effet photo-élastique

#### 4.4.1.1. Espace libre

Nous avons utilisé un cristal de LiNbO<sub>3</sub> suivi d'un prisme de Glan-Taylor (montage Conoptics prêt du laboratoire Kastler-Brossel), pour réaliser l'aiguillage optique en espace libre. Comme pour les modulateurs d'amplitude, nous utilisons les propriétés électro-optiques du niobate de lithium (voir Annexe B). Ainsi la tension appliquée au cristal permet de modifier l'ellipsoïde des indices et donc de tourner la polarisation incidente (effet Pockels). Un inconvénient est l'utilisation de haute tension pour tourner la polarisation : Il a fallu créer une électronique capable de générer un signal carré d'amplitude crête-crête de 600 volts à des fréquences de l'ordre de la dizaine de kilohertz. Plus les tensions sont élevées plus le risque de voir le signal télémétrique parasité est important.

#### 4.4.1.2. Fibré

L'application d'une contrainte mécanique sur un matériau permet une modification de l'indice de réfraction : c'est l'effet photo-élastique, qui donne lieu à une biréfringence si la contrainte n'est pas isotrope. Les contrôleurs de polarisation fibrés sont basés sur cet effet et utilisent quatre mâchoires équipées d'éléments piezoélectriques tournés de 45° les uns après les autres comme illustré sur la Figure 4-18.

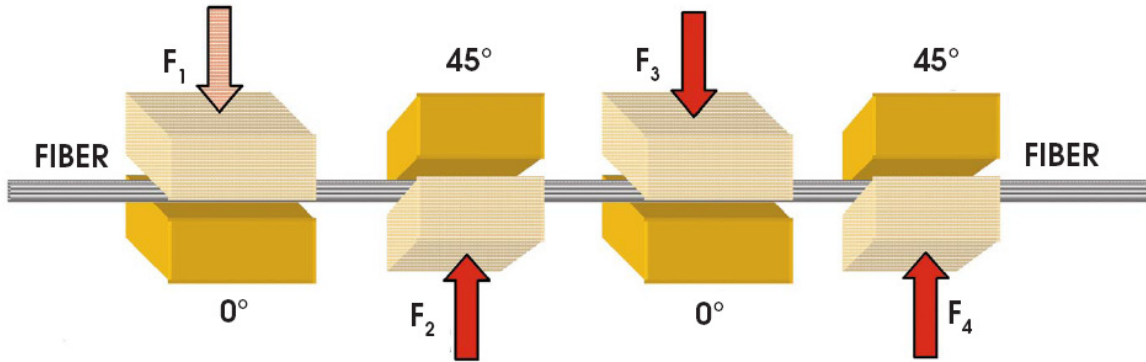
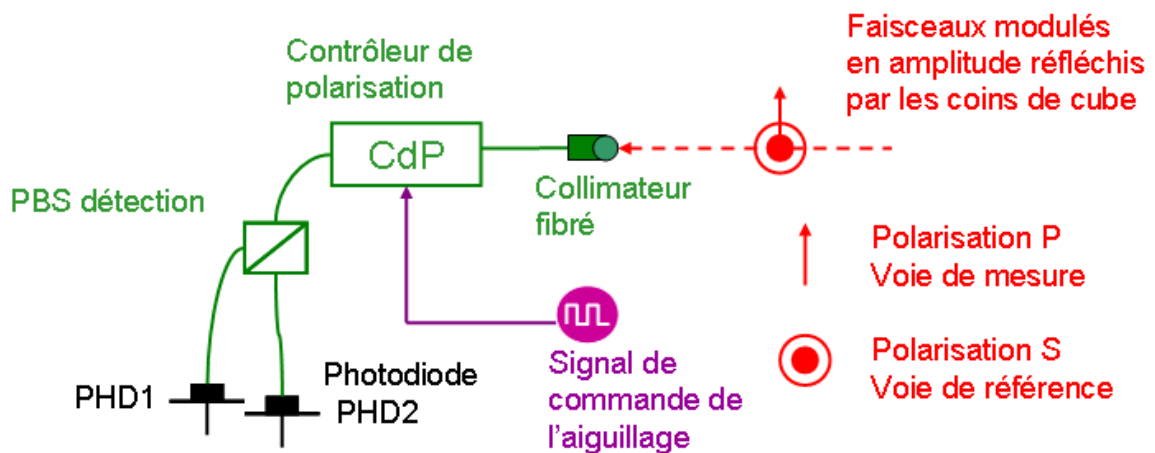


Figure 4-18 : Description du contrôleur de polarisation fibré

Chaque élément piezoélectrique agit comme une lame d'onde fixe dont le retard est proportionnel à la tension appliquée. Les avantages de ce contrôleur de polarisation fibré sont multiples. Le plus important est l'absence de faisceau réfléchi. Les pertes d'insertions sont faibles. Le système est indépendant de la longueur d'onde (de 1280 nm à 1650 nm). Cependant les fluctuations thermiques extérieures vont perturber la stabilité du contrôleur car les éléments piezoélectriques sont sensibles à la température.

On place à la sortie du contrôleur de polarisation, un séparateur de faisceau polarisant (PBS). Le système fibré permettant l'aiguillage optique est représenté par la Figure 4-19.



	PHD1	PHD2
Aiguillage +	⊙	↑
Aiguillage -	↑	⊙

Figure 4-19 : Schéma du système d'aiguillage optique fibré

## 4.4.2. Comparaison de phase

Comme expliqué au chapitre 3.1.2, l'électronique permettant de faire la comparaison de phase est constituée d'une électronique de transposition de fréquence, d'un phasemètre et d'une détection synchrone. La Figure 4-20 présente le système complet.

Le phasemètre utilisé dans la partie détection est un « ou exclusif » filtré passe bas à 80 kHz. Il fournit une tension linéaire en fonction du déphasage des signaux. L'enregistrement de la tension de sortie du phasemètre tout en variant la longueur de la voie de mesure avec l'aiguillage arrêté, est présenté sur la Figure 4-21. La sortie du phasemètre est maximale lorsque le déphasage est nul et minimal lorsque le déphasage est de  $\pi$ . Cette réponse n'est pas utilisable pour T2M, puisque la fonction de comparateur de phase n'est pas remplie autour de la phase nulle. Pour être sûr de bénéficier du fonctionnement linéaire du phasemètre lorsque les signaux sont en phase, il suffit de déphaser avec un câble l'une de deux voies, d'environ  $\pi/2$  comme illustré sur la Figure 4-20.

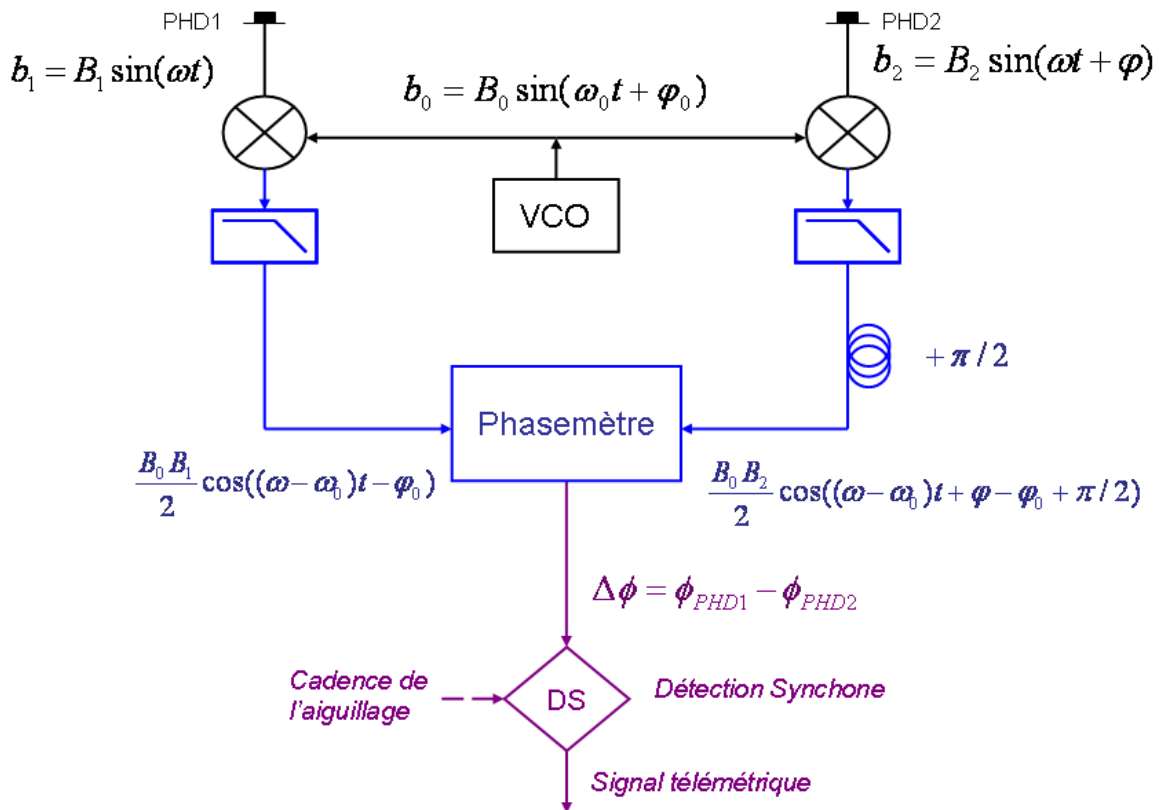


Figure 4-20 : système complet pour la comparaison de phase

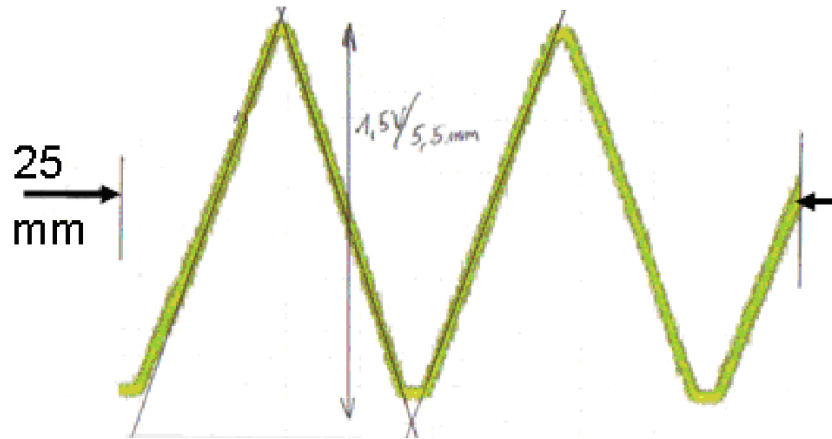


Figure 4-21 : Tension de sortie du phasemètre lorsqu'on varie la longueur de la voie de mesure. Ici le renversement périodique de l'aiguillage n'est pas activé

Le signal télémétrique à la sortie de la détection synchrone présente une forme de triangles tronqués lorsqu'on varie la longueur de la voie de mesure avec l'aiguillage en marche (voir Figure 4-22).

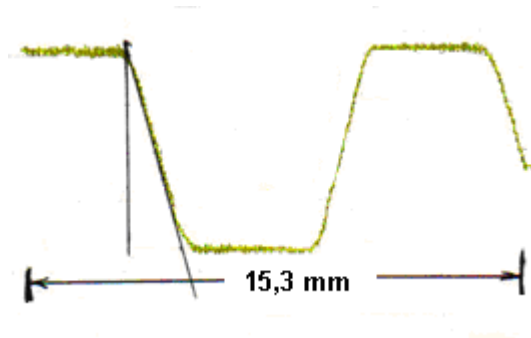


Figure 4-22 : Signal télémétrique lorsqu'on varie la longueur de la voie de mesure avec l'aiguillage en fonctionnement

Ces plateaux qui peuvent paraître inattendus s'expliquent aisément. Idéalement le déphasage fixe introduit par un câble plus long sur l'une des deux entrées du phasemètre est de  $\pi/2$ . Le signal à la sortie du phasemètre dans les deux sens de l'aiguillage est représenté par la Figure 4-23 à gauche. Si par contre le déphasage fixe n'est pas vraiment de  $\pi/2$ , alors nous attendons des triangles tronqués comme illustré sur la Figure 4-23 à droite :

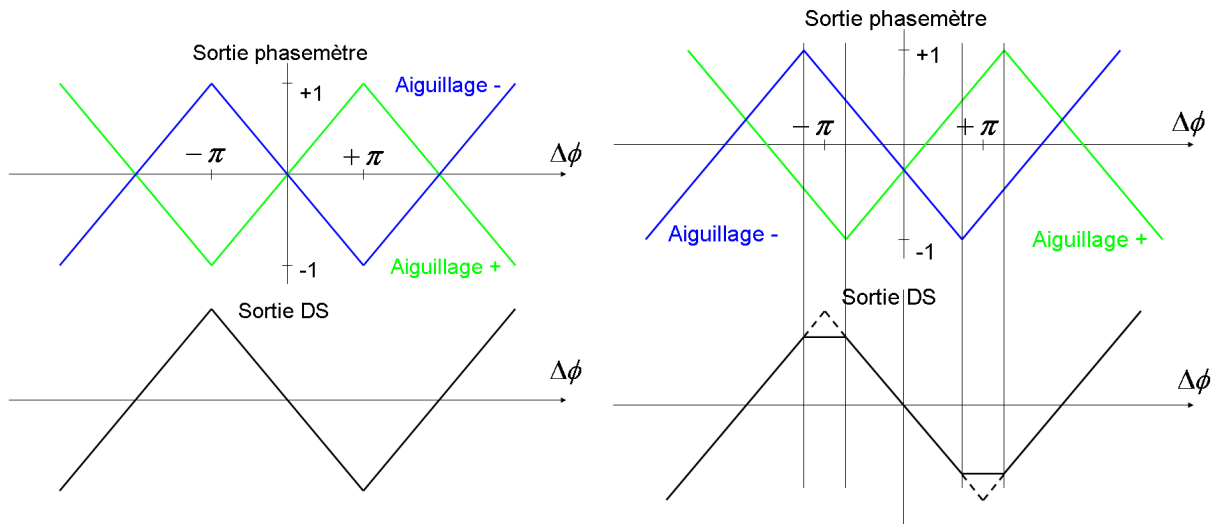


Figure 4-23 : Explication du comportement des signaux à la sortie de la DS. A gauche, le cas idéal d'un déphasage de  $\pi/2$  ; à gauche le cas réel d'un déphasage d'environ  $\pi/2$

Ces plateaux ne gênent en rien le fonctionnement du télémètre car en mode asservi il suffit d'une toute petite zone linéaire pour permettre l'accrochage. La tension à la sortie du phasemètre n'est pas 0 pour  $\Delta\phi = 0$ . Mais cela ne gêne pas le fonctionnement de la détection synchrone.

Le spectre du signal télémétrique est représenté sur la Figure 4-24, dans une configuration où le même faisceau est envoyé aux deux photodiodes, si bien que le bruit traduit exclusivement le bruit de l'électronique de détection. La courbe bleue a été mesurée en masquant une des deux voies de télémétrie et en dérégulant le contrôleur de polarisation de manière à ce que les deux photodiodes reçoivent le battement venant de la même voie télémétrique. Cette courbe se compare à la rose enregistrée en envoyant au phasemètre deux signaux 10 MHz issus du même synthétiseur. On constate que l'électronique composée du phasemètre et de la détection synchrone, a un plancher de bruit de  $2 \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$ . L'électronique HF augmente le bruit d'un facteur 10 (plancher à  $20 \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$ ). Néanmoins les photodiodes utilisées pour cette mesure (voir explication donnée au chapitre 5.1) étaient de bande passante (2 GHz) peu adaptée à des signaux de 13 GHz. Il est très probable qu'avec les photodiodes 20 GHz achetées par la suite, nous obtiendrons un plancher de bruit sensiblement meilleur.

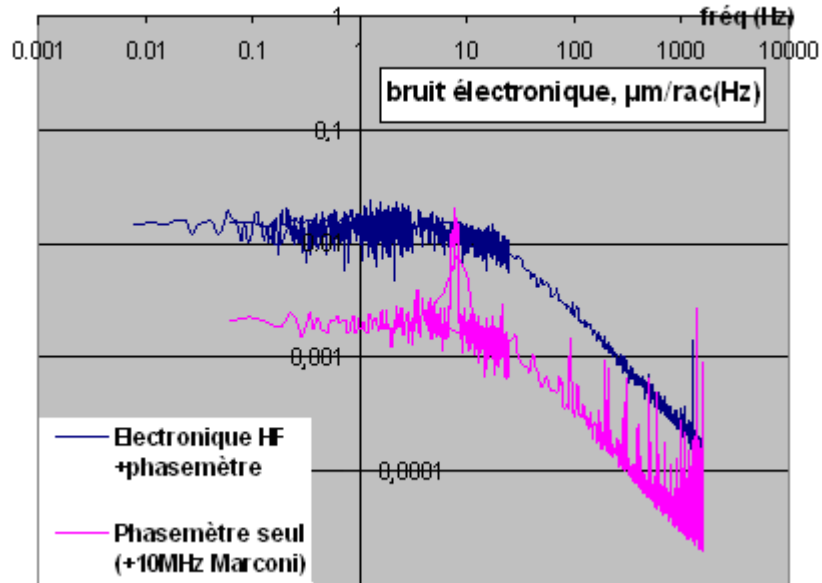


Figure 4-24 : Spectre de bruit du signal télémétrique

Enfin je tiens à faire remarquer la présence d'une électronique analogique dans le phasemètre de détection qui fournit une tension proportionnelle à l'amplitude rms du signal RF de l'une de ses deux entrées. Avec l'aiguillage optique, nous obtenons alternativement l'amplitude rms des signaux de chacune des deux voies de télémétrie. Envoyé à une détection synchrone travaillant à la fréquence de l'aiguillage, nous obtenons un signal qui nous renseigne sur la différence d'amplitude entre la voie de référence et la voie de mesure. Par la suite j'appellerai par « signal de différence d'amplitude » la sortie de cette détection synchrone (voir Figure 4-26).



## 4.5. Asservissement Télémétrique

Le signal télémétrique corrigé d'effets d'amplitudes (voir chapitre 5.1.1.2) est notre signal d'erreur pour l'asservissement dont le rôle est de maintenir une différence de phase nulle entre les ondes synthétiques qui correspondent aux deux voies de télémétrie. Comme expliqué au chapitre 4.3.1, l'asservissement télémétrique consiste donc à une contre-réaction sur le VCO. La Figure 4-26 présente le schéma global du télémètre T2M avec la source bi-mode.

L'électronique de l'asservissement télémétrique (présentée Figure 4-25) est constituée d'un montage intégrateur suivi d'un montage sommateur qui fournit un offset réglable manuellement. En boucle ouverte, cet offset permet de contrôler la tension de commande du VCO, à l'aide d'une résistance 10 tours. Ainsi on peut approcher finement le point d'asservissement. En boucle fermée, le signal de l'intégrateur vient s'ajouter à cet offset de manière à être toujours à 0 en sortie de détection synchrone. La diode à la sortie a pour but d'éviter d'appliquer de tensions positives sur le VCO. Le bruit sur le signal en boucle fermée est inférieur au  $nm/\sqrt{Hz}$  pour les fréquences allant de  $10^{-2}$  Hz à 10 Hz. Ainsi les mesures télémétriques ne devraient pas être limitées par cette électronique.

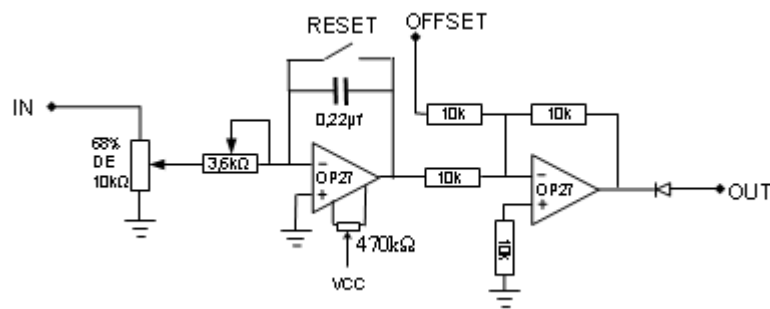


Figure 4-25 : Electronique de l'asservissement télémétrique

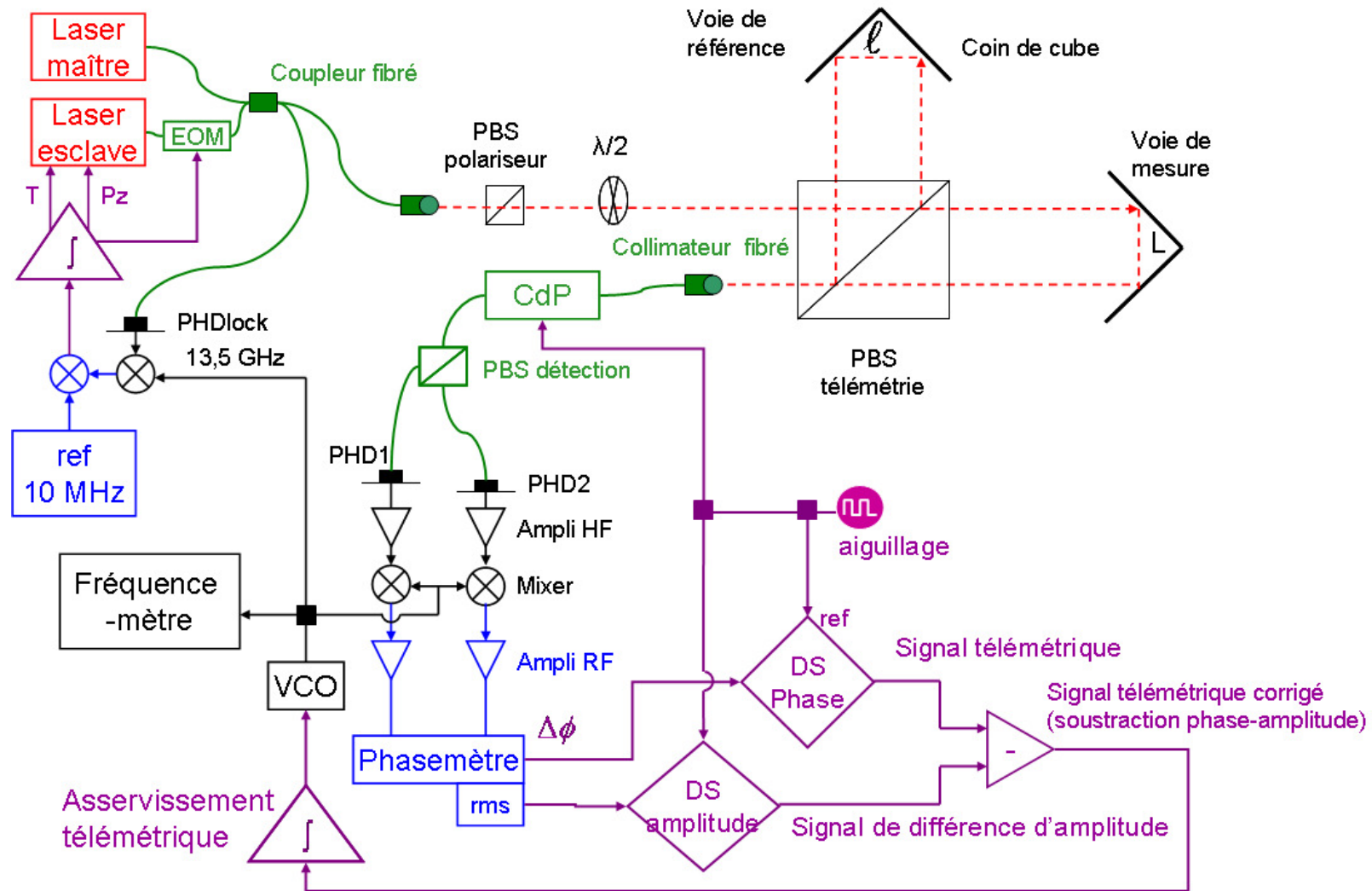


Figure 4-26 : Schéma du télémètre T2M avec la source bi-mode. CdP: contrôleur de polarisation. EOM: modulateur de phase électro-optique. DS: détection synchrone. VCO : oscillateur contrôlé en tension

## 4.6. Bilan

Dans ce chapitre, j'ai présenté l'équation reliant l'écart type sur la mesure de distance à la densité spectrale de bruit de phase de l'onde synthétique. Ainsi pour une mesure de distance du kilomètre avec une résolution de 10 nanomètres, la densité spectrale de puissance de bruit de phase doit être inférieure à  $10^{-10} \text{ rad}^2/\text{Hz}$  entre 10 Hz et 100 kHz pour ne pas limiter la mesure. J'ai aussi montré que le bruit thermique et le bruit de grenaille ne devraient pas nous poser de problème au dessus du niveau de  $1 \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

J'ai ensuite expliqué le travail de stabilisation mené pour asservir le battement de fréquence de deux lasers monomodes fibrés à 1,542  $\mu\text{m}$  sur la phase d'une référence à 10 MHz. Nous parvenons au bruit de phase visé sur une gamme de fréquence allant de 1 Hz jusqu'à 300 KHz : on atteint le plancher de bruit de l'électronique à  $3 \cdot 10^{-8} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$  entre 10 Hz et 20 kHz. Enfin le bruit reste de l'ordre de  $10^{-5} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$  entre 300 kHz et 1,5 MHz.

J'ai montré un aiguillage optique permettant d'éliminer les erreurs cycliques, composé d'un contrôleur de polarisation dynamique suivi d'un séparateur optique polarisant. Le pilotage rapide du contrôleur de polarisation permet de tourner séquentiellement les polarisations et ainsi d'échanger les rôles des deux voies télémétriques vis-à-vis des deux détecteurs.

Enfin j'ai présenté la mise en œuvre de la comparaison de phase de T2M et l'asservissement télémétrique. La caractérisation de ces électroniques montrent un plancher de bruit électronique de l'ordre du  $\text{nm}/\sqrt{\text{Hz}}$ .



## Chapitre 5. Résultats télémétriques du T2M

Ce chapitre a pour but de présenter les différents résultats télémétriques obtenus avec le T2M. Au cours de son développement, nous avons diagnostiqué différentes sources d'erreurs systématiques affectant la résolution et à l'exactitude du télémètre. J'ai montré dans les chapitres précédents, que le principal atout de T2M était le système d'aiguillage en polarisation permettant de soustraire toutes les erreurs statiques à l'échelle de temps du renversement de l'aiguillage. Nous allons ici décrire les conditions physiques nous éloignant du cas idéal. Dans ce chapitre, je présenterai nos travaux chronologiquement de manière à pouvoir suivre les évolutions du montage et montrer l'amélioration des performances du T2M.

### 5.1. Première version du T2M

La première version du montage a été réalisée avec pour objectif de valider le principe de fonctionnement énoncé au chapitre 3.1. La source utilisait le battement de deux lasers Nd-YAG monolithiques à 1,06  $\mu\text{m}$  asservi en phase par les contrôles thermique et piezoélectrique. Les photodiodes constituaient un point faible de cette première expérience :

- leur taux de retour était important (15 à 20% ; connectique FC/PC)
- leur bande passante spécifiée n'était que de 2 GHz et le signal délivré à 13 GHz était faible. Les connections électriques de même que leurs mises en boîtiers ont été faites avec les moyens d'électronique et de mécanique conventionnelles. Le blindage contre les rayonnements et la qualité des adaptations d'impédance étaient à l'évidence imparfaits.

Le schéma de ce montage est quasi identique à celui représenté sur la Figure 4-26. La seule différence concerne les lasers utilisés et l'absence de modulateur électro-optique dans la boucle de verrouillage en phase.

Avant d'exposer la stabilité du télémètre et la validation de son principe de fonctionnement, je décrirai les différentes sources d'erreurs systématiques ou de bruits rencontrés avec ce montage.

#### 5.1.1. Sources d'erreurs systématiques et de bruits identifiés

Les résultats présentés ici résultent d'une observation attentive des signaux du T2M dans différentes conditions de fonctionnement. Le premier montage n'étant pas optimisé, nous avons dû faire la part entre les différents effets et leurs contributions.

### 5.1.1.1. Offset de sortie de la détection synchrone et offset d'entrée de l'intégrateur de la boucle d'asservissement télémétrique

Un défaut de la détection synchrone est d'avoir éventuellement un offset en sortie qui se répercute directement sur la stabilité et l'exactitude du télémètre. Nous avons mesuré ces offsets et leurs stabilités sur des durées allant de 20h à 40h. La Figure 5-1 présente un exemple d'enregistrement.

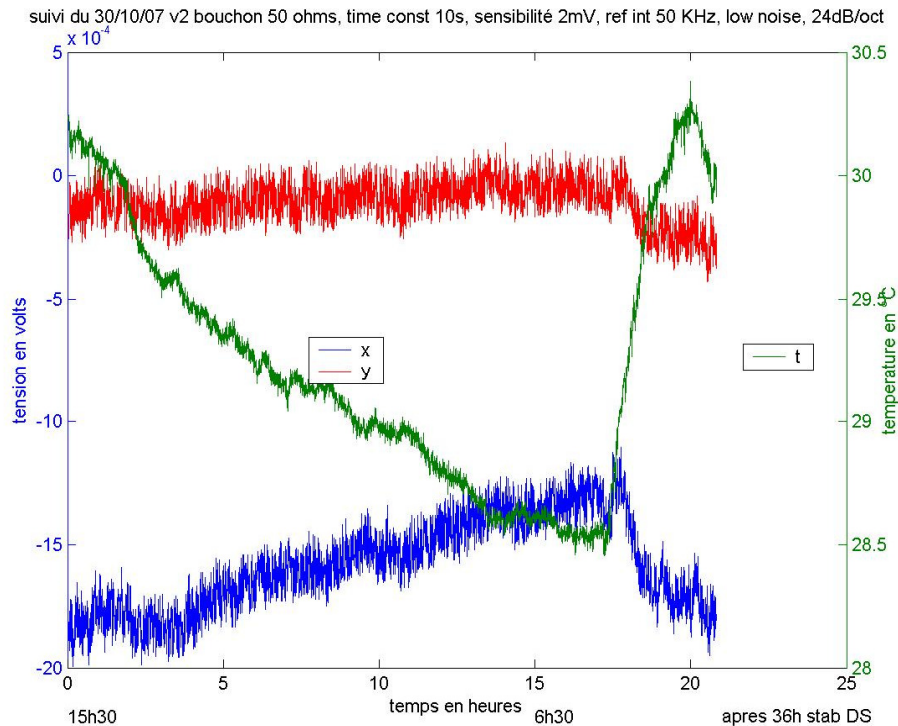


Figure 5-1 : Exemple de suivi des offsets de sortie d'une détection synchrone SR830 sur les voies X et Y en mesurant la température extérieure en parallèle

Ces offsets sont de l'ordre de quelques millivolts équivalent à moins de 100 nm. Nous avons constaté une dépendance de ces offsets avec la température ambiante de l'ordre de 15 nm/K. Hors effets thermiques, les variations d'offsets sont de l'ordre de 5 nm.

Un offset d'entrée de l'intégrateur décale le point d'asservissement télémétrique de la même façon qu'un offset de sortie de la détection synchrone. Cet offset va fausser la stabilité et l'exactitude de la mesure télémétrique. Sur notre montage nous avons pu le réduire à quelques centaines de  $\mu\text{V}$  ce qui, compte tenu d'une sensibilité de la détection synchrone de 10 mV, correspond à une dizaine de nm.

Une solution pour réduire ces deux erreurs est d'augmenter la sensibilité de la détection synchrone. Mais à long terme il est vraisemblable qu'une partie importante de l'électronique de traitement du signal, voire la totalité des fonctions basse fréquences et RF, sera réalisée par une électronique numérique, éliminant ainsi les défauts évoqués ci-dessus.

### 5.1.1.2. Couplage phase-amplitude dû au phasemètre

La mesure de différence de phase est réalisée par notre phasemètre présentant un couplage phase-amplitude de  $3 \cdot 10^{-3}$  radians (soit environ  $5 \mu\text{m}$ ) pour une différence d'amplitude de 10 %. Si le bilan de liaison est inégal entre les deux voies, alors la sortie du phasemètre sera affectée par une tension proportionnelle à la différence d'amplitude entre les deux voies. Cette erreur de mesure ne sera pas éliminée par l'aiguillage en polarisation car elle se renverse entre les deux sens de l'aiguillage.

Pour éliminer cette erreur, il est envisagé de remplacer le phasemètre analogique par un phasemètre numérique, où le problème du couplage phase-amplitude est absent, ou du moins se présente différemment. Une autre solution est de contrôler activement par une boucle d'asservissement la polarisation incidente sur le PBS de télémétrie. Sur la Figure 4-26, il faudrait remplacer le « PBS polariseur » par un contrôleur de polarisation, asservi de façon à annuler le signal traduisant la différence d'amplitude. Enfin la dernière solution est de corriger le signal télémétrique. En effet la mesure de l'amplitude des signaux électriques après la transposition de fréquence (sortie « RMS » du phasemètre) fournit un signal synchrone avec le signal de différence de phase du phasemètre. Une détection synchrone en mode A-B et la détermination du bon coefficient de soustraction permettent d'annuler ce défaut.

La Figure 5-2 illustre ce couplage phase-amplitude dû au phasemètre. Le signal A correspond à la sortie de la détection synchrone mesurant la différence de phase. Le signal B correspond à la sortie d'une détection synchrone recevant un signal d'amplitude RMS des signaux de l'une des deux entrées du phasemètre. La corrélation est évidente. La somme de ces deux signaux présente une stabilité de  $2 \mu\text{m}$  sur les temps longs et un bruit résiduel de  $3 \mu\text{m}$  crête-crête pour des temps de mesure allant de 1 à 10 s.

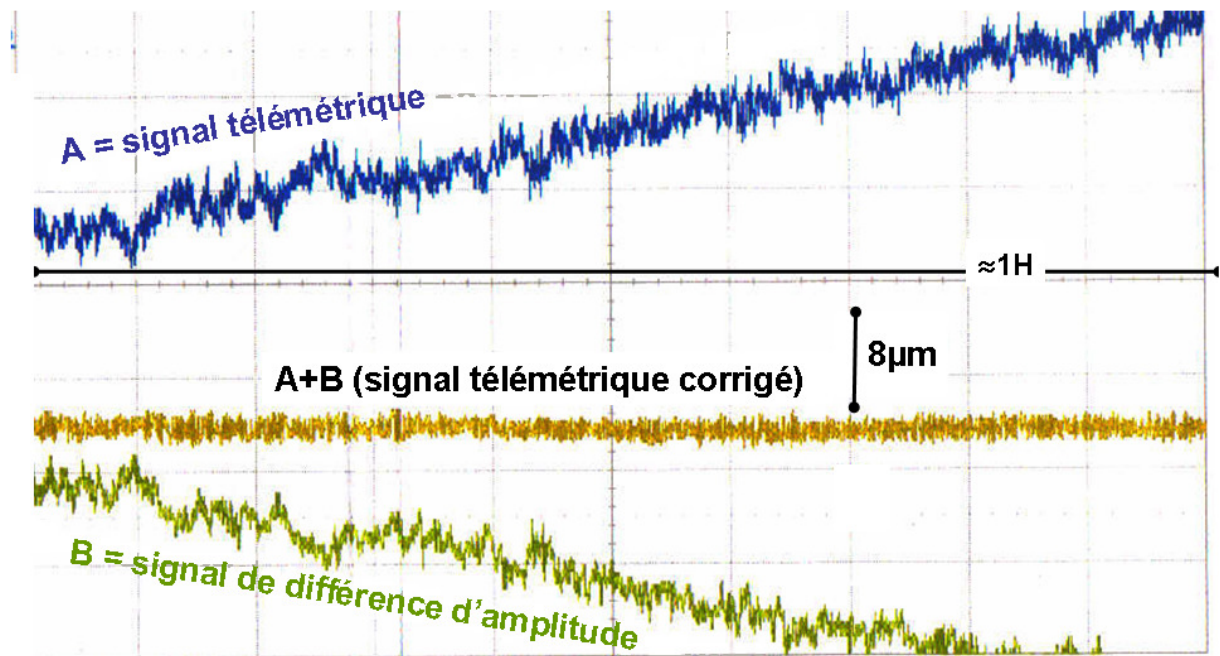


Figure 5-2 : Illustration du couplage phase-amplitude dû au phasemètre

Compte tenu du coefficient de couplage phase-amplitude, de la différence de longueur entre les deux voies de télémétrie et du bruit d'amplitude du battement, nous pouvons quantifier l'effet sur la phase. Ce calcul est assez proche de celui réalisé pour le bruit de phase au chapitre 4.2.1 à la différence qu'il s'agit ici de la densité spectrale de bruit d'amplitude et que

nous multiplions le tout par un coefficient de couplage phase-amplitude. Nous n'avons pas mesuré le bruit d'amplitude des lasers Nd-YAG. La Figure 5-3 présente le spectre de bruit d'amplitude du battement des lasers fibrés (RIN en  $1/\sqrt{\text{Hz}}$ ).

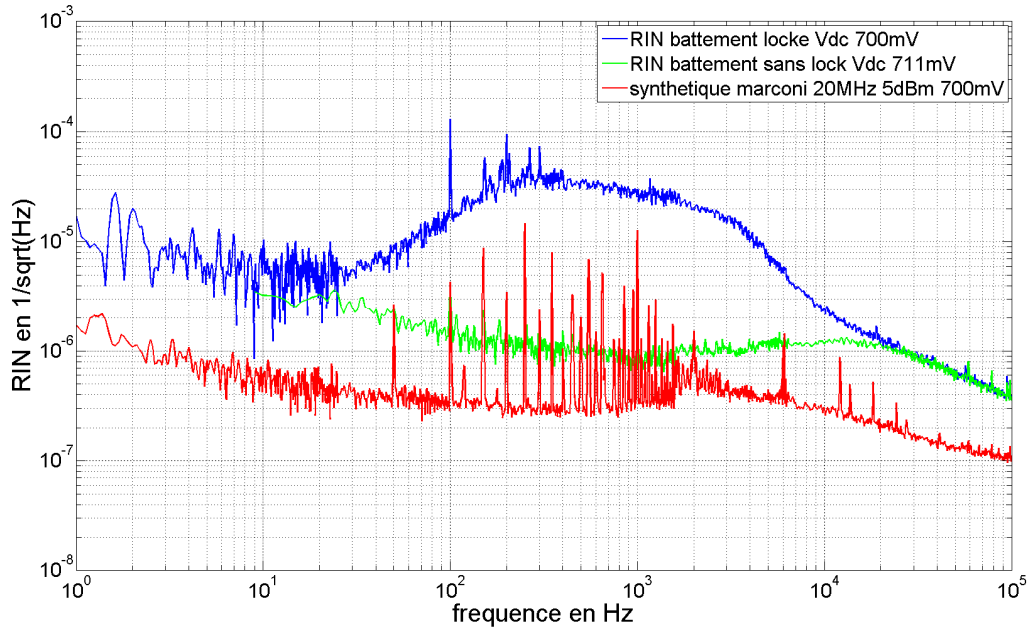


Figure 5-3 : spectre de bruit d'amplitude du battement non asservi et asservi. La courbe rouge présente le bruit d'amplitude obtenu avec deux signaux fournis par un synthétiseur électrique. Les courbes verte et bleue présentent le bruit d'amplitude respectivement sans et avec l'asservissement du battement

A notre grande surprise nous avons constaté que lorsque le verrouillage en phase du battement était actif, le bruit d'amplitude augmentait entre 30 Hz et 20 kHz. La cohérence entre la tension appliquée au piézoélectrique du laser (signal de correction) et le bruit d'amplitude du battement est voisine de 1 entre 100 Hz et 5 kHz. Nous ne connaissons pas l'origine de ce couplage, qui se produit vraisemblablement dans le laser esclave.

Pour des réglages de détection synchrone identiques à ceux expliqués au chapitre 4.2.1, un coefficient de couplage phase amplitude  $C_{\varphi A}$  de  $3 \cdot 10^{-3}$  radians pour une différence d'amplitude de 10 %, une densité spectrale de bruit d'amplitude  $\tilde{S}_A^{ssb}$  égale au carré du spectre de bruit donné par la courbe bleue de la Figure 5-3 et une mesure de différence de longueur de  $\Delta L = 2$  km, alors l'équation (5-1) prédit un écart type de bruit de phase de 0,2  $\mu\text{rad}$  soit environ 0,7 nanomètres pour  $F = 13,5$  GHz.

$$\sigma = C_{\varphi A} \sqrt{4 \int_0^{\infty} df \tilde{S}_A^{ssb}(f) \sin^2\left(\pi f \frac{\Delta L}{c}\right) |G_{pb}(j2\pi f)|^8} \quad (5-1)$$

Le spectre de bruit d'amplitude du battement asservi n'est pas suffisamment dégradé pour limiter nos applications.



### 5.1.1.3. Bruit de phase dû aux réflexions sur les photodiodes

Le bruit à court terme du signal télémétrique corrigé (courbe jaune sur la Figure 5-2) résulte d'interférences optiques dues à des réflexions entre les photodiodes fibrés (au standard FC/PC pour cet enregistrement) et le collimateur de détection (bien qu'il soit traité antireflet). Le taux de retour des photodiodes, mesuré à l'aide d'une lame mince s'élevait à -15 dB. Le PBS fibré de détection ne semble pas intervenir, du moins la spécification sur le taux de retour s'élève à -50dB. Un comportement interférentiel a pu être mis en évidence en chauffant les fibres de détection ou en changeant la longueur d'onde du laser maître. La phase du battement optique détecté est affectée par ces interférences et du fait de la biréfringence de la fibre, ces effets peuvent se renverser avec l'aiguillage en polarisation. Un traitement analytique de ces interférences sera présenté dans la partie 5.2.3. La réduction de ces interférences est primordiale pour obtenir la résolution souhaitée. Ces interférences peuvent être réduites par l'utilisation de photodiodes à faible taux de retour (standard FC/APC) et par l'ajout d'isolateurs optiques.

### 5.1.1.4. Couplage phase amplitude dû aux diaphonies

La présence d'une diaphonie induit une erreur cyclique sur la mesure de différence de phase et nous avons montré que cette erreur est éliminée par notre technique d'aiguillage en polarisation (voir chapitre 3.1.2). Mais le raisonnement faisait l'hypothèse implicite que l'amplitude des signaux était la même dans les deux signes de l'aiguillage. La Figure 5-4 montre que le décalage de phase induit par une diaphonie est fonction de l'amplitude du signal. Le décalage de phase ne peut donc pas être totalement soustrait si l'amplitude du signal diffère dans les deux signes de l'aiguillage.

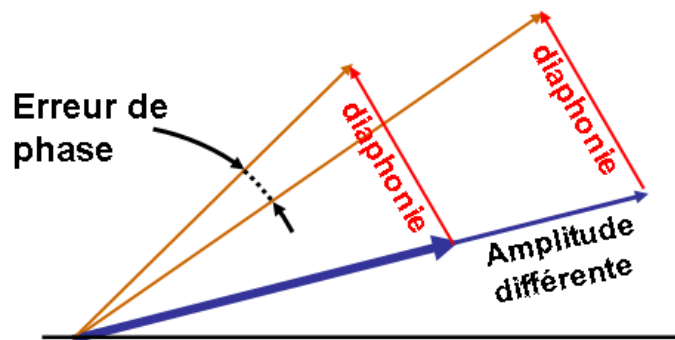


Figure 5-4 : couplage phase-amplitude dû à une diaphonie et à une différence d'amplitude des signaux dans les deux sens de l'aiguillage

Au chapitre 5.1.1.2 nous avons indiqué que le problème de couplage phase-amplitude lié au phasemètre pouvait être éliminé par soustraction, en exploitant la mesure de l'amplitude RMS des signaux d'une des entrées du phasemètre. On pourrait penser qu'il en est de même pour le couplage phase-amplitude lié à une diaphonie. D'ailleurs, lorsqu'on ajuste le coefficient de la soustraction, on choisit le coefficient qui permet d'éliminer la somme des deux effets, sans distinguer l'un de l'autre. Mais notre télémètre doit pouvoir travailler à différentes fréquences, sur une gamme lui permettant au moins de déterminer l'entier K (expliqué au chapitre 3.1.1). Or le schéma de la Figure 5-4 n'est valable que pour une fréquence donnée : à une autre fréquence, la diaphonie aura une autre phase (voire une autre amplitude). On ne peut donc espérer que la soustraction soit efficace pour toutes les fréquences.

Pour réduire cette erreur on peut intervenir à deux niveaux :

- égaliser l'amplitude des signaux entre les deux voies notamment, en améliorant l'extinction de l'aiguillage (voir ci-dessous) puis en asservissant à zéro le résidu par contrôle de la polarisation incidente sur le PBS Télémétrie
- réduire au maximum l'amplitude de ces diaphonies

#### 5.1.1.5. Défaut d'extinction du contrôleur de polarisation

Un réglage imparfait du contrôleur de polarisation entraîne un adressage imparfait des signaux optiques : une photodiode recevra en majeure partie le signal optique qui a parcouru une des deux voies de télémétrie mais aussi une petite partie du signal optique qui aura parcouru l'autre voie. Il résulte de ce mélange une interférence du même type que celle obtenue dans un interféromètre de Michelson. Celle-ci va évoluer à différentes échelles de temps du fait de la turbulence de l'air, des vibrations acoustiques et des dérives thermiques. L'amplitude de ces variations est donnée par la racine carrée du défaut d'extinction de l'aiguillage. Le défaut d'extinction de l'aiguillage correspond au rapport de l'intensité arrivant sur une photodiode dans les deux signes de l'aiguillage lorsque l'une des deux voies de télémétrie est masquée. C'est de cette façon que nous réglons le contrôleur de polarisation : on ajuste les tensions de commande du contrôleur de manière à obtenir les meilleures extinctions pour les deux voies de télémétrie et pour les deux photodiodes.

Expérimentalement nous avons observé un comportement différent du défaut d'extinction du contrôleur de polarisation suivant le type de zéro de différence de phase. En effet la sortie du phasemètre a la même valeur dans les deux sens de l'aiguillage lorsque :

- Les signaux optiques sont en phase. On les appellera par la suite les « bons zéros » ou zéro « + ». C'est le cas, où  $\Delta L = K\Lambda$  avec  $K$  entier, que nous évoqué jusqu'ici.
- Les signaux sont en opposition de phase : la phase relative entre les deux signaux est de  $\pi$  et passe de  $\pi$  à  $-\pi$  dans les deux sens de l'aiguillage ce qui ne change rien à la sortie du phasemètre. On les appellera par la suite les « mauvais zéros » ou zéro « - ».

C'est le cas où  $\Delta L = (K + \frac{1}{2})\Lambda$

Dans le principe les mauvais zéros pourraient tout aussi bien servir aux mesures télémétriques. Cependant le bruit du fait du mauvais réglage du contrôleur de polarisation, s'avère très différent pour les bons et les mauvais zéros, comme cela est illustré sur la Figure 5-5.

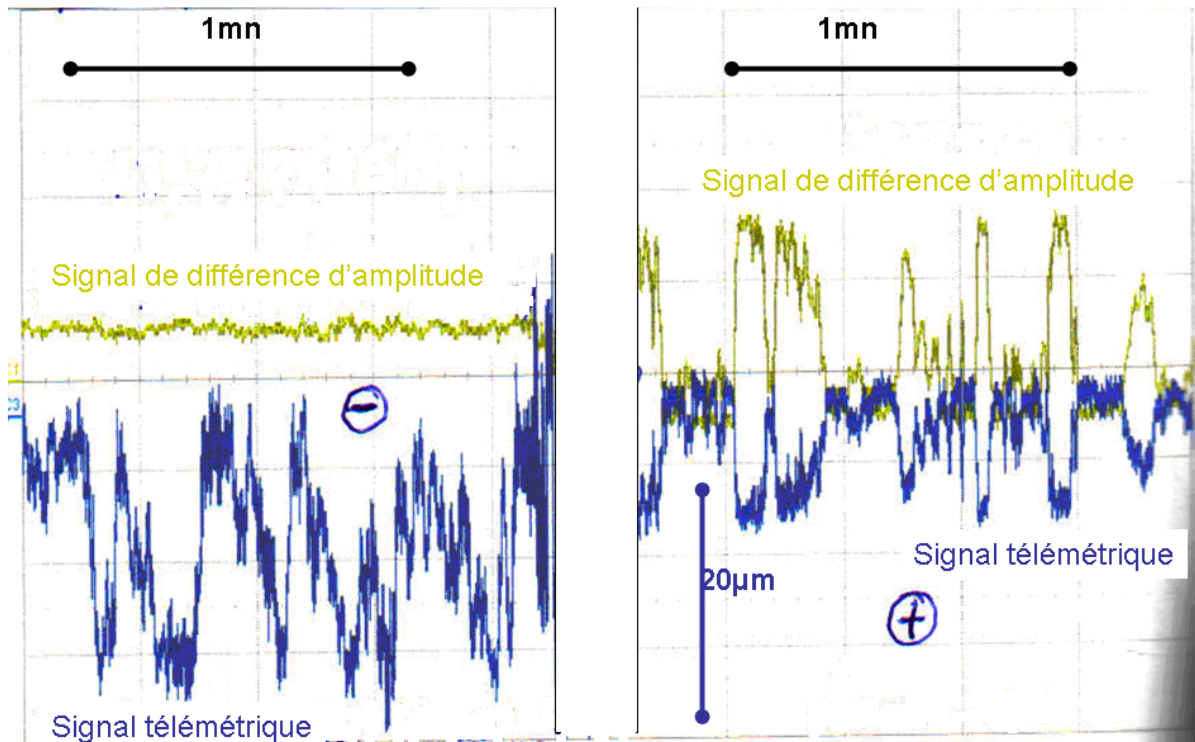


Figure 5-5 : Signaux de sortie des DS de phase (signal télémétrique en bleu) et d'amplitude (signal en jaune) pour les bons zéros (à droite) et les mauvais zéros (à gauche)

Le signal jaune est le signal de différence d'amplitude. Le bruit d'amplitude est très faible sur les zéros « - » comparés au bruit sur les zéros « + ».

Par contre le bruit sur le signal télémétrique est plus grand sur les zéros « - » que sur les zéros « + ». Enfin le bruit du signal télémétrique est totalement corrélé au bruit d'amplitude sur les zéros « + ». Une soustraction des effets semble possible dans ce cas.

Le comportement très différent en amplitude peut s'expliquer par un modèle simple. On calcule l'interférence du battement ayant parcouru la voie de référence  $\ell$  avec celui ayant parcouru la voie de mesure  $L$ . Si on suppose une interférence totale pour simplifier alors sur une photodiode, on a la somme des champs et sur l'autre la différence.

On détecte sur PHD1 l'intensité, avec  $\lambda_0 = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$  :

$$\begin{aligned}
 & 1 - \cos\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\Lambda}\right)\right)\cos\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\Lambda}\right) + 2\pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right) && \text{(DC)} \\
 & + 2\cos\left(2\pi F\left(t - \frac{L+\ell}{2c}\right)\right)\sin\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right)\sin\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\Lambda}\right) + \pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right) && \text{(HF)}
 \end{aligned} \tag{5-2}$$

Et sur PHD2, on obtient :

$$\begin{aligned}
 & 1 + \cos\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\Lambda}\right)\right)\cos\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\Lambda}\right) + 2\pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right) \\
 & + 2\cos\left(2\pi F\left(t - \frac{L+\ell}{2c}\right)\right)\cos\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right)\cos\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\Lambda}\right) + \pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right)
 \end{aligned} \tag{5-3}$$

On ne s'intéresse ici qu'à la différence de comportement de l'amplitude de la partie HF sur les bons et les mauvais zéros.

**Bons zéros:**  $\Delta L = L - \ell = K\Lambda$ .

$$2\sin\left(\pi\left(\frac{\Delta L}{\lambda_0}\right)\right)\sin\left(K\pi + \pi\left(\frac{\Delta L}{\lambda_0}\right)\right) = 2(-1)^K \sin^2\left(\pi\frac{\Delta L}{\lambda_0}\right) \text{ sur PHD1,}$$

$$2\cos\left(\pi\left(\frac{\Delta L}{\lambda_0}\right)\right)\cos\left(K\pi + \pi\left(\frac{\Delta L}{\lambda_0}\right)\right) = 2(-1)^K \cos^2\left(\pi\frac{\Delta L}{\lambda_0}\right) \text{ sur PHD2,}$$

Au gré des fluctuations de la phase interférométrique, l'amplitude des signaux détectés va varier. Et ces variations d'amplitudes sont anticorrélées entre les deux photodiodes : lorsque l'amplitude augmente sur PHD1 par exemple, elle diminue sur PHD2. Avec l'aiguillage ces variations, anticorrélées, vont être échangées. On verra sur le signal de différence d'amplitude des variations fonctions de la phase interférométrique.

**Mauvais zéros:**  $\Delta L = (K + 1/2)\Lambda$ . Alors l'amplitude est

$$2\sin\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right)\sin\left(K\pi + \pi/2 + \pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right) = 2(-1)^K \sin^2\left(\pi\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right) \text{ sur PHD1}$$

$$2\cos\left(\pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right)\cos\left(K\pi + \pi/2 + \pi\left(\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right)\right) = -2(-1)^K \sin^2\left(\pi\frac{L-\ell}{\lambda_0}\right) \text{ sur PHD2}$$

La aussi, l'amplitude des signaux détectés va varier avec les fluctuations de la phase interférométrique. Mais dans ce cas, ces variations sont corrélées sur les deux photodiodes : lorsque l'amplitude augmente sur PHD1 par exemple elle augmente aussi sur PHD2. Avec l'aiguillage, ces variations vont être échangées. Mais comme elles sont symétriques sur les deux voies, cela n'affectera pas l'amplitude des signaux. C'est bien ce comportement que l'on retrouve sur les zéros « - » de la Figure 5-5. Le signal jaune est pratiquement sans bruit.

L'origine de l'excès de bruit du signal télémétrique sur les zéros « - » s'explique par les diaphonies. J'ai montré au chapitre 3.1.2 qu'une diaphonie affectant l'une des deux voies de détection était éliminée par notre aiguillage pour des vrais zéros. Cette suppression n'existe pas dans le cas des mauvais zéros, comme il est illustré sur la Figure 5-6.

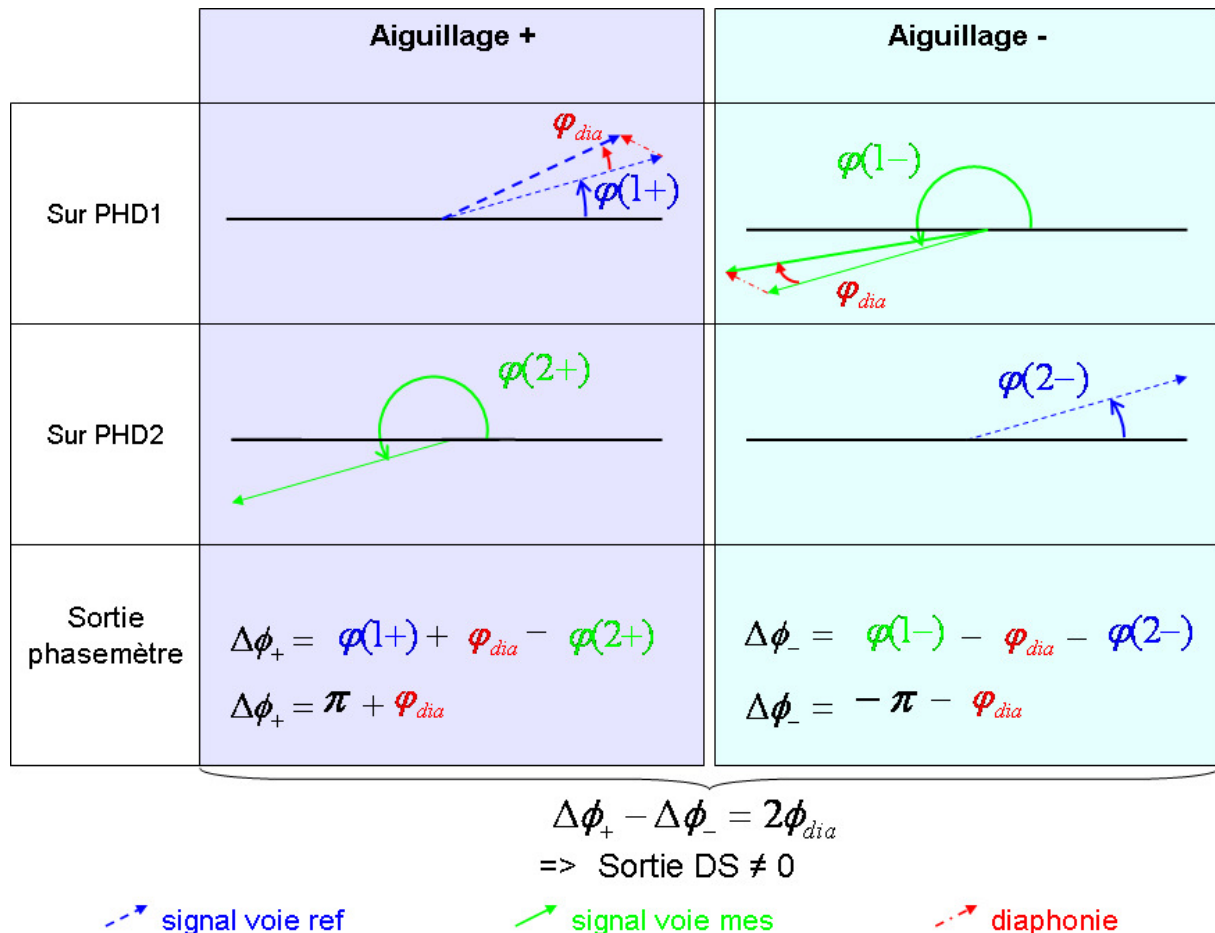


Figure 5-6 : comparaison de phase avec l'aiguillage dans le cas d'un mauvais zéro

La diaphonie ajoute une phase  $\varphi_{dia}$  supplémentaire dans le cas de l'aiguillage « + » et l'enlève dans le cas de l'aiguillage « - ». Comme expliqué sur la Figure 5-6, la diaphonie va donc contribuer pour  $\varphi_{dia}$  au signal télémétrique ( $\frac{\Delta\phi_+ - \Delta\phi_-}{2}$ ). Le bruit observé sur la Figure 5-5 (gauche) tient en fait à :

- la valeur élevée de diaphonies (plusieurs  $10^{-3}$  radian) sur ce montage où les photodiodes des détections (Thorlabs FGA 04) étaient très mal blindées et recevaient en partie le signal émis par la photodiode de verrouillage en phase (New Focus 1417). Les trois photodiodes ont été par la suite remplacées par les photodiodes (EM4 169-03), bien plus satisfaisantes à tous égards.
- Au fait que  $\varphi_{dia}$  varie au cours du temps, notamment si les objets sont déplacés à proximité (<1,50 m) des photodiodes ou si les expérimentateurs présents se déplacent.

Les mauvais ou les bons zéros sont donc, respectivement, la situation que l'on choisira si on souhaite mettre en évidence, ou au contraire éliminer, l'effet des diaphonies sur le signal télémétrique.

En travaillant sur un bon zéro, le défaut d'extinction du contrôleur de polarisation est donc source, du fait du couplage phase-amplitude du phasemètre, d'une instabilité du signal télémétrique qu'il faut retrancher par le signal de différence d'amplitude. Le défaut d'extinction n'est pas facile à minimiser dans le cas de l'utilisation du contrôleur de

polarisation fibré, car les actuateurs piezo n'arrivent à un réglage stable que lentement : après un premier réglage grossier, des dérives significatives se produisent, qui se poursuivent pendant plusieurs heures. Ce n'est qu'après plus de 24 heures qu'un état stable peut être atteint, si la température ambiante est stable.

### 5.1.2. Détermination du nombre entier de longueurs d'onde synthétique

T2M repose sur une première étape où l'on cherche à déterminer l'entier  $K$  de longueurs d'onde synthétique séparant les deux voies. On asservit une première fois le signal télémétrique à 0 et on mesure la fréquence  $F_1$  du battement qui permet d'avoir une différence de phase nulle. On va ensuite asservir le signal télémétrique sur le zéro suivant et on mesure la fréquence  $F_2$  du battement. Les valeurs  $F_1$  et  $F_2$  permettent de lever l'ambiguïté sur la valeur de l'entier  $K$  (équation (3-3)). Avec ce premier montage, nous avons vérifié qu'avec les différentes fréquences du battement permettant d'être à différence de phase nulle ( $F_1, F_2, F_3, \dots, F_{10}$ ), la valeur calculée de  $K$  était bien entière et qu'il n'y avait pas d'ambiguïté sur sa valeur : l'écart à l'entier  $K$  reste de l'ordre de 0,1, comme illustré Figure 5-7.

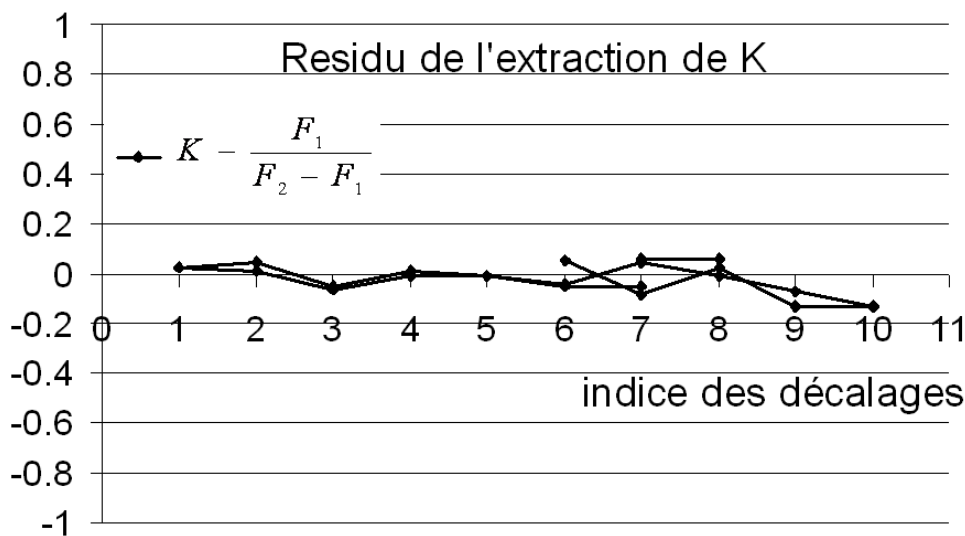


Figure 5-7 : Résidu de l'extraction de la valeur de l'entier  $K$ , dans une mesure portant sur un trajet de 2x4m

On s'attend ensuite à ce que la mesure télémétrique soit cohérente entre les différents points de mesure c'est-à-dire que  $\Delta L = K \frac{c}{F_1} = (K + 1) \frac{c}{F_2} = (K + 2) \frac{c}{F_3} = etc .$

La Figure 5-8 représente ces points qui s'étalent sur une dizaine de microns pic-pic. Les barres d'erreurs en rose sont obtenues avec +/- l'écart type sur la mesure de fréquence. Ces écarts types étaient très variables. Le bruit se dégradait de façon très claire sur certains zéros du fait d'une soustraction phase-amplitude nettement et systématiquement moins efficace. Cela s'explique par le fait que le réglage du coefficient de soustraction phase-amplitude a été fait une unique fois sur un des zéros. Ce coefficient dépend du couplage phase-amplitude du

phasemètre mais aussi du couplage phase-amplitude dû aux diaphonies (voir chapitre 5.1.1.4). Or la diaphonie n'est pas identique pour toutes les fréquences des zéros. Sa phase et son amplitude sont fonction de la fréquence du signal, la distance entre l'émetteur (vraisemblablement PHDlock) et le récepteur (PHD1) étant de l'ordre du mètre. Le coefficient de soustraction phase-amplitude déterminé initialement pour un des zéros ne peut pas être approprié pour tous les autres zéros de différence de phase.

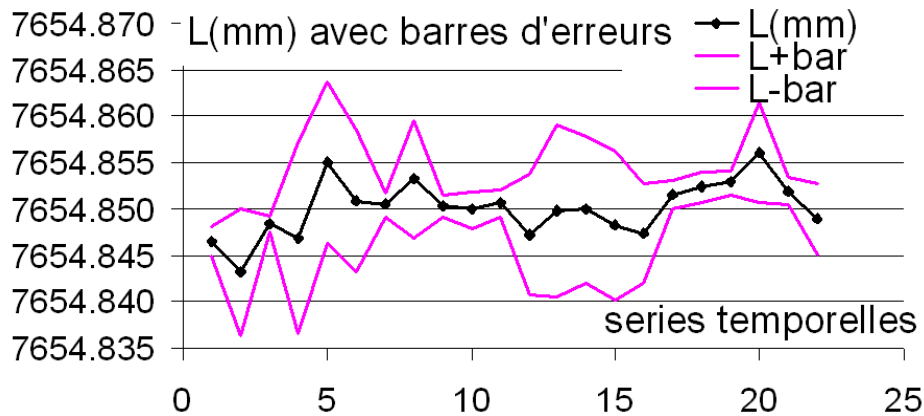


Figure 5-8 : Cohérence de la mesure de longueur pour les fréquences successives d'asservissement du zéro de différence de phase

### 5.1.3. Stabilité de la mesure de distance

Nous avons fait un long enregistrement de la fréquence du battement asservi sur un zéro (voir Figure 5-9). On distingue sur la figure :

- un bruit aux courtes échelles de temps (quelques secondes)
- des dérives à des échelles de temps de 1000s et plus

Le bruit aux temps courts est sûrement dû aux réflexions par les photodiodes. De plus ce bruit compliquait l'identification des effets systématiques et à ce moment les dérives nous ont paru compatibles avec des dilatations thermiques de la table ou au dérèglement du contrôleur de polarisation.

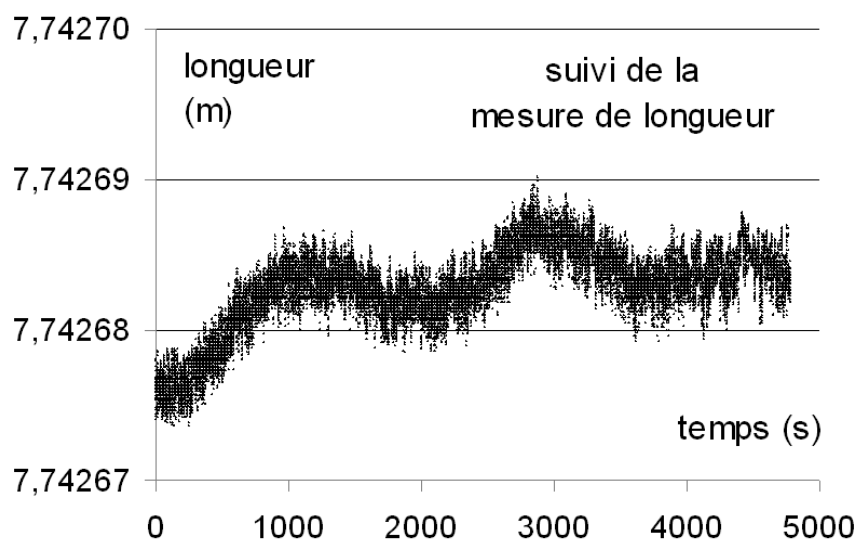


Figure 5-9 : enregistrement de la fréquence du battement asservi sur un « bon » zéro

La déviation d'Allan de ce suivi présenté Figure 5-10, montre deux bosses caractéristiques. Celle à courte échelle de temps (entre 0.1 et 10s) représente le bruit dû au retour optique des photodiodes et du collimateur fibré de la partie détection. La dérive long terme se traduit sur la déviation d'Allan par la seconde bosse entre 100 et 1000 secondes.

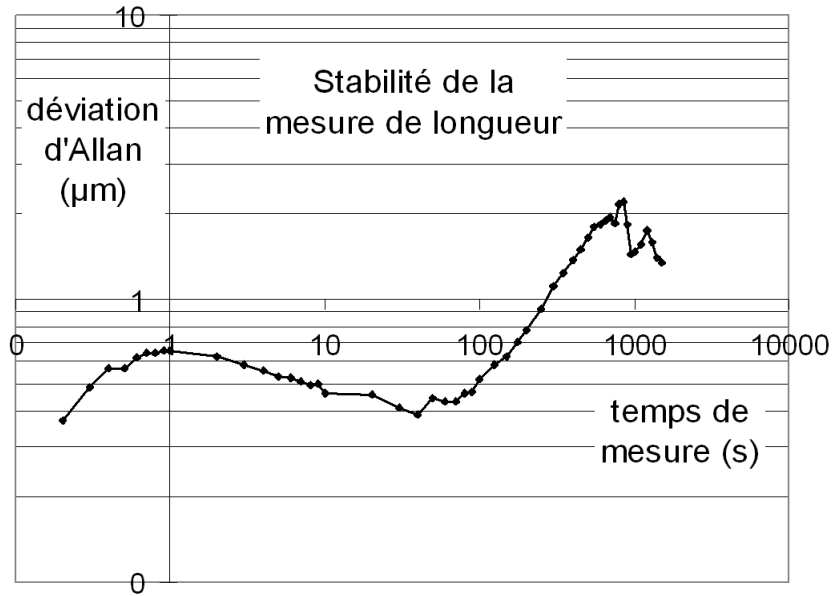


Figure 5-10 : Déviation d'Allan de la mesure télémétrique donnée Figure 5-9

Ces premiers résultats ont fait l'objet d'une publication [51].



## 5.2. Deuxième version du T2M

Pour résoudre les problèmes identifiés dans la première version de T2M, nous avons fait l'acquisition de photodiodes fibrées rapides (20 GHz) de la marque EM4. Ces photodiodes sont connectées au standard FC/APC et présentent un taux de retour inférieur à -30 dB. Nous avons fait l'acquisition d'isolateurs optiques fibrés double étage que nous avons placés entre le PBS de détection et les photodiodes pour limiter les retours optiques.

### 5.2.1. Observations d'erreurs systématiques

Les photodiodes EM4 et les isolateurs optiques ont effectivement amélioré la résolution du signal télémétrique. Cette amélioration nous a permis de remarquer la présence d'erreurs systématiques dues au couplage de plusieurs effets dans le montage optique. Pour les identifier, nous avons utilisé deux méthodes différentes :

- nous chauffons la platine du coin de cube de la voie de mesure : nous utilisons la déformation de la monture pour faire des déplacements de l'ordre de quelques longueurs d'onde optique (voir Figure 5-11).
- nous changeons la longueur d'onde du laser maître tout en gardant le battement des deux lasers verrouillé. Dans le cas idéal nous ne devrions voir aucune variation du signal télémétrique.

Balayer la longueur d'onde du laser maître, nous a permis d'identifier des effets d'interférences multiples. Nous savons grâce à la documentation technique que nous déplaçons la fréquence du laser maître de 4 GHz/ °C et nous marquons, par des pics sur le signal télémétrique, ces changements de 1°C de la commande thermique. Nous voyons apparaître sur le signal télémétrique, représenté par la courbe verte sur la Figure 5-12, des oscillations à différentes fréquences et amplitudes. Ces oscillations traduisent la présence de plusieurs cavités.

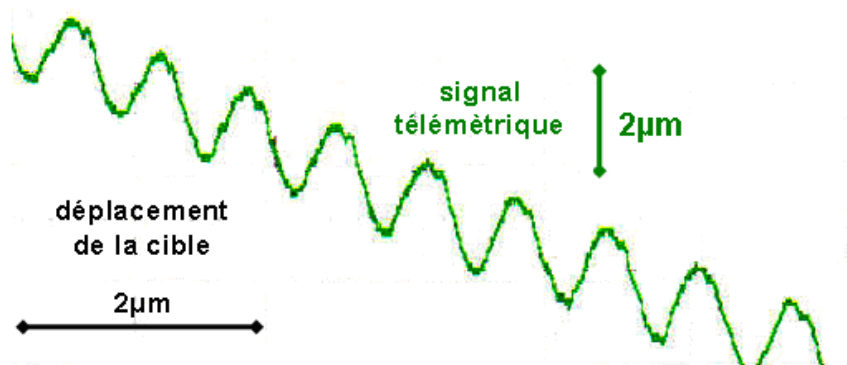


Figure 5-11 : Mise en évidence d'un effet systématique sur le signal télémétrique en variant la longueur de la voie de mesure. Sans défaut on attend une variation linéaire du signal télémétrique

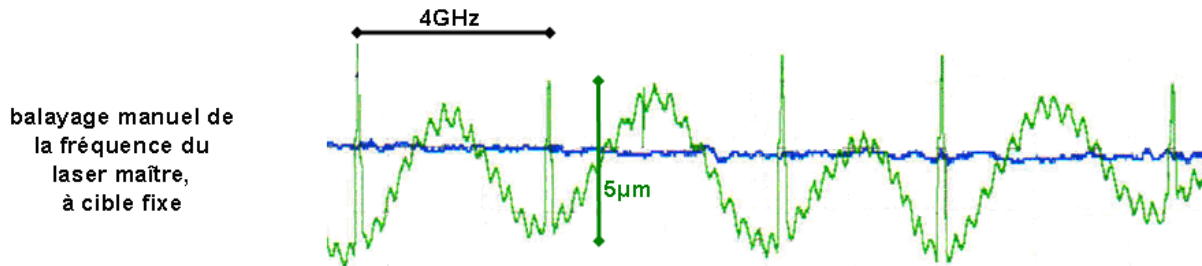


Figure 5-12 : Mise en évidence d'un effet systématique sur le signal télémétrique en balayant la longueur d'onde du laser maître tout en maintenant asservi le battement

La principale erreur systématique provient de réflexions parasites dans le PBS de télémétrie. On constate lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser maître une oscillation de  $5 \mu\text{m}$  crête-crête et d'Intervalle Spectral Libre (ISL) d'environ 4 GHz. Cet ISL correspond à une cavité dont la longueur est de 37,5 mm dans le vide ou 25 mm si on considère un effet d'étalon dans une lame de verre à faces parallèles. C'est effectivement la taille de notre PBS cube. Cette optique n'est vraiment pas adaptée pour notre télémètre car avec les coins de cube, il peut engendrer jusqu'à 6 effets de cavité.

On constate sur notre enregistrement la présence d'un autre ISL plus petit. Il correspond à une cavité dont la longueur est de 56 cm dans le vide. Il est probable que le PBS cube de télémétrie soit là encore impliqué car aucun des deux effets ne subsiste sur le montage où il a été remplacé par une optique à  $45^\circ$  (voir chapitre 5.3.3).

Notons enfin que pour mesurer le taux de retour optique des photodiodes mais aussi éliminer ces faisceaux, nous avons placé un circulateur fibré placé entre le collimateur de détection et le contrôleur de polarisation. Cette optique a entraîné la présence d'une erreur systématique d'amplitude  $5 \mu\text{m}$  crête crête et d'ISL dans le vide égal à 1,5 cm. Cet effet a été identifié en chauffant le circulateur et en observant le défilement des franges.

Bien que l'effet ait été éliminé en remplaçant l'optique (ici un cube séparateur) par une autre de forme différente, il reste à comprendre la nature de cette erreur sur la phase qui n'apparaît pas sur le signal de différence d'amplitude (courbe bleue sur la Figure 5-12). Nous allons étudier ci-dessous différentes situations où on peut mettre en cause une interférence.

### 5.2.2. Diaphonie optique : défaut d'extinction du PBS de télémétrie

Sur le schéma de la Figure 4-26, la séparation entre faisceau de référence et de mesure est réalisée par un cube séparateur de polarisation : deux demi-cubes sont assemblés après qu'un traitement polarisant ait été déposé sur une face diagonale. Que le choix se porte sur un cube séparateur ou sur une optique de type bi-prisme de Glan en calcite, il faut considérer la conséquence, sur les signaux détectés, de l'extinction finie du séparateur. Il a été rapporté [10] sous le nom de « polarisation crosstalk » que le mélange de polarisations est source d'un effet systématique sur les signaux de battement après recombinaison des deux faisceaux à leur retour des réflecteurs. L'analyse correcte de la situation est importante car il apparaît que si l'effet est effectivement important, la méthode expérimentale retenue pour T2M nous en prémunit.

Une polarisation incidente sur le PBS va être décomposée en deux faisceaux de polarisations linéaires croisées P et S : la polarisation P correspond au faisceau transmis ; la polarisation S

correspond au faisceau réfléchi perpendiculairement à la direction du faisceau incident. Les séparateurs de faisceaux polarisants sont vendus avec une spécification sur leur extinction en polarisation. Pour les cubes PBS, ces défauts sont de l'ordre de 1% et sont présents en transmission et en réflexion. Dans l'analyse que nous faisons ci-dessous, nous supposons pour simplifier que le PBS présente les caractéristiques suivantes :  $T_p=100\%$ ,  $R_p=0\%$ ,  $R_s=99\%$ ,  $T_s=1\%$ . La Figure 5-13 illustre ce comportement.

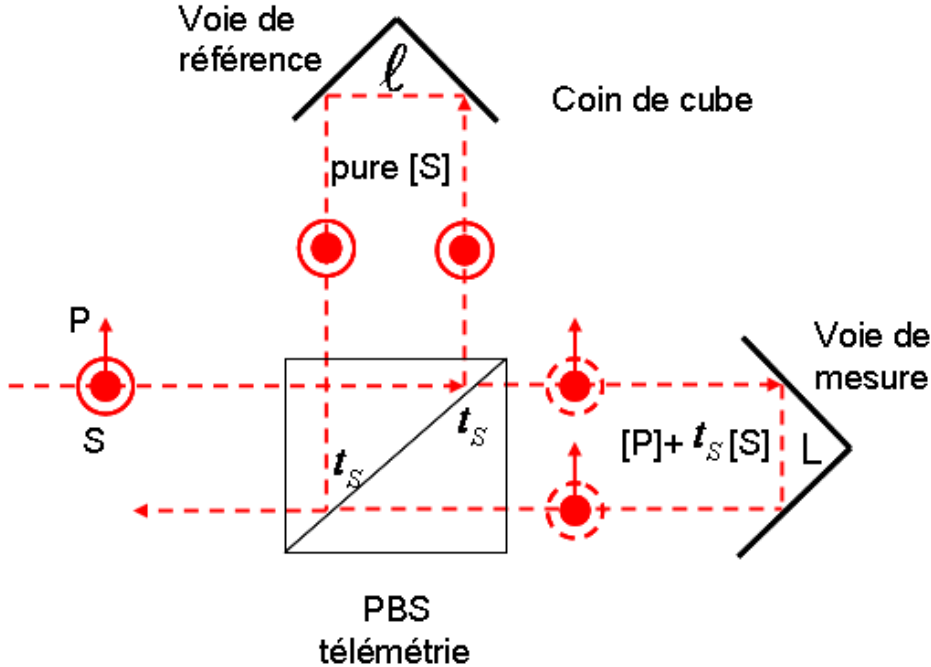


Figure 5-13 : Défaut d'extinction de polarisation des séparatrices optiques polarisantes (PBS)

Après réflexion sur des coins de cube, les faisceaux se recouvrent à la surface séparatrice du PBS. L'aiguillage en polarisation, supposé parfaitement réglé, va envoyer une des deux polarisations sur l'une des photodiodes de détection. L'intensité correspondant à la polarisation P détectée est  $\cos(\delta(t - \frac{L}{c}))$ . Par contre pour la polarisation S, il y a un mélange entre le faisceau qui s'est propagé sur la voie de référence et la petite fraction du faisceau qui s'est propagée sur la voie de mesure. L'intensité détectée, avec  $\omega_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}$ ,  $T_s = |t_s|^2$

et  $R_s = |r_s|^2$ , est égale à :

$$\begin{aligned}
 & |r_s|^4 \cos(\delta(t - \frac{\ell}{c})) + |t_s|^4 \cos(\delta(t - \frac{L}{c})) \\
 & + 2|r_s|^2 |t_s|^2 \cos(\omega_0 \frac{(L-\ell)}{c} + \psi) \left[ \cos(\delta \frac{(L-\ell)}{2c}) + \cos(\delta(t - \frac{L+\ell}{2c})) \right]
 \end{aligned} \tag{5-4}$$

où  $\psi$  est une phase optique liée au traitement déposé sur la surface séparatrice.

Au terme attendu  $\cos(\delta(t - \frac{\ell}{c}))$ , s'ajoutent deux contributions qui décalent la phase et faussent la mesure. La Figure 5-14 illustre dans le plan phase-amplitude, les contributions à une erreur sur la mesure télémétrique. Le dernier terme de l'équation (5-4), multiplié par  $\cos(\omega_0 \Delta L / c)$ , est dominant et oscille dès que la phase interférométrique varie.

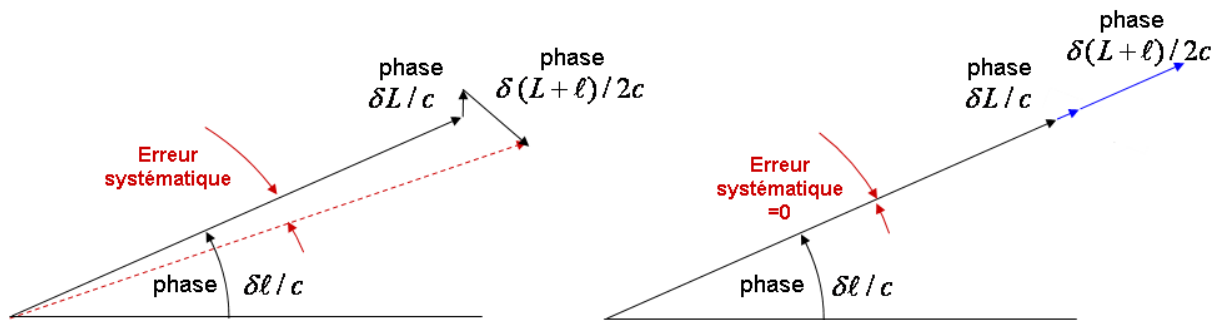


Figure 5-14: Illustration dans le plan phase amplitude des contributions pouvant entraîner une erreur sur la mesure télémétrique résultant des défauts d'extinctions en polarisation des PBS. La figure de gauche présente le cas général. La figure de droite présente le cas particulier pour T2M

Pour un défaut d'extinction de 1% dans le PBS, cette « diaphonie optique » se traduit par un vecteur dont la longueur atteint 2%, soit une erreur, dans notre cas, qui pourrait atteindre  $\pm 200 \mu\text{m}$ . Cette erreur est bien connue de toutes les équipes ayant utilisé une séparation en polarisation sur un montage télémétrique. L'équipe d'Yves Salvadé a proposé un moyen simple de rejeter ce systématique à l'aide d'une optique biréfringente en calcite [10]. Le facteur de réjection est estimé entre 10 et 100, ce qui ne semble pas être suffisant pour assurer une exactitude sub-micronique.

Il est important de noter que pour T2M, cette source d'erreur n'existe pas. Nous travaillons toujours à différence de phase nulle :  $\Delta\phi = \delta\Delta L/c = K2\pi$  avec K entier. Ainsi toutes les contributions parasites se trouvent être dans la même direction que le terme idéal, comme illustré sur la Figure 5-14. Travailler à différence de phase nulle permet d'être dans le cas particulier où l'erreur systématique de phase est nulle.

### 5.2.3. Effet étalon couplé à une biréfringence

Toute optique du montage dont les dioptries d'entrée et/ou de sortie sont perpendiculaires à la direction de propagation risque de créer un effet d'étalon. Une partie du faisceau, par réflexions successives sur les dioptries, va parcourir plusieurs fois l'épaisseur de cette optique et donc être déphasée par rapport au faisceau qui ne l'aura traversé qu'une seule fois. Lorsque le faisceau incident n'arrive pas à incidence normale sur l'optique, on peut mettre en évidence ces faisceaux réfléchis, comme illustré sur la Figure 5-15. Le décalage entre le faisceau directement transmis et les faisceaux réfléchis dépend de l'angle du faisceau incident, de l'épaisseur et de l'indice du milieu.

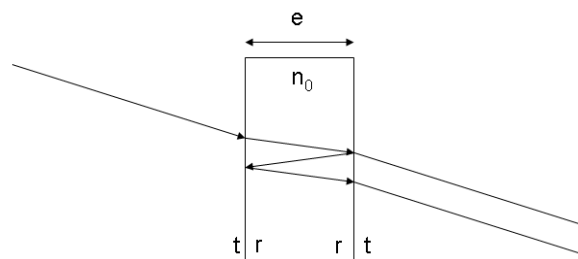


Figure 5-15 : Réflexions successives dans une lame à faces parallèles

Pour notre application, le déphasage acquis par les faisceaux réfléchis dans la lame peut fausser notre mesure télémétrique. On calcule l'intensité détectée sur une photodiode résultant de la somme d'un battement optique transmis directement avec celui s'étant réfléchi deux fois dans une optique d'épaisseur  $e$  et dont le coefficient de réflexion en intensité est  $|r|^2$  :

$$I \propto \cos\left(\delta\left(t - \frac{\ell}{c}\right)\right) + |r|^4 \cos\left(\delta\left(t - \frac{\ell + 2n_0e}{c}\right)\right) + 2|r|^2 \cos\left(\omega_0 \frac{2n_0e}{c}\right) \left[ \cos\left(\delta \frac{n_0e}{c}\right) + \cos\left(\delta\left(t - \frac{\ell + 2n_0e}{2c}\right)\right) \right]. \quad (5-5)$$

Ici le coefficient de transmission a été pris égal à 1 pour simplifier les expressions. Comme pour les défauts d'extinction du PBS (voir l'équation (5-4)), nous avons des contributions qui vont ajouter une erreur systématique de phase. Mais cette fois ces contributions ne seront pas en phase avec le terme principal, puisque  $n_0e$  est quelconque. De plus l'erreur systématique de phase dépend directement de l'indice et de l'épaisseur de l'étalon. Ainsi les variations thermiques ambiantes vont faire varier cette erreur systématique, particulièrement si une section de fibre optique est concernée.

Si l'effet d'étalon est vu par les deux polarisations correspondant aux deux voies de télémétrie, et que nous sommes sur un bon zéro, alors l'erreur systématique est la même sur les deux voies de détection. Si la variation de l'erreur systématique due aux variations thermiques se fait de manière bien plus lente que la cadence de l'aiguillage en polarisation alors on peut espérer que ces erreurs se soustraient à la sortie de la détection synchrone.

Par contre si l'effet d'étalon a lieu dans une optique présentant une biréfringence, alors l'erreur systématique ne sera pas la même sur les deux voies de télémétrie. Les deux polarisations ne verront pas le même indice. Les intensités détectées seront :

$$I_{ref} \propto \cos\left(\delta\left(t - \frac{\ell}{c}\right)\right) + |r|^4 \cos\left(\delta\left(t - \frac{\ell + 2n_0e}{c}\right)\right) + 2|r|^2 \cos\left(\omega_0 \frac{2n_0e}{c}\right) \left[ \cos\left(\delta \frac{n_0e}{c}\right) + \cos\left(\delta\left(t - \frac{\ell + 2n_0e}{2c}\right)\right) \right] \quad (5-6)$$

$$I_{mes} \propto \cos\left(\delta\left(t - \frac{L}{c}\right)\right) + |r|^4 \cos\left(\delta\left(t - \frac{L + 2n_e e}{c}\right)\right) + 2|r|^2 \cos\left(\omega_0 \frac{2n_e e}{c}\right) \left[ \cos\left(\delta \frac{n_e e}{c}\right) + \cos\left(\delta\left(t - \frac{L + n_e e}{c}\right)\right) \right]$$

Si l'effet d'étalon couplé à une biréfringence est en amont du contrôleur de polarisation alors les erreurs systématiques sur la phase optique vont se retourner avec l'aiguillage ce qui donnera lieu à une erreur systématique sur la mesure télémétrique. Cette erreur systématique peut être mise en évidence en changeant la fréquence optique moyenne des deux lasers.

D'après les formules précédentes on voit que le changement de la fréquence du laser maître, tout en gardant le battement asservi, va induire une oscillation de l'amplitude de l'erreur systématique dont la période est liée à l'épaisseur  $e$  de l'étalon. Si l'on connaît la variation de fréquence du laser maître que l'on a fait pour avoir une période de l'erreur systématique alors il est possible de calculer la longueur de la cavité impliquée dans l'effet d'étalon.

Si l'effet d'étalon est en aval du contrôleur de polarisation, alors les erreurs systématiques dues à cette cavité ne se retourneront pas avec l'aiguillage et seront donc éliminées (voir chapitre 3.1.2) même en présence d'une biréfringence.

Enfin si l'effet d'interférence considéré implique spécifiquement une des deux voies de télémétrie, alors l'effet d'étalon donnera une erreur systématique sur le signal télémétrique, indépendamment de toute biréfringence. C'est notamment le cas lorsqu'une interférence se produit entre deux faces exactement parallèles du PBS cube de télémétrie, comme nous l'avons observé au chapitre 5.2.1.

#### 5.2.4. Stabilité du montage

Après avoir essayé d'éliminer la plupart des effets systématiques, nous avons regardé la stabilité de notre télémètre en ayant tourné le PBS cube de télémétrie de 0,09 radians par rapport à l'incidence normale. Ce suivi est représenté Figure 5-16. Tourner le PBS permet de décaler les réflexions multiples du faisceau principal transmis directement.

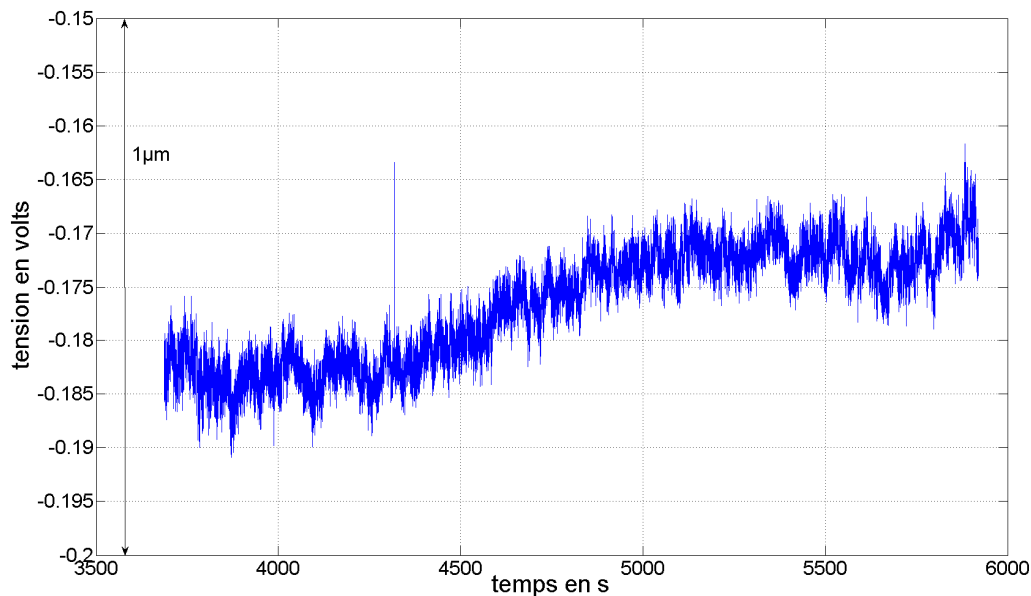


Figure 5-16 : Suivi du signal télémétrique en boucle ouverte sur le premier bon zéro et avec le PBS cube de télémétrie à incidence non normale

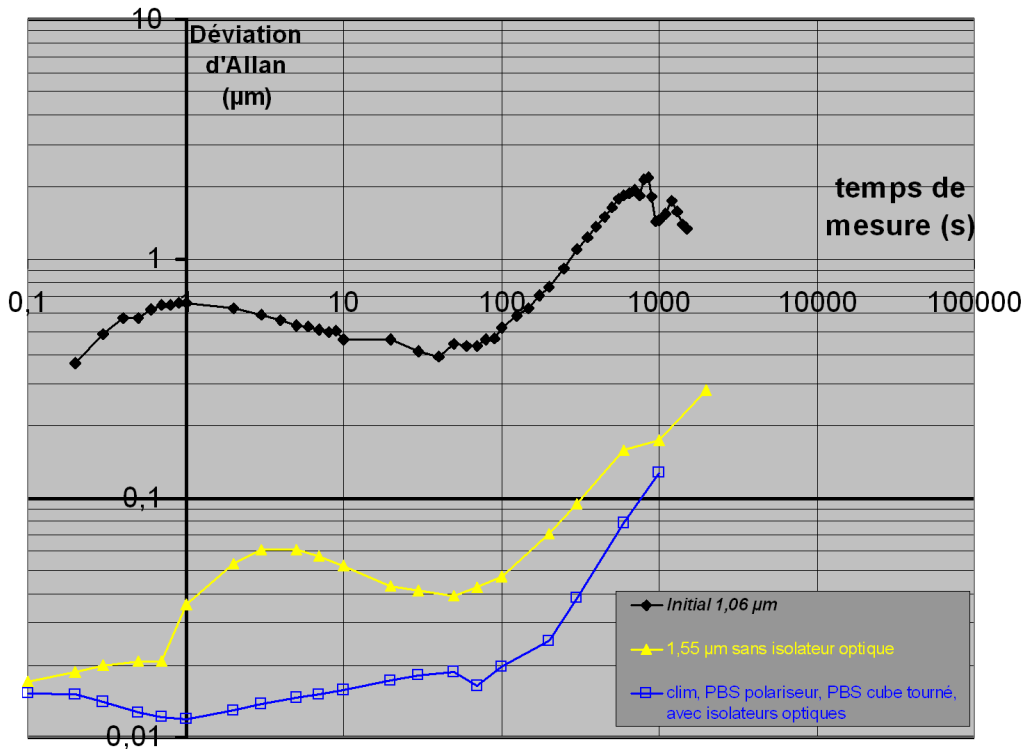


Figure 5-17 : Comparaison des déviations d'Allan

La comparaison des déviations permet de mettre en évidence le gain obtenu par l'utilisation des isolateurs optiques et des photodiodes à faible retour optique. Cette comparaison est présentée Figure 5-17. L'écart entre la courbe noire (retour optique de -15 dB) et la courbe jaune (retour optique garanti inférieur à -30 dB, typique -35 dB) correspond à l'amélioration attendue sur l'interférence. En effet, le retour optique sur les photodiodes étant amélioré d'environ 20 dB, on attend une diminution du bruit par 10 dB, l'autre extrémité de la cavité (collimateur fibré) étant inchangée. L'ajout des isolateurs optiques (courbe bleue) améliore lui aussi très nettement la déviation d'Allan pour les temps de mesure compris entre 1 et 100 secondes.

Par contre les déviations d'Allan remontent toujours sur les temps longs. Il peut s'agir d'une dérive thermique de la longueur mesurée ou bien de la présence d'une erreur systématique non encore identifiée.

### 5.3. Solutions aux problèmes des faisceaux parasites

Face à ce problème, nous avons envisagé plusieurs solutions :

- pour éviter les problèmes d'interférences parasites, il est possible d'utiliser une source large bande suivie d'un modulateur d'amplitude pour remplacer le battement laser. De cette façon la longueur de cohérence optique est beaucoup plus petite et les faisceaux parasites n'interfèrent plus.
- Pour éviter les problèmes de faisceaux parasites dans le PBS cube de télémétrie, nous pouvons le remplacer par une optique polarisante à 45° et suffisamment épaisse pour décaler les réflexions multiples.
- Pour éviter les dérives d'extinction du contrôleur de polarisation et les problèmes de cavité dans les fibres, nous pouvons tester un système de détection en champ libre. Le contrôleur de polarisation fibré est remplacé par une cellule Pockels. On remplace aussi les photodiodes fibrées par des photodiodes en champ libre.

Avant d'expliquer les résultats obtenus avec ces trois solutions, j'exposerai la mise en place d'un télémètre de contrôle par interférence homodyne. Ce système nous a permis de distinguer les effets dus à la variation de la longueur à mesurer, des erreurs du système.

#### 5.3.1. Télémètre de contrôle par interférence homodyne

Nous avons mis en place, en parallèle de notre système, l'interférence homodyne entre un faisceau ayant parcouru la voie de référence et l'autre la voie de mesure (voir Figure 5-18). Le rayonnement utilisé est celui du laser maître. Pour ne pas coïncider avec les autres faisceaux, on décale verticalement les faisceaux aller et retour. Nous avons utilisé un substrat de silicium monocristallin poli, suffisamment fin pour ne pas intercepter les faisceaux télémétriques. Le silicium est transparent à 1,55  $\mu\text{m}$ . En travaillant à l'incidence de Brewster, le silicium va agir comme un miroir polarisant (nous ferons pour simplifier l'hypothèse que c'est un polariseur parfait). Le faisceau réfléchi par le miroir est donc essentiellement polarisé suivant l'un des axes du PBS de télémétrie. Une lame  $\lambda/4$  placée juste avant le PBS permet de rendre la polarisation linéaire à circulaire et ainsi d'envoyer la même puissance sur les deux voies de télémétrie. Au retour, le faisceau est constitué des deux polarisations linéaires croisées correspondant aux deux voies de télémétrie. La polarisation incidente sur le miroir-polariseur en silicium passera continument, suivant la phase relative qui traduit la différence de chemin que nous voulons connaître, d'horizontale à circulaire droite puis à verticale puis à circulaire gauche. En jouant à nouveau le rôle de polariseur, la réflexion sur le miroir de silicium va permettre l'observation de l'interférence homodyne entre les deux voies de télémétrie.

Cette interférence nous permet de contrôler les données fournies par notre télémètre. Ce système homodyne ne constitue pas vraiment un télémètre à lui seul, puisqu'il ne donne pas l'ordre d'interférence mais seulement son cosinus (la mise en œuvre complète d'un système exploitant l'interférence homodyne de façon métrologique est présenté dans la référence [52]). Au voisinage d'un maximum du signal, le système perd toute sensibilité aux déplacements fins. Toutefois, il nous a été très utile et il aurait probablement permis de montrer que la dérive à long terme de la Figure 5-9 était bien une dérive de la mesure et non une dérive de la longueur mesurée.

Une cale piezo modulant la position du coin de cube de quelques nm, couplée à une démodulation synchrone, permettrait d'en faire un système encore bien plus efficace pour la mesure de stabilité. La correction d'indice de l'air, qui devrait être faite si nous utilisions un



interféromètre commercial basé sur un laser Hélium-Néon, est ici absente puisque les deux mesures sont faites à la même longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ .

### 5.3.2. Diminution du contraste des interférences par l'utilisation d'une source optique large bande

Pour diminuer le contraste des interférences parasites, nous avons remplacé la source bi-mode par une source large bande ASE. La mesure que nous avons faite de la longueur de cohérence temporelle de cette source donne une valeur de  $240 \mu\text{m}$ . La plupart des optiques à faces parallèles du montage étant plus épaisses que  $240 \mu\text{m}$ , on peut espérer une nette amélioration. Nous avons aussi changé les collimateurs Thorlabs par des collimateurs Oz-Optics fibrés, ces derniers ayant une meilleure collimation. Enfin nous avons aussi testé l'aiguillage optique en espace libre expliqué au chapitre 4.4.1.1.

#### 5.3.2.1. Aiguillage optique en espace libre

Le schéma de ce montage est présenté Figure 5-18.

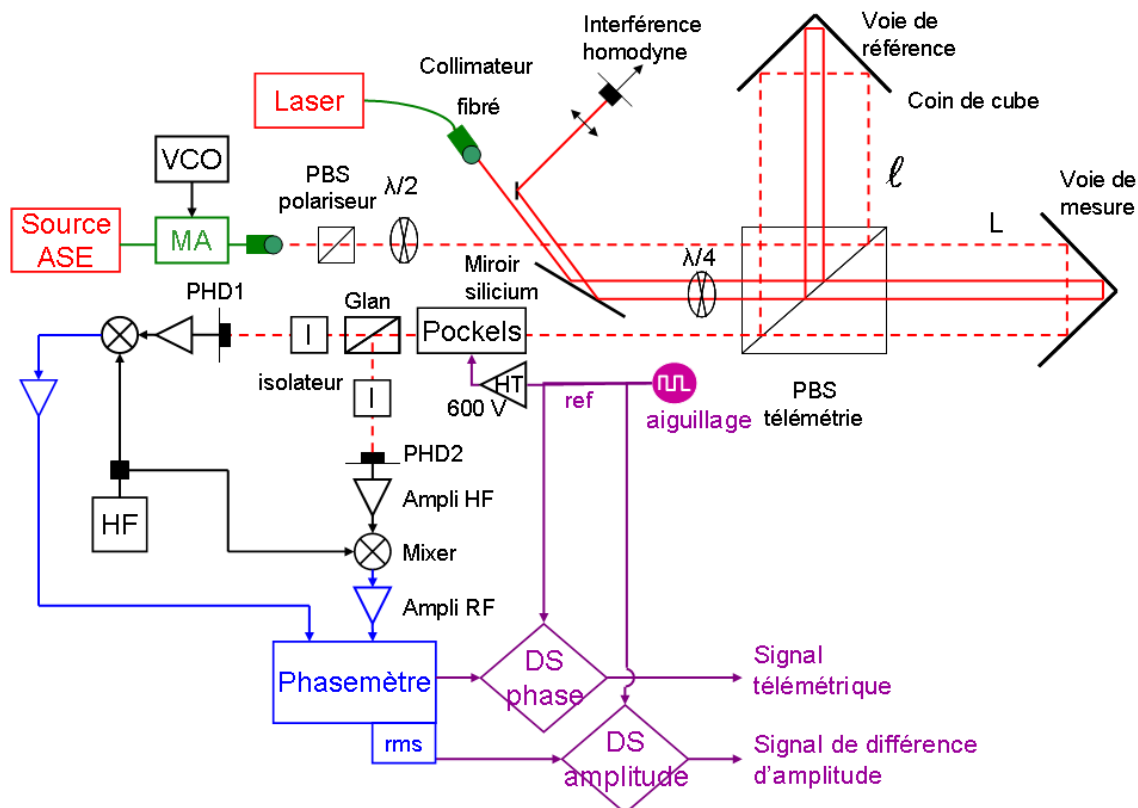


Figure 5-18 : Montage de T2M avec la source ASE, le moduleur d'amplitude (MA) et la détection en champ libre. L'interférence homodyne est représentée par les faisceaux en trait continu passant au centre du PBS cube de télémétrie. HT : haute tension pour l'aiguillage par une cellule de Pockels. HF : synthétiseur haute fréquence décalé de 20 MHz par rapport à la fréquence du VCO

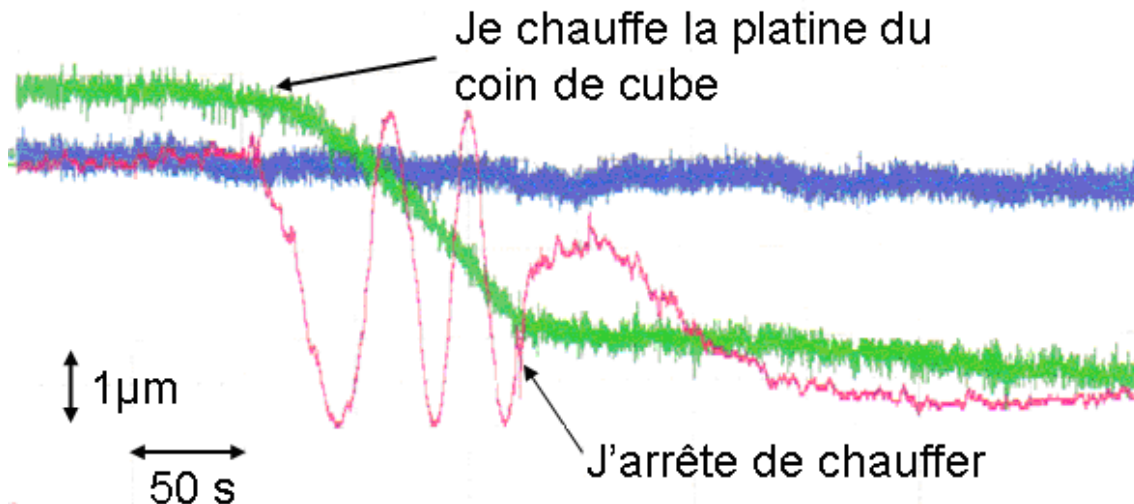


Figure 5-19 : enregistrement sur le premier bon zéro sans asservissement télémétrique. En rouge le signal de l'interférence homodyne. En vert le signal télémétrique. En bleu le signal d'égalisation d'amplitude

Comme illustré sur la Figure 5-19, on ne voit plus apparaître d'oscillations sur le signal télémétrique lorsqu'on chauffe la platine du coin de cube. Cependant nous avons constaté rapidement que les variations de longueur vues par notre télémètre ne correspondaient pas aux variations vues par l'interférence homodyne. C'est le cas pour la fin de cet enregistrement. On constate qu'après avoir provoqué la variation de la longueur d'une des voies, le signal d'interférence homodyne (rouge) fait demi-tour pendant que le signal télémétrique (vert) continue à voir un déplacement dans la même direction. Ce désaccord peut aller jusqu'à plusieurs microns. Nous avons remarqué une dépendance du signal télémétrique et d'égalisation d'amplitude avec la température ambiante. Le désaccord entre les variations de longueurs vues par l'interférence homodyne et le signal est du même ordre de grandeur. On provoque le même genre d'effet lorsqu'on approche un fer à souder du système Pockels et Glan. On peut difficilement supposer que ces effets sont dus à des réflexions parasites dans les hublots de la cellule de Pockels puisque la source est large bande. Mais la biréfringence du  $\text{LiNbO}_3$  de la cellule de Pockels est connue pour être sensible à la température. Le système de détection en champ libre n'a pas apporté les améliorations envisagées. La variation du signal télémétrique de plusieurs microns pour moins de  $5^\circ\text{C}$  de variations thermiques ne permet pas à ce système de détection d'être exploitable.

### 5.3.2.2. Aiguillage en optique fibrée

Nous avons remplacé le système de détection en champ libre par notre système fibré avec les isolateurs optiques.

#### 5.3.2.2.1. Stabilité du montage

Sur le premier bon zéro, nous faisons un suivi du signal télémétrique en boucle ouverte. Nous obtenons les résultats de la Figure 5-20.

### 5.3 Solutions aux problèmes des faisceaux parasites

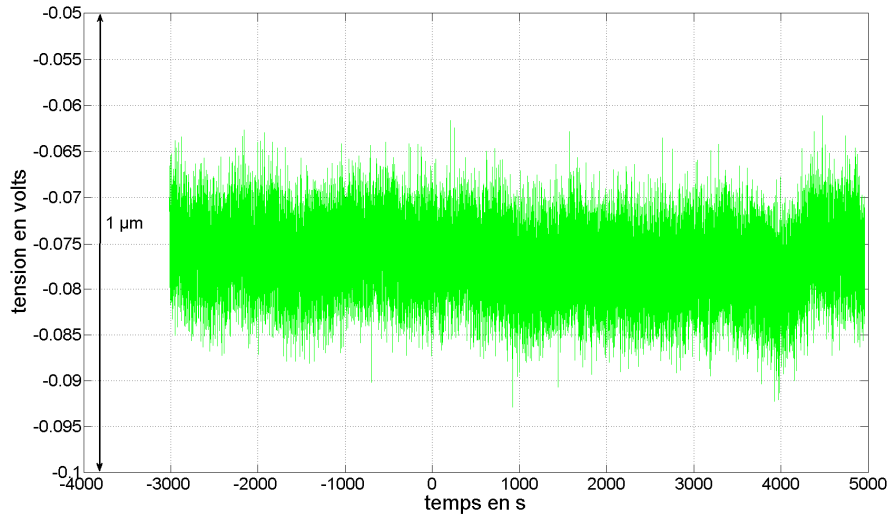


Figure 5-20 : Suivi du signal télémétrique sans asservissement télémétrique sur le premier bon zéro avec la source ASE et le système de détection fibré. La vérification par interférence homodyne n'était pas disponible pendant cet enregistrement

La stabilité de cet enregistrement, présentée Figure 5-21, est comparée avec les résultats des précédents montages.

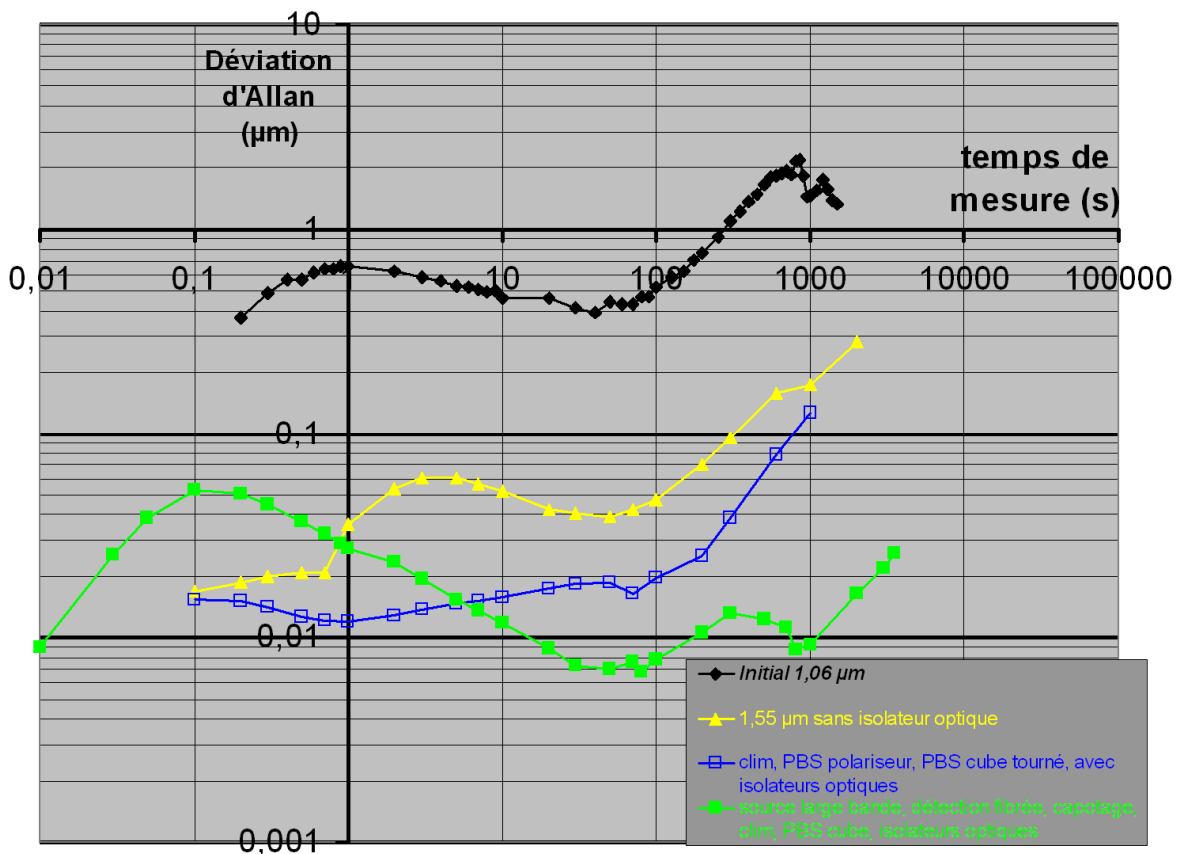


Figure 5-21 : comparaison de la déviation d'Allan obtenu avec la source ASE et le système de détection fibré

On constate une dégradation de la stabilité aux échelles de temps inférieures à 10 secondes mais une nette amélioration pour des temps de mesure supérieurs : on atteint une stabilité de 7 nm pour des temps de mesure compris entre 40 et 90 secondes. Cependant on remarque toujours une remontée de la déviation d'Allan sur les temps de mesure longs.

#### 5.3.2.2.2. Comparaison de la mesure d'un déplacement

Nous comparons les variations de longueur vues par l'interférence homodyne et par notre télémètre. Nous faisons l'enregistrement du défilement d'un grand nombre de franges réalisé en tournant la vis de translation de l'un des coins de cube. La Figure 5-22 présente ces données. On constate que les oscillations du signal télémétrique (en vert) visibles sur la Figure 5-11, sont effectivement absentes.

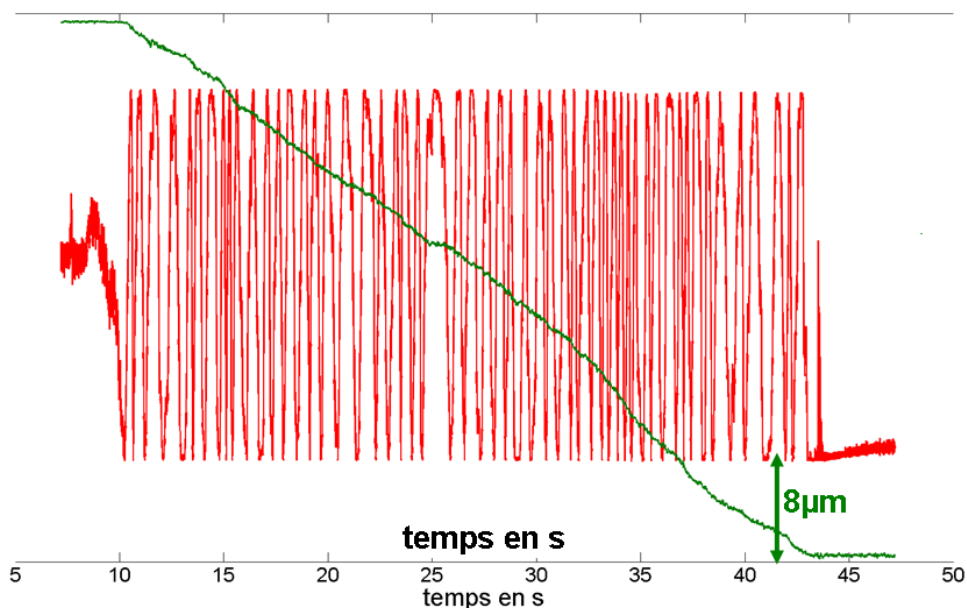


Figure 5-22 : enregistrements du signal d'interférence homodyne (en rouge) et du signal télémétrique (en vert) pour un déplacement de  $40\mu\text{m}$  de la platine de translation du coin de cube de la voie de mesure

A partir des franges de l'interférence homodyne, je calcule la variation absolue de longueur correspondant à un défilement unidirectionnel. Le traitement consiste à déterminer  $\Delta L$  en suivant les variations d'intensité mesurées : entre deux extremums de la figure d'interférence donnée par l'équation (2-3), je calcule  $\Delta L$ . Je n'effectue aucun traitement aux extremums. Pour avoir un déroulement des franges d'interférence, j'ajoute une phase de  $2\pi$  à chaque fois qu'une frange est parcourue. Le résultat de ce traitement est présenté Figure 5-23 par la courbe rouge, pour une longueur d'onde  $\lambda = 1542,27$  nm considérée comme constante au cours de l'enregistrement.

### 5.3 Solutions aux problèmes des faisceaux parasites

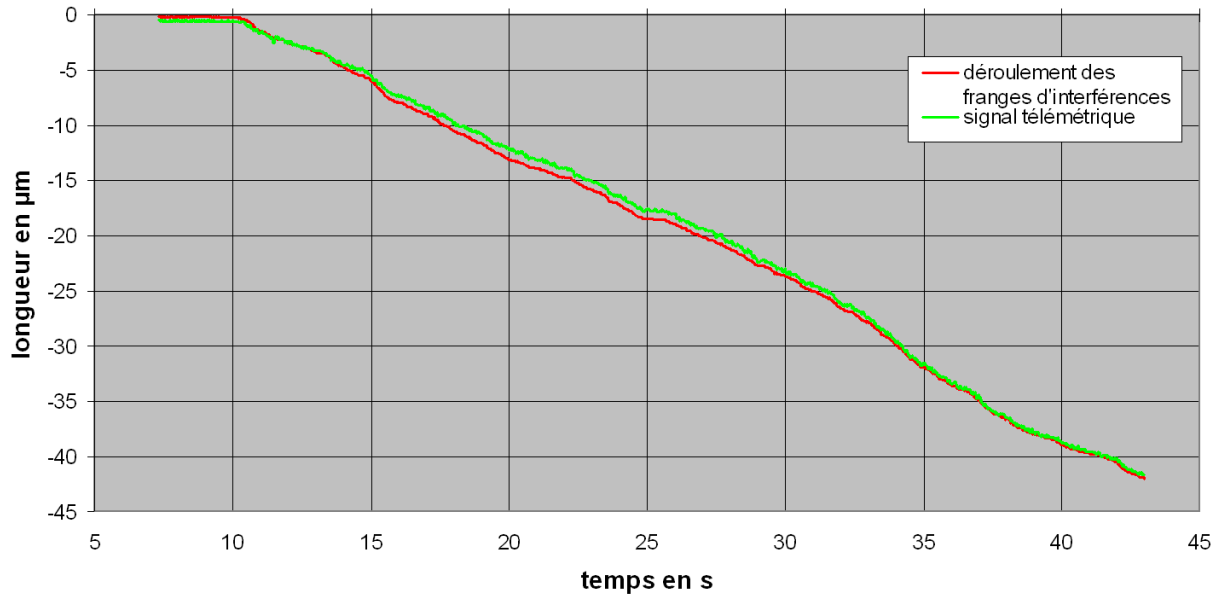


Figure 5-23 : traitement des franges d'interférences et comparaison au signal télémétrique

La soustraction de ces deux mesures de longueur est présentée Figure 5-24.

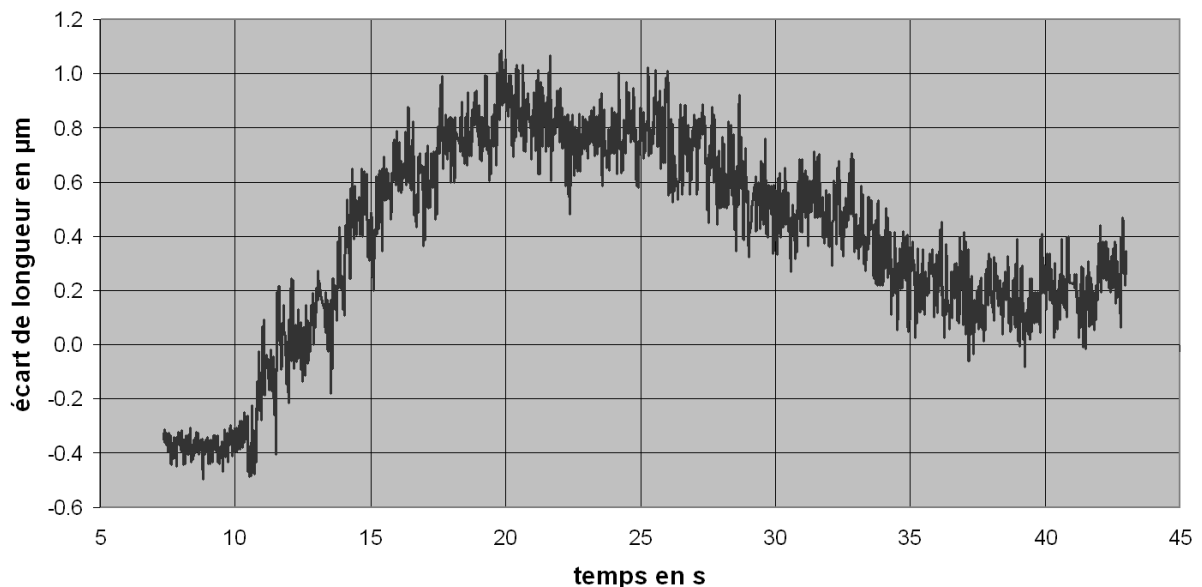


Figure 5-24 : Différence de mesure de longueur entre le signal télémétrique et le traitement de l'interférence homodyne

Pour un déplacement de 40 µm avec la vis de la platine du coin de cube, nous avons un désaccord de 1,2 µm entre le signal télémétrique et l'interférence homodyne. Cette translation a été réalisée en environ 30 secondes pour une différence de longueur entre les voies de quelques centimètres. Il est exclu que la longueur d'onde du laser maître servant à la mesure interférométrique ait varié de 20 GHz si rapidement. L'éventualité d'une erreur systématique encore présente dans le montage nous a amenés à utiliser de nouveau la source bi-mode et à utiliser une séparatrice optique polarisante épaisse et à 45° pour éliminer les erreurs systématiques présentées Figure 5-12.

### 5.3.3. Utilisation d'une séparatrice optique polarisante épaisse à 45° d'incidence pour éliminer les réflexions parasites

Nous avons mis en place le système représenté Figure 5-25. Les différences par rapport au montage présenté sur la Figure 4-26 concernent l'utilisation des isolateurs et du PBS télémétrie à 45° d'incidence.

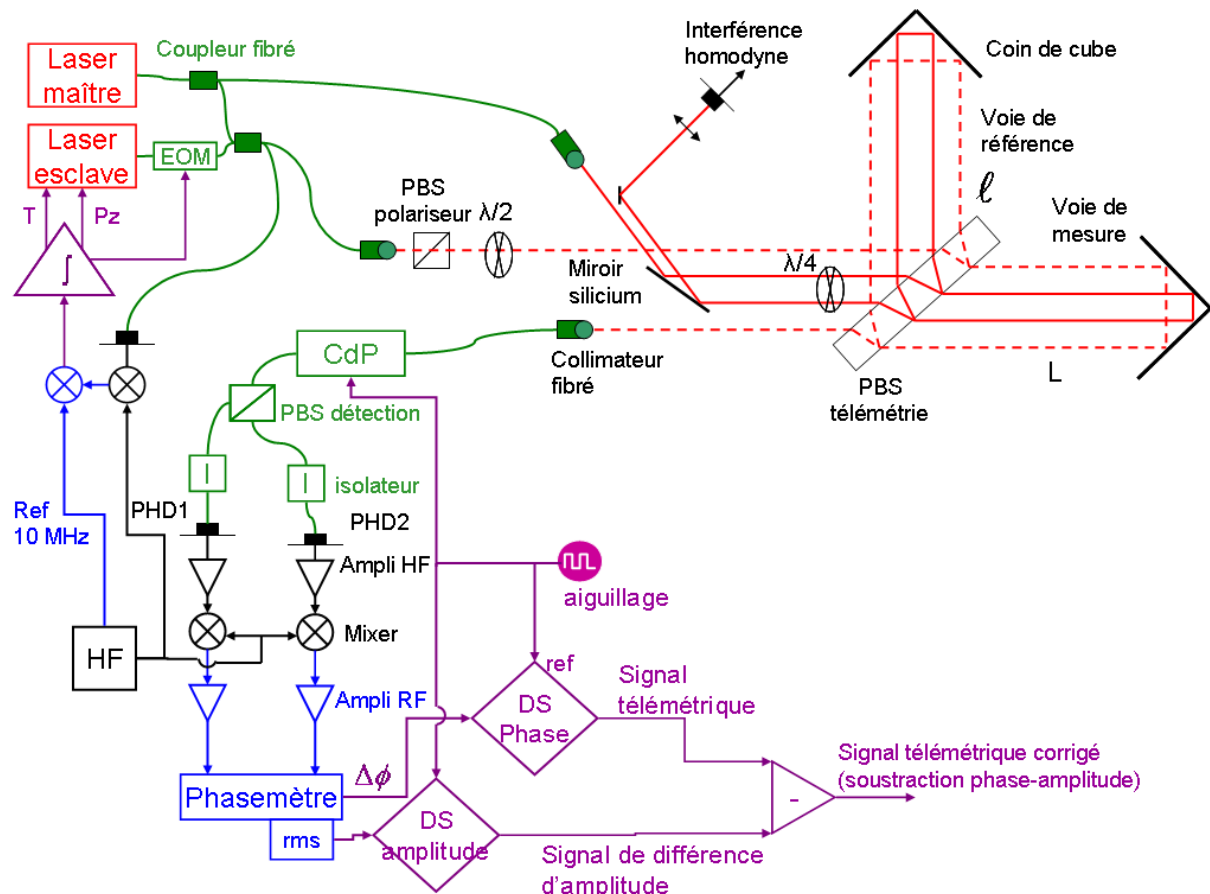


Figure 5-25 : Schéma de T2M avec la source bi-mode, la lame PBS à 45°, le système de détection fibré

#### 5.3.3.1. Erreur systématique

Pour mettre en évidence les effets systématiques qui subsistent malgré la suppression du PBS cube de télémétrie, je chauffe la platine du coin de cube et je varie la température des lasers (voir paragraphe 5.2.1). Ces résultats sont présentés respectivement Figure 5-26 et Figure 5-27.

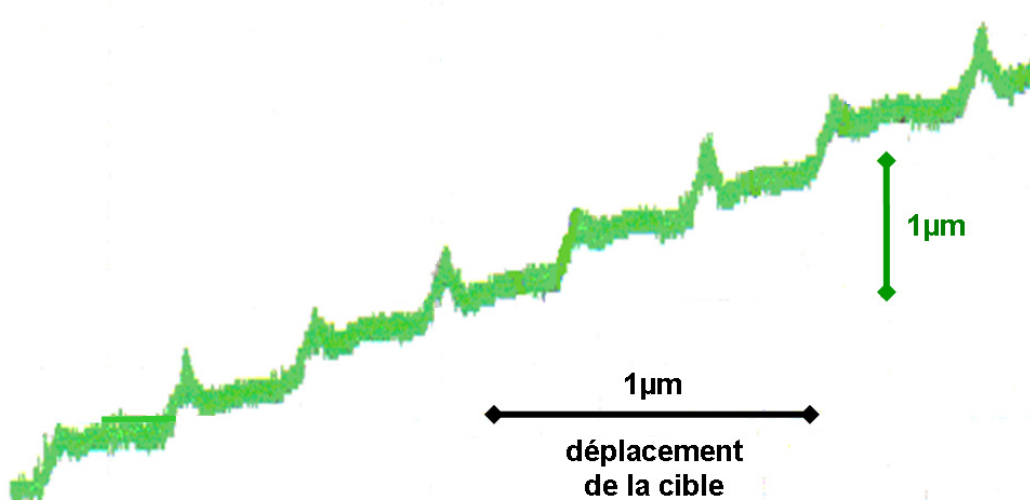


Figure 5-26 : signal télémétrique après soustraction phase-amplitude en variant la longueur de la voie de mesure

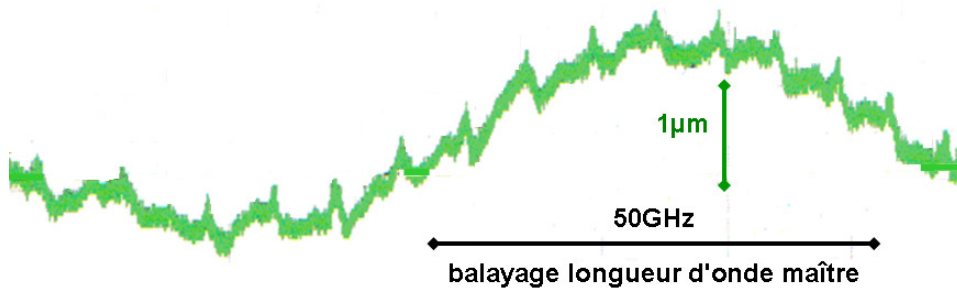


Figure 5-27 : signal télémétrique après soustraction phase-amplitude en balayant la longueur d'onde du laser maître

Ces données sont directement comparables avec les enregistrements présentés Figure 5-11 et Figure 5-12. On s'attend à ce que le signal télémétrique reste constant lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser maître tout en maintenant asservi le battement. On constate sur la Figure 5-27 la présence d'une erreur systématique d'environ  $2 \mu\text{m}$  crête crête et d'ISL dans le vide d'environ 96 GHz. Cet ISL correspond à une cavité dont la longueur est de 1 mm si on considère un effet d'étalon dans une lame de verre à faces parallèles. On constate aussi la présence de pics de  $0,5 \mu\text{m}$ , nettement visibles sur la Figure 5-26. Pour une meilleure compréhension, la Figure 5-28 présente l'ensemble des signaux enregistrés au premier bon zéro lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser maître.

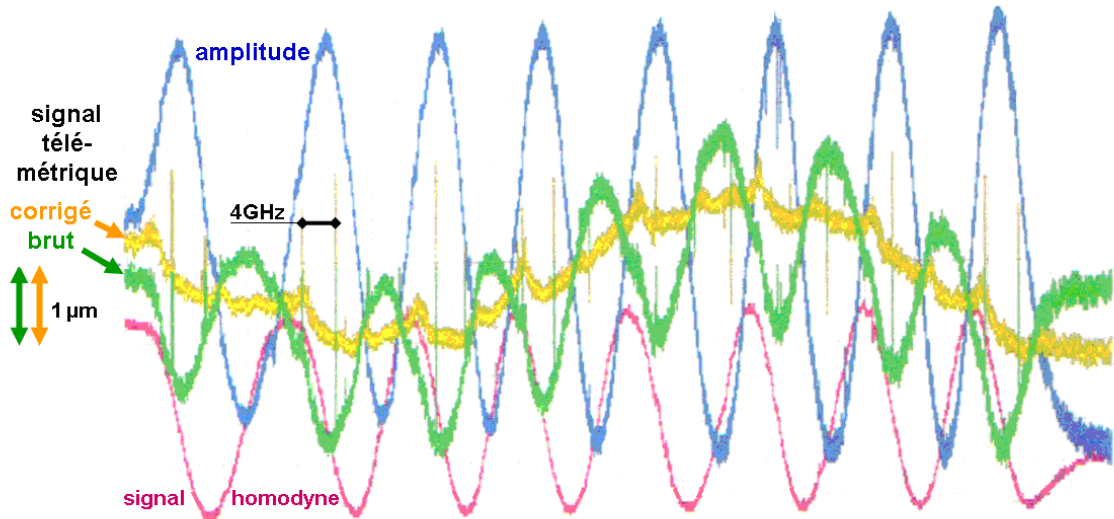


Figure 5-28 : enregistrement de l'ensemble des signaux au premier bon zéro lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser maître : en rouge le signal de l'interférence homodyne, en bleu le signal de différence d'amplitude, en vert le signal télémétrique et en jaune le signal télémétrique corrigé (soustraction phase-amplitude)

On constate que le signal de différence d'amplitude (en bleu) varie avec la même période que le signal télémétrique et le signal d'interférométrie homodyne. Cet effet s'explique par le défaut d'extinction du contrôleur de polarisation associé au couplage phase-amplitude du phasemètre (voir chapitre 5.1). La soustraction phase-amplitude avec le coefficient adapté donne la courbe jaune très proche du signal de la Figure 5-27.

J'ai refait le même enregistrement après avoir enlevé la lame  $\lambda/2$  servant au réglage fin de l'égalisation de puissance entre les deux voies de télémétrie. Ces données sont présentées sur la Figure 5-29 et la Figure 5-30.

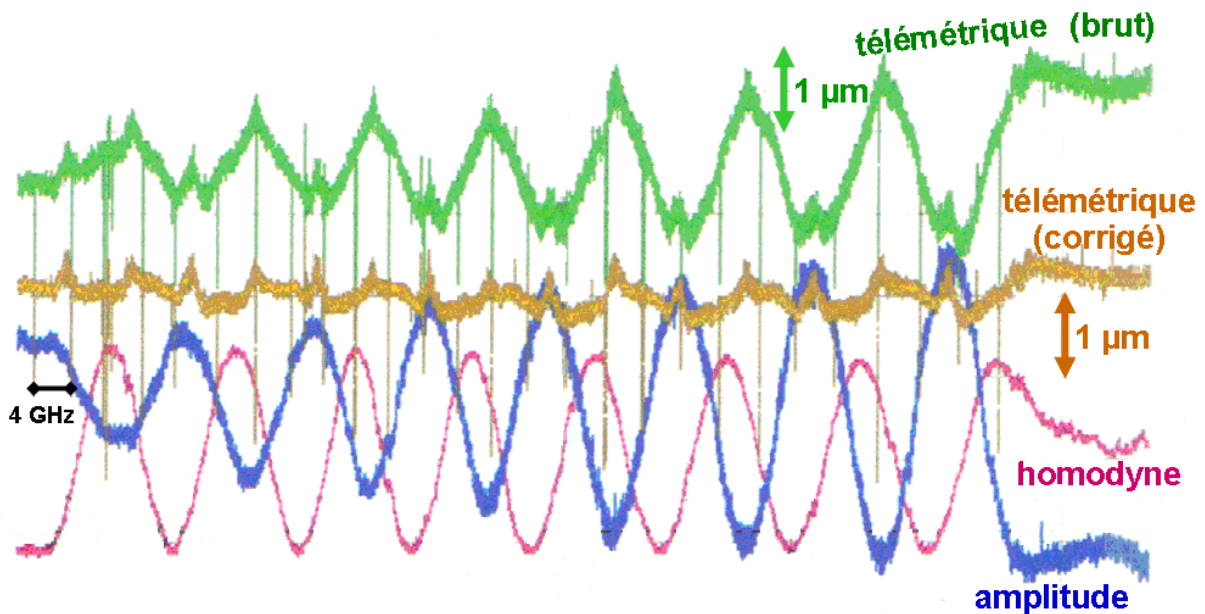


Figure 5-29 : enregistrement de l'ensemble des signaux au premier bon zéro lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser maître après avoir enlevé la lame  $\lambda/2$  du montage : en rouge le signal de l'interférence homodyne, en bleu le signal de



différence d'amplitude, en vert le signal télémétrique et en jaune le signal télémétrique corrigé (soustraction phase-amplitude)

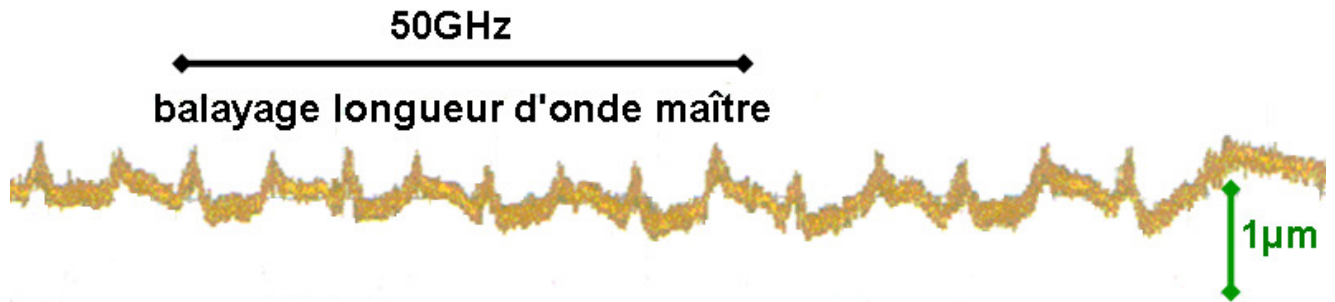


Figure 5-30 : Signal télémétrique corrigé après avoir enlevé la lame  $\lambda/2$  du montage lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser maître

On constate qu'il y a toujours une variation périodique des signaux rouge, vert et bleu. Cependant l'erreur systématique de  $2 \mu\text{m}$  crête-crête et d'ISL égal à  $96 \text{ GHz}$  a disparu : la Figure 5-27 et la Figure 5-30 sont directement comparables. Les réflexions parasites dans la lame  $\lambda/2$  sont responsables de cette erreur dont l'explication est donnée au chapitre 5.2.3. Le signal télémétrique après soustraction phase-amplitude reste dans une gamme de longueur de  $0,8 \mu\text{m}$  crête-crête d'épaisseur lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser maître. Les pics sur le signal télémétrique sont toujours présents. Le même enregistrement a été réalisé en se plaçant sur le deuxième bon zéro. Le nombre de pics a augmenté autant que le nombre de franges de l'interférence homodyne. Ces pics dépendent donc de la différence de longueur entre les deux voies. Ils devraient être supprimés avec l'utilisation de la source ASE.

En chauffant la fibre à maintien de polarisation (PM) du collimateur de départ avant le PBS polariseur, nous avons constaté la présence de deux effets (voir Figure 5-31). Nous avons des oscillations rapides d'amplitude crête-crête de  $0,17 \mu\text{m}$  et d'ISL égal à  $73 \text{ MHz}$  et une oscillation lente d'amplitude crête-crête de  $0,84 \mu\text{m}$  sur le signal télémétrique après soustraction phase-amplitude (courbe bleue claire).

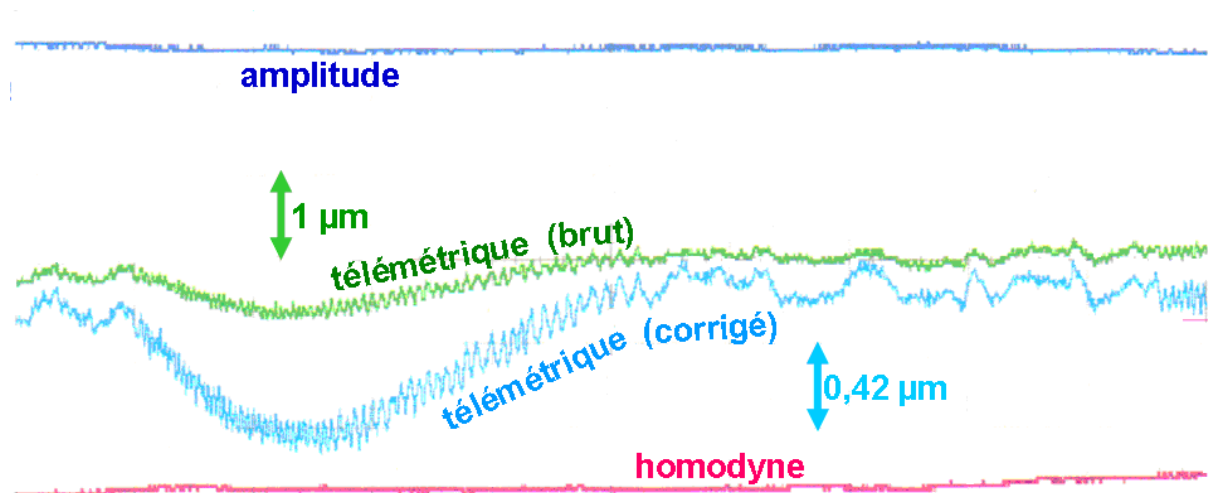


Figure 5-31 : chauffage de la fibre PM du collimateur de départ

Ces effets sont inattendus. L'ISL de  $73 \text{ MHz}$  correspond exactement à la longueur de fibre du collimateur. Il semble très étrange que nous ayons une cavité entre le collimateur et la ferrule

à l'autre extrémité de la fibre. Le changement de ce collimateur n'a pu être entrepris pendant ma thèse mais semble être inévitable.

### 5.3.3.2. Stabilité du montage

La mesure de la stabilité de ce montage est présentée Figure 5-32.

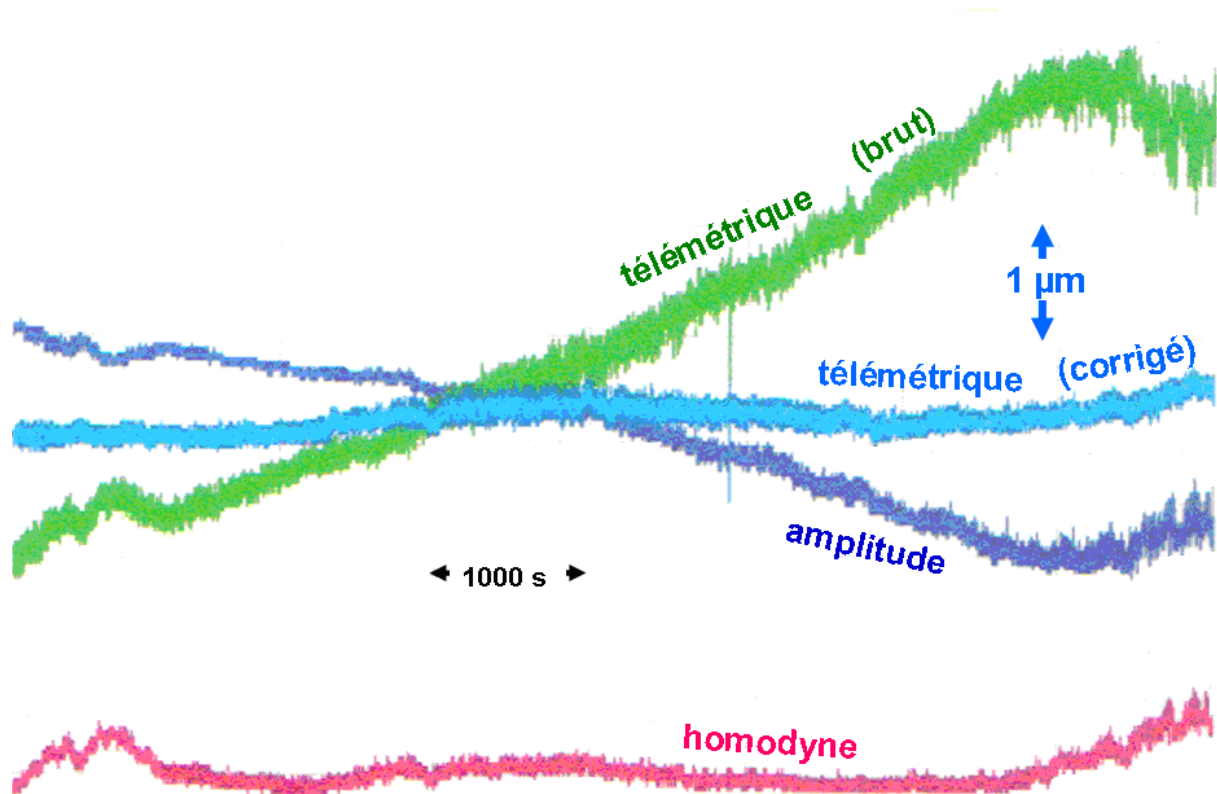


Figure 5-32 : stabilité du signal télémétrique sur le deuxième bon zéro sans asservissement du battement. En rouge le signal d'interférométrie homodyne, en bleu foncé le signal de différence d'amplitude, en vert le signal télémétrique et en bleu clair le signal télémétrique corrigé après soustraction phase-amplitude

On constate que le signal télémétrique corrigé (courbe bleu claire) diffère de la mesure de longueur faite par l'interférence homodyne de moins de  $0,5 \mu\text{m}$  sur environ 4000 secondes. La déviation d'Allan de ce suivi est présentée par la courbe bleu claire sur la Figure 5-33. On constate sur la déviation d'Allan un excédent de bruit pour des temps de mesures de 1 seconde. Cette augmentation de bruit est certainement due aux interférences dans la fibre du collimateur de départ. Le collimateur de départ a été mis en place lorsque nous avons commencé à utiliser la source ASE. Cela explique sans doute pourquoi les courbes verte et bleu claire présentent plus de bruit pour des temps de mesures inférieurs à 1 seconde que les courbes jaune et bleu foncée. Pour des temps de mesure supérieurs à 100 secondes, nous avons toujours une augmentation de la déviation d'Allan. Il est difficile de savoir si cette remontée est due à l'oscillation lente due à la fibre et au collimateur de départ ou à une dérive du réglage du contrôleur de polarisation.

### 5.3 Solutions aux problèmes des faisceaux parasites

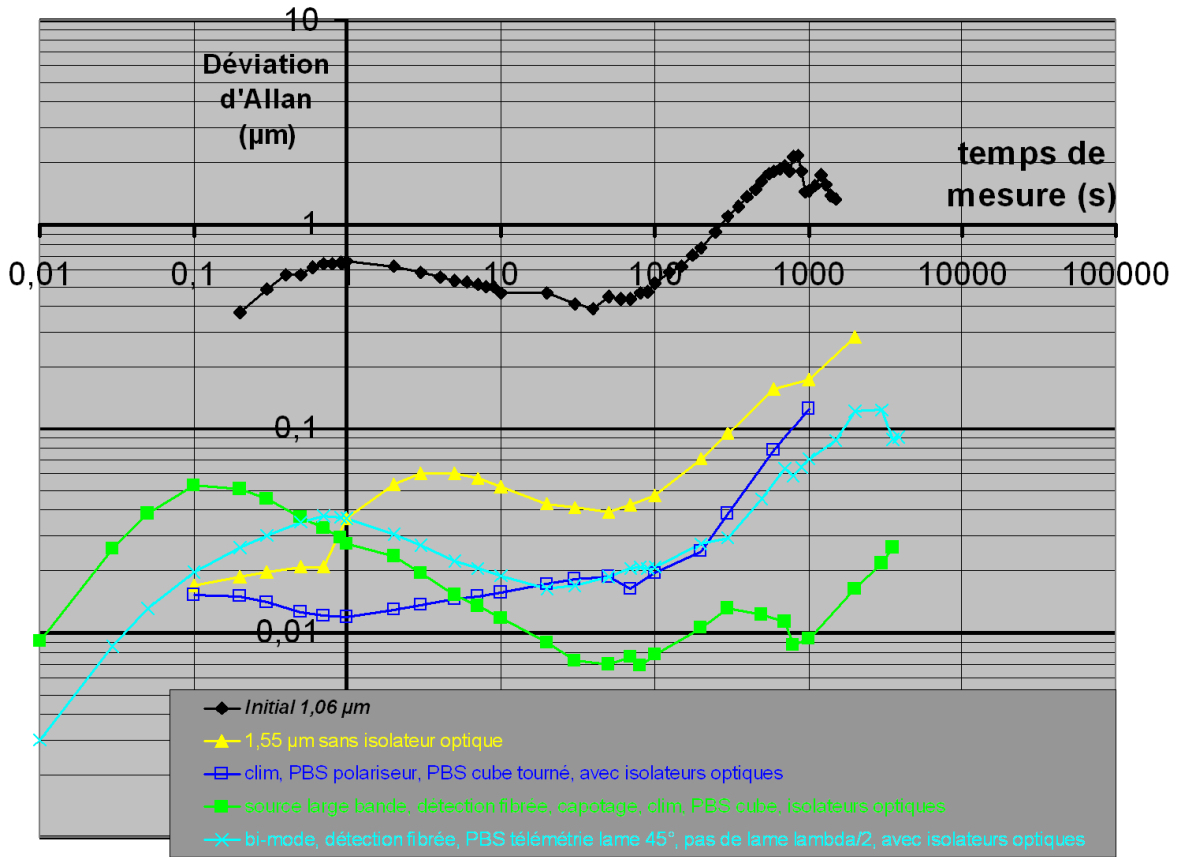


Figure 5-33 : Comparaison de la déviation d'Allan obtenu avec la source bi-mode sans la lame  $\lambda/2$  et avec la lame à  $45^\circ$  polarisante

## 5.4. Bilan

T2M a été développé afin de prouver que son système d'aiguillage optique permettait de répondre aux problèmes des erreurs cycliques inhérentes aux techniques de mesure de phase d'ondes synthétiques. Ces erreurs limitaient jusqu'alors l'exactitude de cette technique de mesures de distance à quelques dizaines de microns.

La première version du T2M a permis de prouver son principe de fonctionnement. L'asservissement télémétrique permet d'ajuster la longueur d'onde synthétique de manière à toujours travailler à différence de phase nulle. La détermination du nombre entier de longueurs d'ondes synthétiques séparant la voie de référence et la voie de mesure est faite sans ambiguïté. Les offsets de la détection synchrone et de l'intégrateur de la boucle d'asservissement télémétrique ne posent pas de problème pour le niveau d'exactitude visé. L'aiguillage optique élimine comme prévu les erreurs cycliques mais il est impératif pour cela d'avoir une égalisation parfaite des amplitudes des signaux de deux voies de télémétrie. Si ce n'est pas le cas, les couplages phase-amplitude dus au phasemètre et aux diaphonies détériorent l'exactitude de plusieurs microns. Le défaut d'extinction du contrôleur de polarisation a permis de mettre en évidence et de quantifier ces deux problèmes via les « bons » et les « mauvais » zéros de différence de phase nulle. Enfin les faisceaux réfléchis sur les photodiodes de détection dégradaient la résolution du télémètre à l'ordre du micron.

Le changement de photodiodes et l'ajout d'isolateurs optiques dans une deuxième version du T2M a permis de diminuer ces faisceaux réfléchis et d'améliorer la résolution de plus d'un facteur 10. Cette amélioration a aussi permis de mettre en évidence la présence d'erreurs systématiques dans le montage optique qui étaient jusqu'alors masquées par les problèmes de diaphonies HF dans la chaîne de détection. Les interférences parasites dans les optiques à faces parallèles induisent sur le signal de mesure des oscillations de plusieurs microns d'amplitude. Ainsi les cubes séparateurs de faisceaux polarisants ne sont pas adaptés à notre système. Les défauts d'extinction de ce type d'optique, connus pour être aussi responsables d'erreurs dans les montages télémétriques, sont sans effet sur T2M car nous travaillons à différence de phase nulle.

Plusieurs tentatives ont été menées pour éliminer ces erreurs systématiques. Un aiguillage optique en espace libre n'a pas donné satisfaction. Par contre l'utilisation d'une source large bande et d'un séparateur optique polarisant épais à 45° d'incidence donnent des résultats encourageants. A l'heure actuelle il subsiste un problème d'ordre matériel : un collimateur fibré défectueux donne lieu à une erreur télémétrique d'environ 0,8 micromètre. Il semble que l'exactitude de T2M soit donc actuellement inférieure au micron. De façon générale nous parvenons à une stabilité d'une vingtaine de nanomètres pour des temps de mesure compris entre 5 s et 100 s. Avec la source large bande, cette même stabilité est atteinte pour des temps de mesure compris entre 5 s et 2000 s. Elle atteint même 7 nm pour des temps de mesure compris entre 40 s et 90 s.

## 5.4 Bilan

## Chapitre 6. Mise en œuvre partielle du télémètre Iliade

Comme expliqué au cours du paragraphe 3.2, le télémètre Iliade repose sur la combinaison d'une mesure de temps de vol d'impulsion laser et l'exploitation de la figure d'interférence à deux longueurs d'ondes. Dans ce chapitre, je décrirai tout d'abord la source optique qui doit être capable de fournir, suivant la mesure en cours, des impulsions optiques ou un faisceau bi-mode.

Le montage optique d'Iliade est représenté Figure 6-1.

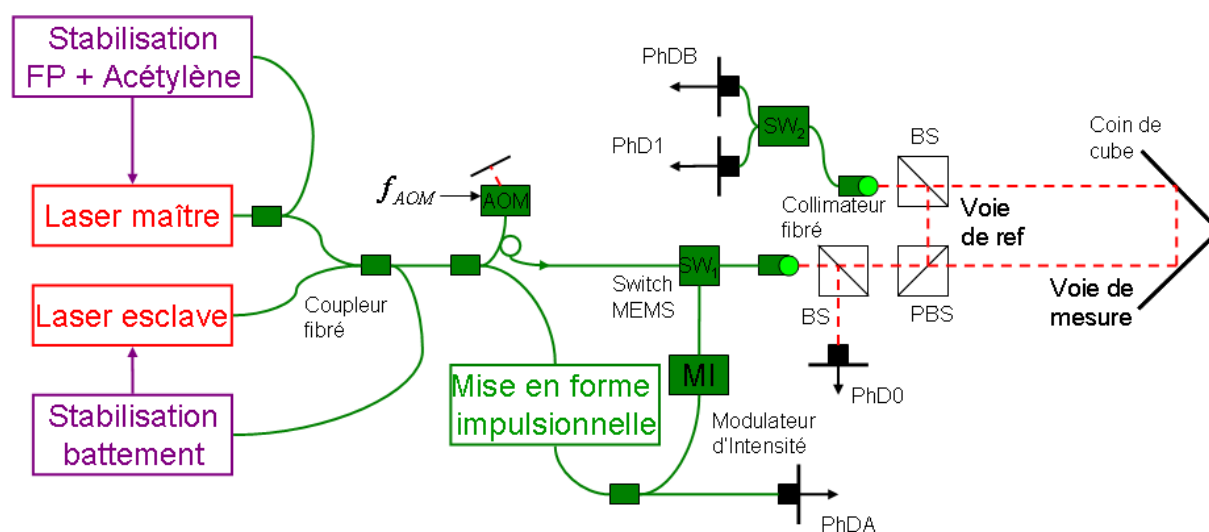


Figure 6-1 : Schéma général du télémètre Iliade.  $SW_1$  et  $SW_2$  sont des commutateurs MEMS. AOM modulateur acousto-optique. PhDA et PhDB sont des photodiodes intervenant dans la mesure de temps de vol (voir chapitre 6.5.1)

$SW_1$  et  $SW_2$  sont des commutateurs MEMS (Micro-electro-mechanical systems) permettant de sélectionner la source choisie et la détection correspondante. Ainsi la datation et l'interférométrie mesurent bien le même chemin optique. Les photodiodes PhD0 et PhD1 enregistrent la figure d'interférence obtenue avec la source bi-mode, suivant le schéma « détection mixte » exposé en 3.2.3. Les photodiodes PhDA et PhDB serviront à la mesure de temps de vol des impulsions lasers. Je décrirai dans cette partie la source impulsionnelle d'Iliade, la stabilisation du battement et le travail sur la stabilisation de la fréquence du laser maître sur une cavité Fabry Perot (FP) fibrée.

Décrire le motif d'interférence dans un temps de mesure très court, en variant directement la fréquence du laser, n'est pas envisageable une fois que cette dernière est asservie sur l'acétylène et la cavité Fabry Perot fibrée. Pour réaliser d'importantes variations de fréquence dans un temps très court, nous envisageons d'utiliser un modulateur acousto-optique en double passage modulé à une fréquence  $f_{AOM}$  réglable. Ce travail ainsi que la stabilisation sur l'acétylène ne sera pas décrit ici. Il s'agit du travail de thèse de Phung Duy Ha qui poursuivra le travail entrepris sur Iliade. Enfin j'expliquerai le système de détection adapté à chacune des sources qui devrait permettre au final de combiner les trois mesures de résolutions croissantes.

## 6.1. Critères de stabilité pour Iliade

### 6.1.1. Bruit de phase de l'onde optique en fonction du temps de vol

Iliade a pour objectif de mesurer des longueurs de l'ordre du kilomètre avec une résolution nanométrique. Les faisceaux qui interfèrent vont parcourir des chemins très différents : sur la voie de référence le faisceau parcourt un chemin de l'ordre de la dizaine de centimètre quand sur la voie de mesure le faisceau parcourt un chemin de l'ordre de deux kilomètres. Ainsi les faisceaux qui interfèrent n'ont pas été générés au même moment. Comme dans le cas de T2M, il faut tenir compte de leur bruit de phase pour estimer la résolution. Je supposerai ensuite que nous visons une résolution de 1 nanomètre sur environ 1 seconde.

Dans les expressions qui vont suivre je considère que les pulsations des deux lasers  $\omega_1$  et  $\omega_2$  (avec  $\delta = \omega_1 - \omega_2$ ) sont fixes et que  $\varphi_1(t - z/c)$  et  $\varphi_2(t - z/c)$  désignent les bruits de phase.

Pour condenser les expressions j'adopte l'écriture suivante :  $\varphi_1(t - \ell/c) \equiv \varphi_1^\ell$ .

L'expression de l'interférence d'Iliade lorsqu'on considère le bruit de phase des lasers est alors :

$$\begin{aligned}
 I(t)/I_0 = & (1-\varepsilon)^2 \left\{ 1 + \cos \left[ \delta \left( t - \frac{\ell}{c} \right) + \varphi_1^\ell - \varphi_2^\ell \right] \right\} \\
 & + \varepsilon^2 \left\{ 1 + \cos \left[ \delta \left( t - \frac{L}{c} \right) + \varphi_1^L - \varphi_2^L \right] \right\} \\
 & + 2\sqrt{(1-\varepsilon^2)} \varepsilon \cos \left[ \omega_0 \frac{(L-\ell)}{c} + \frac{\varphi_1^\ell - \varphi_1^L}{2} + \frac{\varphi_2^\ell - \varphi_2^L}{2} \right] \\
 & \left\{ \cos \left[ \delta \frac{(L-\ell)}{2c} + \frac{\varphi_1^\ell - \varphi_1^L}{2} + \frac{\varphi_2^\ell - \varphi_2^L}{2} \right] \right. \\
 & \left. + \cos \left[ \delta \left( t - \frac{L+\ell}{2c} \right) + \frac{\varphi_1^\ell + \varphi_1^L}{2} - \frac{\varphi_2^\ell + \varphi_2^L}{2} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{6-1}$$

On ne s'intéresse ici qu'au terme d'interférence optique (position sur le « segment » rouge pointillé de la Figure 3-8) :  $\cos \left[ \omega_0 \frac{(L-\ell)}{c} + \frac{\varphi_1^\ell - \varphi_1^L}{2} + \frac{\varphi_2^\ell - \varphi_2^L}{2} \right]$ . Le fait de tenir compte du

bruit de phase de la source optique ajoute la contribution de deux termes, qui peuvent se simplifier de la manière suivante, le laser esclave étant asservi en phase sur le laser maître :

$$\frac{\varphi_1^\ell - \varphi_1^L}{2} + \frac{\varphi_2^\ell - \varphi_2^L}{2} \approx \varphi_1^\ell - \varphi_1^L \approx \varphi_1 \left( t - \frac{L-\ell}{c} \right) - \varphi_1(t) \tag{6-2}$$

Pour le moment, la procédure de mesure d'Iliade est telle que l'acquisition des signaux est réalisée sur des fenêtres temporelles de durée  $\tau = 10 \mu\text{s}$ . A l'issue de chacune de ces fenêtres, on calcule la différence de phase entre les signaux détectés par PhD0 et PhD1. Cette procédure va être répétée 10000 fois et le résultat final est égal à la moyenne des mesures. On espère ainsi avoir une information de longueur toutes les secondes voire toutes les 100 ms. Pour que la précision statistique sur la mesure de longueur  $\sigma_{\Delta L}$  soit inférieure à 1 nm après

les 10000 mesures, il faut que l'écart type des mesures de la phase optique  $\sigma_p$  satisfasse à  $\sigma_p < \frac{2\pi\sigma_{\Delta L}}{\lambda_0} \sqrt{10000} \approx 0,4$  radian.

On montre que  $\sigma_p$  est liée à la densité spectrale de puissance de bruit de phase du laser maître  $\tilde{\mathcal{S}}_{\varphi_1}^{ssb}$  par l'expression suivante, avec  $\Delta L = L - \ell$  (voir Annexe C) :

$$\sigma_p = \sqrt{4 \int_0^{\infty} df \tilde{\mathcal{S}}_{\varphi_1}^{ssb}(f) \left( \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau} \right)^2 \sin^2 \left( \pi f \frac{\Delta L}{c} \right)} \quad (6-3)$$

Considérons d'abord que les deux lasers ne sont pas asservis. Dans ce cas la densité spectrale de puissance de bruit de phase du battement ( $\tilde{\mathcal{S}}_{\varphi_{\text{bat}}(t)}^{ssb}$ ) est égale à 2 fois la densité spectrale de puissance de bruit de phase du laser maître ( $\tilde{\mathcal{S}}_{\varphi_1}^{ssb}$ ) :

$$\tilde{\mathcal{S}}_{\varphi_{\text{bat}}(t)}^{ssb} = 2 \tilde{\mathcal{S}}_{\varphi_1}^{ssb} \quad (6-4)$$

D'après le spectre de bruit de phase du battement de nos deux lasers fibrés présenté au chapitre 4.3.1.3, nous pouvons calculer le spectre de bruit de phase du laser maître libre. Ce spectre est présenté par la courbe bleue sur la Figure 6-2. La courbe rouge présente

$\sqrt{4 \tilde{\mathcal{S}}_{\varphi_1}^{ssb}(f) \left( \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau} \right)^2 \sin^2 \left( \pi f \frac{\Delta L}{c} \right)}$  pour  $\Delta L = 2$  km et  $\tau = 10 \mu\text{s}$ . L'intégration de la Figure 6-2 donne  $\sigma_p \approx 0,12$  radian, soit une précision statistique sur la mesure de longueur  $\sigma_{\Delta L}$  égale à 0,3 nanomètres.

Le spectre de bruit de phase libre du laser maître est donc suffisant pour obtenir une résolution de 0,3 nanomètre sur 1s. L'asservissement de la fréquence du laser maître sur l'acétylène a pour objectif d'éviter les dérives à long terme (échelles de temps supérieures à la seconde) et de connaître avec exactitude la longueur d'onde (la longueur d'onde de la transition moléculaire ayant été auparavant mesurée [53]).



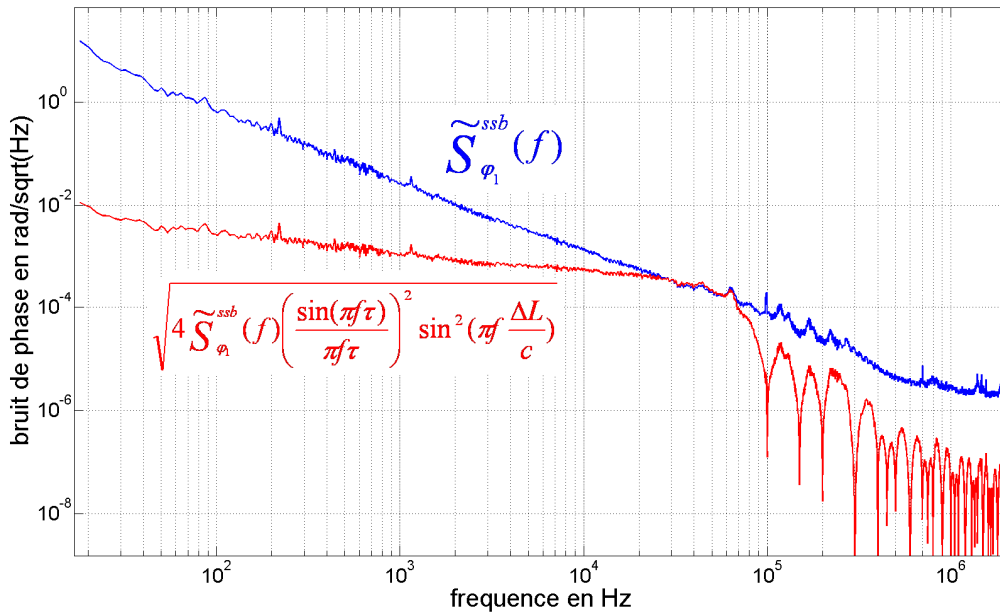


Figure 6-2 : spectre de bruit de phase du laser maître libre en bleu et spectre du produit de l'équation (6-3) pour des valeurs  $\tau = 10\mu s$  et  $\Delta L = 2km$

### 6.1.2. Bruit de phase de l'onde synthétique en fonction du temps de vol

Pour lever l'ambiguïté sur le nombre entier de longueurs d'onde optique séparant les deux voies, il faut que la mesure de phase synthétique soit exacte à mieux que  $2\pi\lambda_0/\Lambda$ . La fréquence du battement pour Iliade a été fixée à  $F = 20\text{GHz}$  soit une longueur d'onde synthétique égale à  $\Lambda = 0,015$  mètres. En phase, il faudra donc que notre mesure soit exacte à beaucoup mieux que  $2\pi \cdot \frac{1,55 \cdot 10^{-6}}{1,5 \cdot 10^{-2}} \approx 6 \cdot 10^{-4}$  radian, disons quelques  $10^{-5}$  radian pour disposer d'une marge d'erreur.

Cette spécification va régir, en fonction de la distance mesurée, les performances de phase du battement. Comme pour le paragraphe précédent, la prise en compte du bruit de phase des deux lasers conduit à l'équation d'interférence (6-1). Je définis la valeur instantanée du bruit de phase du battement comme égale à :

$$\varphi_{batt} \left( t - \frac{z}{c} \right) = \varphi_1 \left( t - \frac{z}{c} \right) - \varphi_2 \left( t - \frac{z}{c} \right) \quad (6-5)$$

La différence de phase entre les deux premiers termes de l'équation (6-1), correspondant au grand et au petit vecteur noir de la Figure 3-8, fait apparaître la contribution du bruit de phase du battement :  $\varphi_{batt}^{\ell} - \varphi_{batt}^L$ . De même dans le dernier terme de l'équation (6-1), la contribution de bruit de phase du battement apparaît comme une phase supplémentaire :  $\frac{1}{2}(\varphi_{batt}^{\ell} + \varphi_{batt}^L)$ .

Avec un raisonnement analogue au paragraphe 6.1.1, nous constatons que l'écart type sur les mesures de phase  $\sigma_p$  ne doit pas excéder  $10^{-3}$  radian. Pour les deux contributions précédentes, les critères respectifs sont :

$$\begin{aligned} \sigma_p &= \sqrt{4 \int_0^{\infty} df \tilde{S}_{\varphi_{\text{batt}}}^{\text{ssb}}(f) \left( \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau} \right)^2 \sin^2 \left( \pi f \frac{\Delta L}{c} \right)} < 10^{-3} \\ \sigma_p &= \sqrt{\int_0^{\infty} df \tilde{S}_{\varphi_{\text{batt}}}^{\text{ssb}}(f) \left( \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau} \right)^2 \cos^2 \left( \pi f \frac{\Delta L}{c} \right)} < 10^{-3} \end{aligned} \quad (6-6)$$

Pour le spectre de bruit de phase du battement présenté Figure 4-17, nous avons respectivement  $\sigma_p = 7,1 \cdot 10^{-4}$  radian et  $\sigma_p = 3,5 \cdot 10^{-4}$  radian. Avec un asservissement du battement identique à celui présenté dans le chapitre T2M, nous sommes dans les exigences pour une mesure de distance du kilomètre.

## 6.2. Source d'impulsions

Dans cette partie, j'expliquerai le choix de la source d'impulsions d'Iliade, son principe de fonctionnement et la caractérisation que nous avons menée.

### 6.2.1. Principe de fonctionnement

Le verrouillage de modes dans les lasers a permis la génération d'impulsions lumineuses de très courtes durées. Il est naturel de penser à utiliser ce genre de source car certains de ces lasers sont très adaptés à la stabilisation, au point qu'ils sont devenus des équipements incontournables des laboratoires de métrologie. Mais pour le montage de la proposition Iliade initiale (voir chapitre 3.2.1), ils présentent l'inconvénient d'être composés d'un nombre de modes trop importants : Pour ne sélectionner qu'un seul mode du peigne, il faut alors de très grandes finesses pour les Fabry Perot. De plus la puissance exploitée est alors très faible. Un autre inconvénient est que ce type de source a une cadence de tir comprise entre 50 MHz et 1 GHz, qui est insuffisant pour Iliade. Il est préférable d'avoir une longueur d'onde synthétique plus petite (une cadence de répétition plutôt de l'ordre de 20 GHz) pour bénéficier d'une meilleure résolution et augmenter nos chances d'atteindre le critère  $\sigma_p \ll 2\pi\lambda_0 / \Lambda$ .

Dans le cadre de recherches sur de nouvelles sources à haute fréquence pour les télécommunications, le laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB, université de Dijon) a mis au point des systèmes permettant de comprimer le battement optique de deux lasers (de 20 GHz à 1 THz), en un train d'impulsions à la même cadence [54]. Ces systèmes, totalement fibrés, exploitent les propriétés de non-linéarité (mélange à 4 ondes) et de dispersion (dispersion normale ou anormale) des fibres optiques. L'ICB a proposé pour le projet Iliade un montage composé d'un amplificateur EDFA et d'une bobine de fibre SMF de 7,9 km [12] (2km suffisent pour des pulses à 40 GHz). Le schéma de cette source est présenté Figure 6-3.

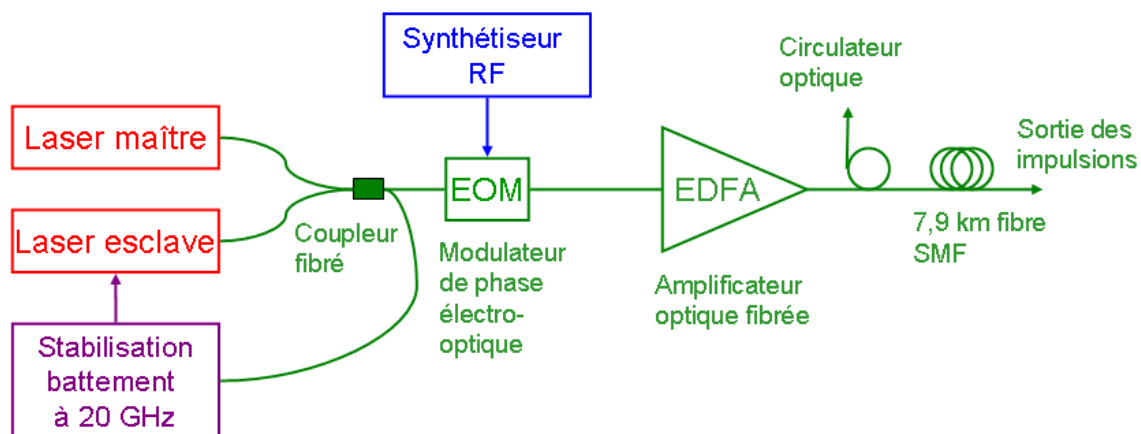


Figure 6-3 : Génération d'impulsions par mise en forme d'un battement à deux modes à 20 GHz

L'EDFA amplifie à une centaine de mW, le battement optique de deux lasers décalés de 20 GHz. Cette puissance moyenne est suffisante pour que les effets non linéaires prennent naissance à l'intérieur d'une fibre standard SMF (la fibre utilisée couramment pour les télécommunications).

Du fait de l'effet Kerr, les deux pulsations initiales du battement vont interagir et créer deux ondes de pulsations respectives  $\omega_1 + \delta$  et  $\omega_2 - \delta$  avec  $\delta = \omega_1 - \omega_2$ . Puis du fait de ce mélange à quatre ondes, des harmoniques sont générés, menant à un élargissement spectral et à une compression temporelle du signal du fait de la dispersion anormale. Les simulations numériques, présentés Figure 6-4, illustrent cette transformation dans le domaine temporel et spectral.

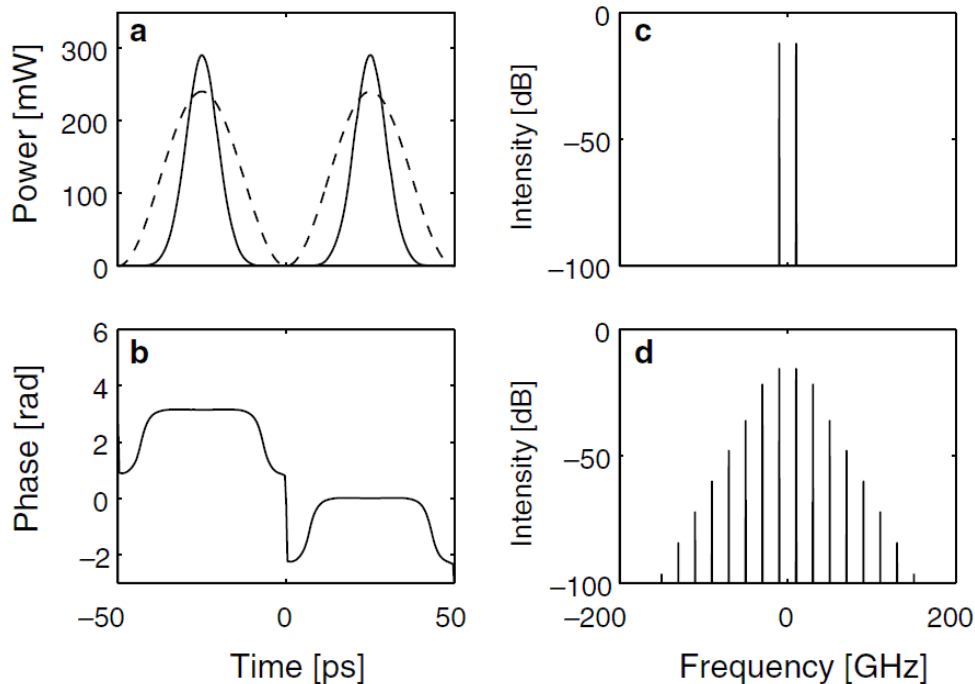


Figure 6-4 : (tirée de [12]) Résultats des simulations numériques de la transformation du signal de battement en un train d'impulsions. En a) comparaison de l'intensité du battement initial (pointillé) et des impulsions en sortie (trait plein). En b) variation de phase des impulsions. En c) spectre optique du signal à l'entrée de la source d'impulsions. En d) spectre optique du signal de sortie de la source d'impulsions. Le saut de phase de  $\pi$  visible sur le spectre b correspond simplement au changement de signe de l'amplitude au moment du passage à 0 (visible en a)

Avec les caractéristiques de la fibre SMF standard :

- des pertes linéaires  $\alpha = 0.25$  dB/km
- une dispersion  $D = 16,5$  ps/nm/km
- une aire effective  $A_{eff} = 80$   $\mu\text{m}^2$
- un coefficient non linéaire  $\gamma = 1.3$   $\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$

La modélisation [12] montre que la compression d'un battement sinusoïdal à 20 GHz est optimale pour une longueur de fibre  $L_0$  de 7900 mètres. On obtient ainsi en sortie des impulsions de 11 ps de largeur à mi-hauteur pour une puissance de 120 mW à l'entrée de la fibre.

### 6.2.2. Rétrodiffusion Brillouin et bruit de timing

La contrepartie de l'utilisation d'une forte puissance, dans une fibre aussi longue, est le déclenchement de la rétrodiffusion Brillouin. Il s'agit d'un retour de lumière lié à une modification locale de l'indice de réfraction produite par des ondes acoustiques via l'électrostriction. Pour bloquer ce phénomène, l'ICB a fait le choix d'élargir le spectre optique à l'aide d'un modulateur de phase commandé à une fréquence typique de 100 MHz et une profondeur de modulation de  $\pi$  radians. Expérimentalement, un circulateur fibré placé à la sortie de l'EDFA permet de suivre en continu la rétrodiffusion Brillouin.

La modulation anti-Brillouin provoque une modification du cadencement des impulsions : la période des impulsions est modulée à la fréquence de la modulation de phase. Sur une période temporelle, l'effet attendu est de 0,02 ps crête-crête soit  $4.10^{-4}$  en valeur relative. L'amplitude du retard est égale à :

$$\Delta T = 2M\Omega_M \int_{z=0}^{z=L_0} \beta_2(z) dz \quad (6-7)$$

Avec  $L_0$  la longueur de la fibre,  $M$  la profondeur de modulation de phase,  $\Omega_M$  la pulsation de la modulation de phase,  $\beta_2$  la dispersion de la vitesse de groupe en  $\text{ps}^2/\text{m}$  égale à  $\beta_2 = \frac{-D\lambda^2}{2\pi c}$  et  $D$  la dispersion. Ce résultat se comprend qualitativement. L'amplitude maximale du retard dépend de l'élargissement spectral induit par le modulateur de phase anti-Brillouin et vaut  $\Delta T = L_0 D \Delta\lambda = \frac{-L_0 D \lambda^2}{2\pi c} \Delta\omega$  où  $\Delta\lambda$  et  $\Delta\omega$  sont respectivement les élargissements spectral en longueur d'onde et en pulsation. Un raisonnement simple permet de montrer que  $\Delta\omega = 2M\Omega_M$ .

Le retard cumulé des impulsions atteint environ 0,7 ps pour  $M = \pi$  et  $\Omega_M = 2\pi(10^8)$   $\text{rad.s}^{-1}$ . Une modulation de 0,04% crête-crête est aussi attendue sur la puissance crête des impulsions.

### 6.2.3. Caractérisation de la source d'impulsions

#### 6.2.3.1. Caractérisation temporelle et spectrale des impulsions

Après avoir mis en place la source ICB présentée sur la Figure 6-3, nous avons caractérisé les impulsions de sortie avec un analyseur de spectre optique. Les spectres mesurés sont comparés aux simulations (modèle de [55]) pour différentes puissances de sortie de l'EDFA (amplificateur de la marque IPG, modèle EAR-1K-C-LP). Ces données sont présentées Figure 6-5.

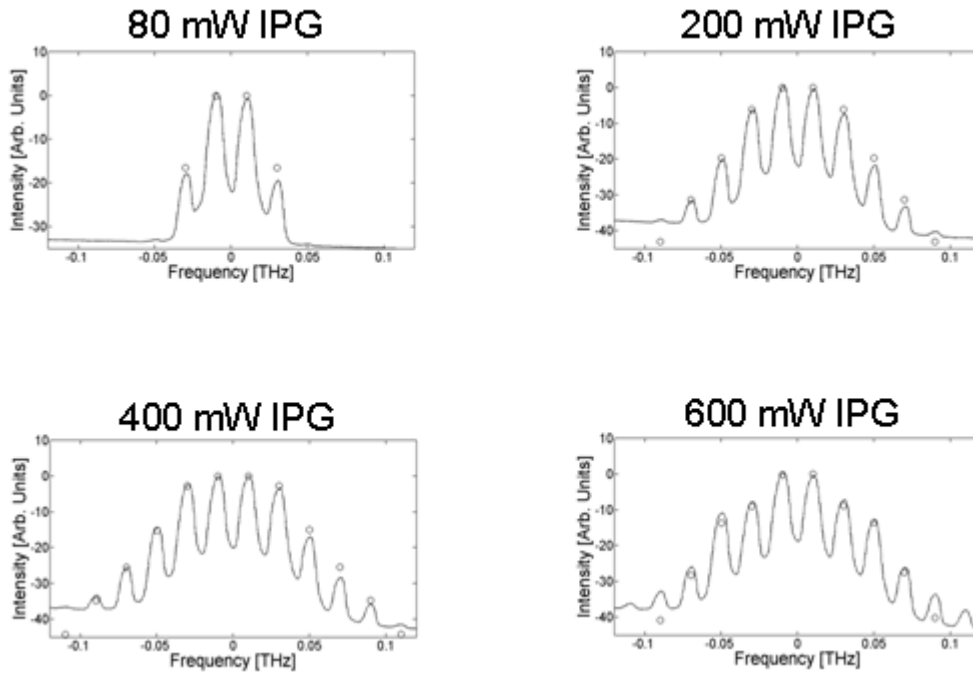


Figure 6-5 : Comparaison des spectres optiques mesurés (trait plein) et simulés (cercle) pour différentes puissances de sortie de l'EDFA

On constate que les résultats expérimentaux et les simulations correspondent bien. On remarque toutefois que la ligne de base des spectres est légèrement penchée. Le spectre optique des impulsions sur une plus grande largeur spectrale, présenté Figure 6-6, montre une présence significative d'émission spontanée amplifiée ASE. Elle contribue pour 30% de la puissance totale.

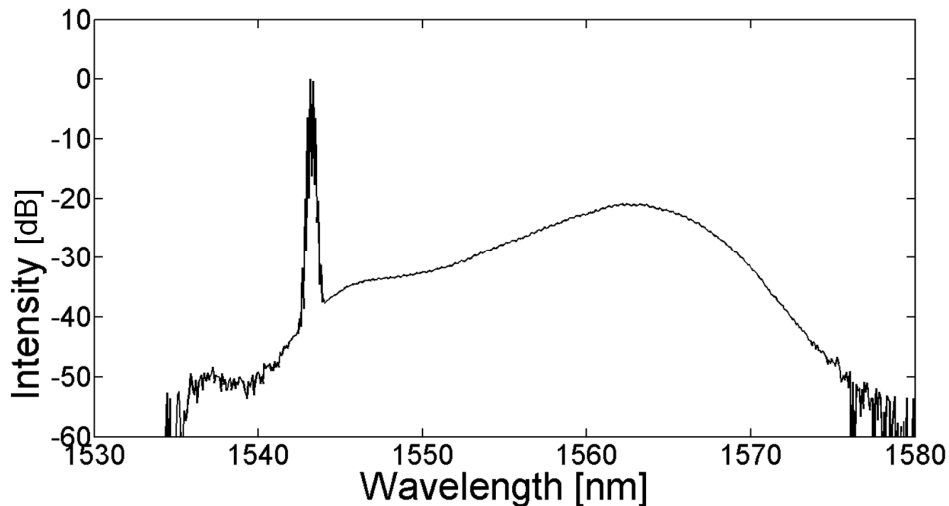


Figure 6-6 : spectre optique large bande de la sortie de la source ICB

Cette présence d'ASE n'est pas produite par la source pulsée. Elle est en fait déjà présente dans le spectre de nos lasers Koheras, visiblement défectueux. Nous avons constaté qu'ils émettent plus de 50% de puissance en large bande.

La caractérisation temporelle des impulsions a été effectuée dans un premier temps par l'ICB à l'aide d'un corrélateur. Pour une visualisation directe des impulsions, nous avons mis en place le système présenté Figure 6-7.

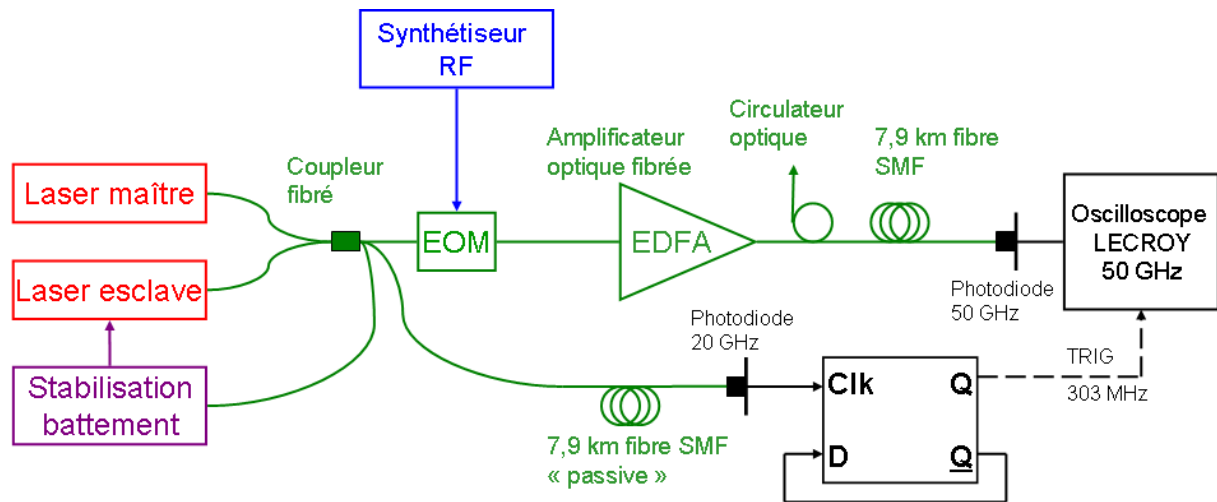


Figure 6-7 : Montage pour l'observation directe des impulsions de la source ICB. La fibre dite « passive » est identique (type, longueur) à la fibre du compresseur. Elle est dite « passive » car le faisceau qui la parcourt est de faible intensité : la fibre ne fait que propager le battement, sans le modifier

Les mesures des formes temporelles des impulsions ont été faites avec Etienne Samain (Laboratoire GéoAzur) grâce à son oscilloscope à échantillonnage LECROY WE100 et une photodiode de bande passante 50 GHz prêtée par LECROY.

Pour déclencher l'oscilloscope, nous avons mis en place une fibre « passive » de même longueur que la fibre de compression. Le battement est détecté par une photodiode 20 GHz et sert de signal d'horloge à une bascule rapide qui dans cette configuration permet de générer un signal de déclenchement à 303 MHz compatible avec le déclenchement de l'oscilloscope. Ce dispositif élimine le bruit de phase du battement qui est en mode commun entre la voie signal et la voie déclenchement. La Figure 6-8 montre les impulsions enregistrées, comparées aux impulsions calculées par le groupe de l'ICB avec le modèle tenant compte des paramètres de la fibre donnés précédemment. L'accord est très bon à condition de prendre en compte le temps de réponse de 9 ps de la détection.

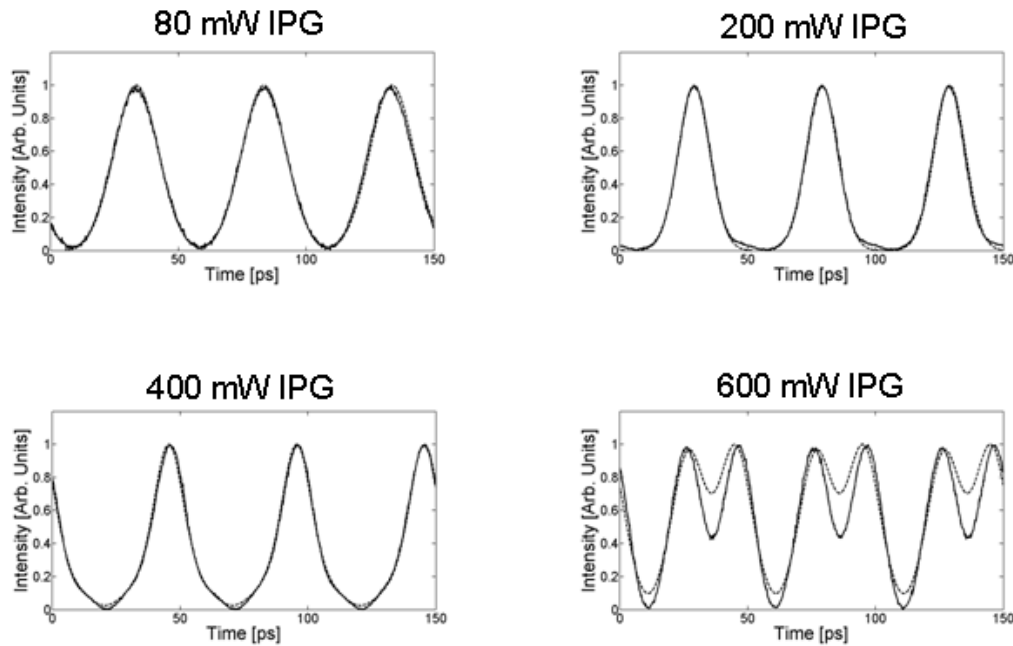


Figure 6-8 : Formes temporelles des impulsions mesurées expérimentalement (trait fin) comparées aux simulations convoluées avec une gaussienne de 9ps pour traduire le temps de réponse de la détection (trait gras). Le dernier enregistrement, qui montre que les impulsions tendent à se dédoubler à très forte puissance, ne présente pas d'intérêt pour la télémétrie, mais est utile pour vérifier le domaine de validité du modèle utilisé par l'ICB

### 6.2.3.2. Modulation résiduelle

L'effet, sur le cadencement des impulsions, de la modulation de phase anti-Brillouin a pu être observé, non pas directement sur les observations faite avec l'oscilloscope rapide (l'effet est trop petit), mais en démodulant le signal des impulsions par le signal du battement issu de la fibre passive. Le montage de cette mesure est présenté Figure 6-9.

La mesure débute par un calibrage de la tension de sortie du mixer en fonction du déphasage. Pour cela nous chauffons l'une des bobines de fibres de 7910 mètres, ce qui a pour effet de faire varier la longueur optique de la fibre de quelques dizaines de millimètres, assez pour parcourir une période complète de la modulation synthétique. On note alors la valeur de l'excursion crête-crête du signal sans laquelle on ne pourrait pas exploiter quantitativement les signaux. Ensuite on gère la température d'une des bobines pour maintenir la sortie du mixer au centre de l'excursion, là où la sensibilité de phase est la plus grande.



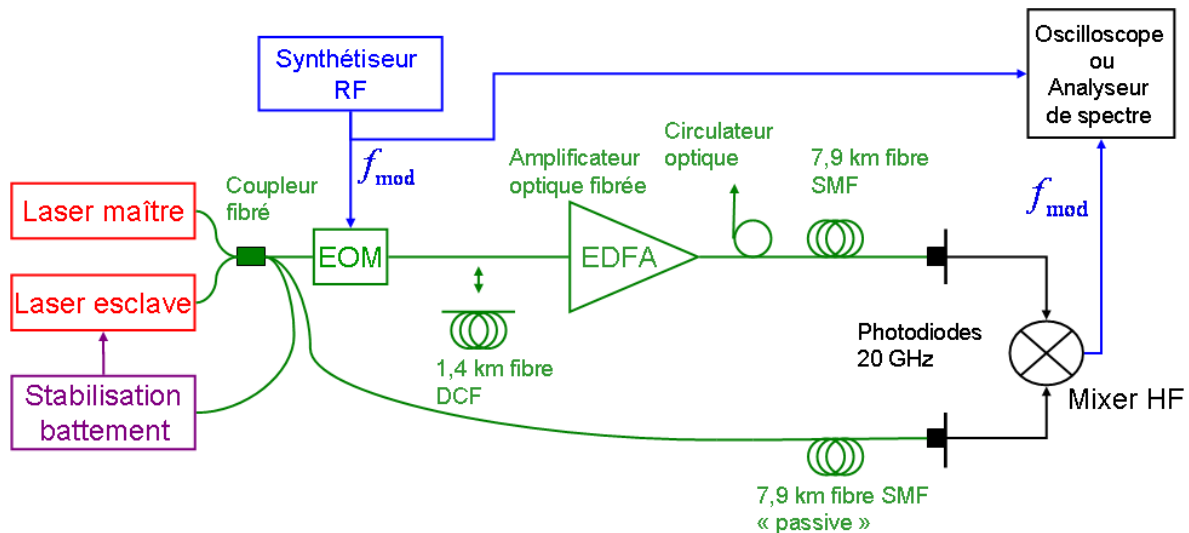


Figure 6-9 : Montage expérimental pour mesurer les modulations résiduelles des impulsions à la fréquence de la modulation anti-Brillouin, sans et avec la bobine de 1,4 km de fibre DCF

La modulation du cadencement est visible en sortie du mélangeur, soit à l'oscilloscope (en moyennant sur 100 courbes) soit à l'analyseur de spectre. L'amplitude totale sur la datation de l'impulsion (entre l'avance la plus importante et le retard le plus important) est de 0,5ps pour une profondeur modulation de phase crête-crête de  $2,5\pi$  et 0,7ps pour une modulation de  $3,5\pi$ . Cela correspond à une modulation de la cadence d'amplitude 6,5 et 9 MHz respectivement. C'est environ la moitié de ce qui est prédit par l'ICB.

La modulation de la puissance moyenne est mesurée en branchant la sortie de la photodiode qui détecte les impulsions à l'analyseur de spectre. On mesure l'amplitude du signal à la fréquence de la modulation de phase. Elle vaut 0,08% pour une profondeur modulation de phase crête-crête de  $2,5\pi$ . C'est le double de ce qu'on pourrait attendre en faisant l'hypothèse que l'énergie/tir est constante, et que la modulation de la cadence entraîne une modulation de la puissance moyenne.

Ces modulations ne compromettent nullement le fonctionnement des mesures de temps de vol (voir paragraphe 6.5.1). Toutefois il a paru utile de tenter de réduire cette modulation, puisque le train d'impulsions à 20GHz stabilisé pourrait être utilisable plus généralement comme lien laser faible bruit à haute cadence.

Pour réduire les effets provoqués par la modulation anti-Brillouin, l'ICB a simulé l'ajout d'une bobine de fibre DCF (« Dispersion Compensating Fiber ») entre le modulateur et l'EDFA, comme illustré sur la Figure 6-9. La fibre DCF a une dispersion grande et de signe opposé à celle de la fibre SMF. Les propriétés de cette fibre sont les suivantes : Longueur 1421 mètres, dispersion  $D = -91,7$  ps/nm/km, pertes linéaires  $\alpha = 0,55$  dB/km. La longueur de cette fibre est choisie de telle manière que :

$$\beta_2^{SMF} L_0^{SMF} + \beta_2^{DCF} L_0^{DCF} = 0 \quad (6-8)$$

La simulation de ce montage avec  $M = 10\pi$  et  $f_{mod} = 78$  MHz montre, sur la Figure 6-10, qu'en théorie il est possible d'annuler totalement la modulation temporelle.

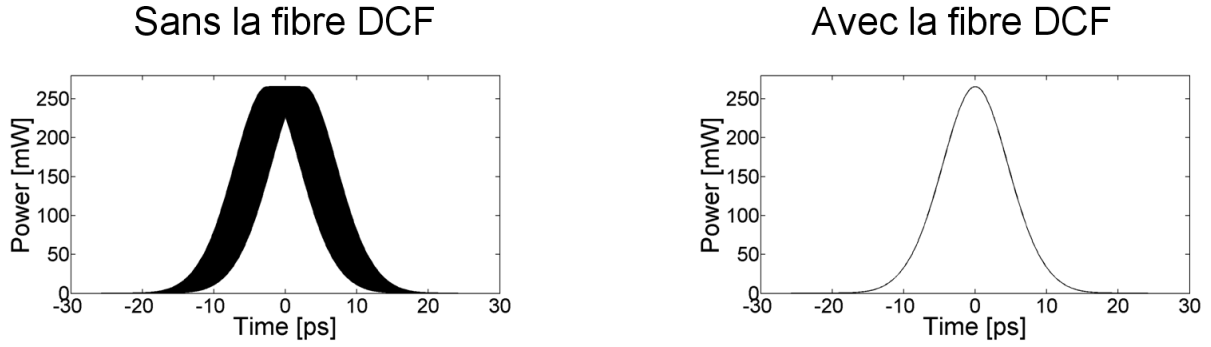


Figure 6-10 : Simulation de l'ajout d'une fibre DCF pour supprimer les modulations résiduelles des impulsions à la fréquence anti-Brillouin

L'amplitude du retard calculé pour ce montage avec :

$$\beta_2^{SMF} = -0,02 \text{ ps}^2/\text{m}, L_0^{SMF} = 7910 \text{ m}$$

$$\beta_2^{DCF} = 0,117 \text{ ps}^2/\text{m}, L_0^{DCF} = 1421 \text{ m},$$

une profondeur de modulation  $M = 1,27\pi$

une fréquence  $f_{\text{mod}} = 77 \text{ MHz}$

est égale à  $\Delta T = 2M\Omega_M \int_{z=0}^{z=L_0^{SMF} + L_0^{DCF}} \beta_2(z) dz = 0,031 \text{ ps}$  soit en phase égale à  $3,9 \cdot 10^{-3}$  radian. On

s'attend à une réduction d'un facteur 16 de la modulation de phase

Expérimentalement avec la fibre DCF, on mesure une modulation de phase crête-crête de 0,0196 radian pour  $1,27\pi$  radians de profondeur de modulation anti-Brillouin. La modulation de phase a été réduite d'un facteur 3,2 avec l'ajout de la fibre DCF.

L'amplitude du retard mesuré expérimentalement est donc plus importante qu'attendu. Nous envisageons d'ajuster la longueur de la fibre DCF pour minimiser cet effet.

### 6.2.3.3. Bruit de phase de la source à impulsions

La transformation du battement à deux modes en impulsions exploite un processus non-linéaire. On peut légitimement imaginer que cela influe sur la stabilité et notamment sur le bruit de phase en sortie du compresseur. Le montage présenté Figure 6-11, a été mis en place avec et sans la fibre passive dans le bras témoin.

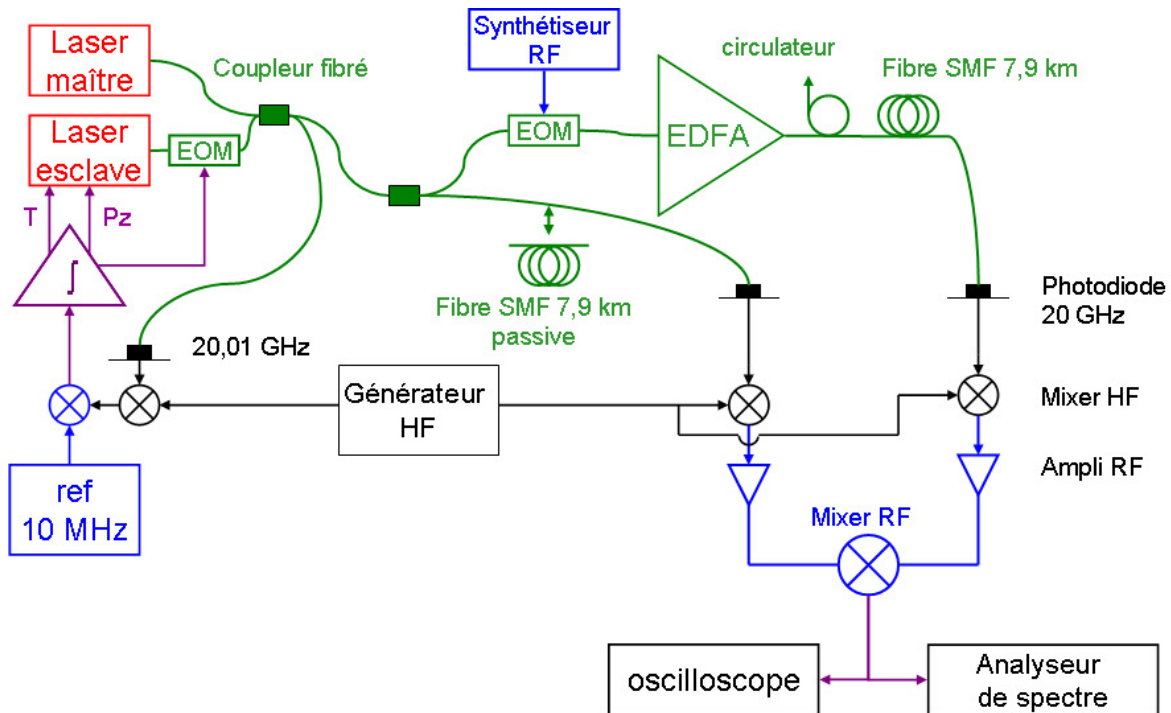


Figure 6-11 : Schéma du montage pour la mesure du bruit de phase de la source à impulsions.

Avec ce montage on mesure :

- si la fibre passive n'est pas insérée, le bruit sur la différence de phase entre l'entrée et la sortie du système de compression (courbe bleue sur la Figure 6-12)
- ou bien, si la fibre passive est insérée, le bruit apporté par le compresseur en supposant que la fibre passive n'en apporte aucun (courbe rouge sur la Figure 6-12)

Les signaux détectés sont transposés à une fréquence intermédiaire avant d'être envoyés aux entrées d'un mixer RF. Nous obtenons un spectre présentant des trous périodiques aux fréquences égales aux multiples de l'inverse du temps de propagation. Ce spectre se prédit facilement par le calcul. Ce calcul est du même type que celui effectué dans le chapitre 6.1.2 et montre qu'en fonction de la différence de chemin, le spectre de bruit à la sortie du mixer est donné par le produit de la DSP de bruit de phase du battement avec un sinus carré fonction de la différence de chemin :

$$4\tilde{S}_{\phi_{\text{batt}}}^{\text{ssb}}(f) \sin^2\left(\pi f \frac{\Delta L}{c}\right). \quad (6-9)$$

Ceci traduit le fait que le bruit à des fréquences multiples de l'inverse du temps d'aller-retour ne contribue pas au bruit sur la phase détectée. La comparaison du spectre enregistré expérimentalement (courbe bleue sur la Figure 6-12) avec le calcul fait à partir de la DSP de bruit de phase de l'asservissement asservi en  $1/f$  présenté sur la Figure 4-16 (calcul représenté par la courbe verte de la Figure 6-12), permet de déterminer si la mise en forme en impulsions augmente le bruit de phase.

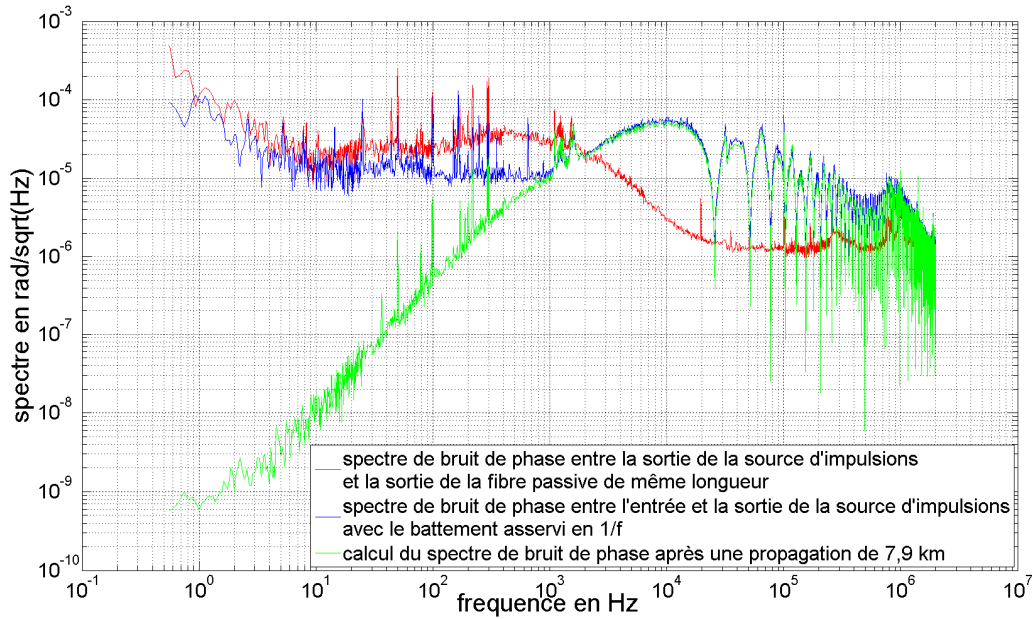


Figure 6-12 : Caractérisation du bruit de phase de la source d'impulsions

On constate un assez bon accord du calcul (spectre vert) avec la mesure expérimentale (spectre bleu) entre 1kHz et 2 MHz. Par contre à basse fréquence on pourrait croire à la présence d'un plancher de bruit sur le spectre bleu. Ce désaccord au dessous du kHz s'explique par des bruits environnementaux : entre 10Hz et 1kHz nous avons constaté une dépendance aux bruits acoustiques ; au dessous de 10 Hz ce sont les dérives thermiques qui induisent des dérives de la phase. Le spectre rouge montre que le processus non linéaire de compression dans la fibre et l'EDFA ne contribuent pas à l'ajout d'un bruit de phase pour des fréquences supérieures à 10 kHz, au niveau de  $2 \cdot 10^{-6} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$ . Ces résultats ont été publiés en [56].

### 6.3. Longueur d'onde synthétique

Nous avons vu dans le chapitre 6.1.2 que le bruit de phase du battement devait être inférieur à un bruit plancher de  $10^{-5} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$  de 1 Hz jusqu'à 1 MHz. Pour T2M, ce même critère devait être atteint, mais seulement autour de la fréquence d'aiguillage. Le spectre de bruit de phase obtenu avec un asservissement en  $1/f^4$  présenté sur la Figure 4-17 est suffisant pour les performances visées avec Iliade.

### 6.4. Asservissement de fréquence du laser maître sur une cavité Fabry Perot fibrée

Les lasers fibrés que nous utilisons présentent de par leur conception d'assez bonnes performances en ce qui concerne leurs stabilités à court terme : la largeur spectrale est de l'ordre de 1 kHz mesuré sur 120  $\mu\text{s}$  dans le vide par le constructeur. De plus nous avons vu au chapitre 6.1.1 que le bruit de phase libre du laser maître est suffisant pour les résolutions visées. Par contre le contrôle (thermique) de la longueur d'onde émise n'est réalisé qu'avec une exactitude très limitée. Pour une utilisation métrologique, il est nécessaire de connaître la longueur d'onde émise et qu'elle reste stable à long terme (temps supérieurs à 10 secondes) et à moyen terme (temps entre 0,1 et 10 secondes). Pour cela nous avons envisagé de combiner la stabilisation de la longueur d'onde du laser maître sur une résonance de l'acétylène pour le long terme et sur une cavité Fabry Perot (FP) pour le moyen terme. Dans cette partie je ne présenterai que les travaux menés sur l'éventuelle utilisation d'une cavité FP fibrée. L'intérêt d'une cavité FP fibrée par rapport à une cavité solide est le gain de poids et de volume pour une éventuelle spatialisation.

#### 6.4.1. Réflectivité et transmittivité d'une cavité Fabry Perot

On appelle résonateur Fabry Perot, le système composé de deux miroirs se faisant face. Ce système constitue une référence de longueur (et donc de fréquence) si par conception ses caractéristiques (longueur notamment) sont stables et peu affectées par l'environnement. On peut donc utiliser ce système comme référence pour la longueur d'onde émise par un laser. Le but du travail de stabilisation est de lier la longueur d'onde du laser à la longueur de la cavité FP. Dans ce paragraphe, je décrirai la réponse en intensité d'une cavité FP lorsqu'elle est éclairée par un faisceau monomode.

Je prends par convention des coefficients de réflexion en amplitude des miroirs réels et des coefficients de transmission en amplitude imaginaires. La Figure 6-13 présente les paramètres d'une cavité FP.

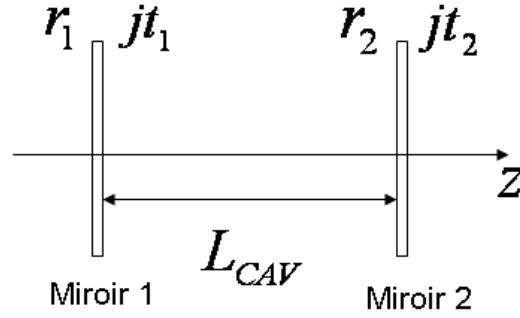


Figure 6-13 : Cavité Fabry Perot

J'appelle  $r_1$  et  $r_2$  (respectivement  $t_1$  et  $t_2$ ), les coefficients de réflexion (respectivement en transmission) en amplitude du miroir 1 et du miroir 2. Les pertes  $p_1$  et  $p_2$  sont définies par :

$$\begin{aligned} r_1^2 + t_1^2 &= (1 - p_1) \\ r_2^2 + t_2^2 &= (1 - p_2) \end{aligned} \quad (6-10)$$

Pour une onde électromagnétique progressive monochromatique incidente sur le FP  $\Psi_i = \Psi_0 e^{-j(kz - \omega t)}$  avec le vecteur d'onde  $k = \omega/c$ , les ondes réfléchi et transmise par la cavité sont respectivement des sommes infinies d'ondes s'étant propagées dans la cavité :

$$\begin{aligned} \Psi_r &= r_1 \Psi_i - t_1^2 r_2 e^{-j(2kL_{CAV})} \Psi_i - r_2^2 t_1^2 r_1 e^{-j(4kL_{CAV})} \Psi_i - \dots \\ \Psi_t &= -t_1 t_2 e^{-j(kL_{CAV})} \Psi_i - t_1 t_2 r_1 r_2 e^{-j(3kL_{CAV})} \Psi_i - t_1 t_2 r_1^2 r_2^2 e^{-j(5kL_{CAV})} \Psi_i - \dots \end{aligned} \quad (6-11)$$

En remarquant dans ces expressions des suites géométriques, on obtient la réflectance  $R(\nu)$  et la transmittance  $T(\nu)$  de la cavité :

$$\begin{aligned} R(\nu) &= \frac{\Psi_r}{\Psi_i} = \frac{r_1 - r_2 (r_1^2 + t_1^2) e^{-j(2kL_{CAV})}}{1 - r_1 r_2 e^{-j(2kL_{CAV})}} \\ T(\nu) &= \frac{\Psi_t}{\Psi_i} = \frac{-t_1 t_2 e^{-j(kL_{CAV})}}{1 - r_1 r_2 e^{-j(2kL_{CAV})}} \end{aligned} \quad (6-12)$$

La réflectivité et la transmittivité s'expriment par :

$$\begin{aligned} \Re(\nu) = RR^* &= \frac{r_1^2 + r_2^2 (r_1^2 + t_1^2)^2 - 2r_1 r_2 (r_1^2 + t_1^2) \cos(2kL_{CAV})}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(2kL_{CAV})} \\ \Im(\nu) = TT^* &= \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(2kL_{CAV})} = \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 - r_1 r_2)^2 + 4r_1 r_2 \sin^2(kL_{CAV})} \end{aligned} \quad (6-13)$$

La transmittivité est maximale lorsque le sinus carré s'annule c'est-à-dire pour  $\frac{2\pi\nu_q L_{CAV}}{c} = q\pi$  soit  $\nu_q = q \frac{c}{2L_{CAV}}$  avec  $q$  entier. On appelle Intervalle Spectral Libre (ISL) l'intervalle de fréquence entre 2 maxima de transmission :

$$\Delta\nu_{ISL} = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2L_{CAV}} \quad (6-14)$$

La demi largeur d'un pic de transmission  $\nu_c$  est donnée par  $(1 - r_1 r_2)^2 = 4r_1 r_2 \sin^2\left(\frac{2\pi\nu_c L_{CAV}}{c}\right)$ .

Puisque nous nous intéressons au cas où les réflectivités des miroirs sont élevées, nous pouvons écrire :

$$\nu_c = \frac{c}{2\pi L_{CAV}} \frac{(1 - r_1 r_2)}{2\sqrt{r_1 r_2}} \quad (6-15)$$

La finesse de la cavité FP est définie par le rapport de l'ISL par la largeur à mi hauteur soit :

$$F = \frac{\Delta\nu_{ISL}}{2\nu_c} = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (6-16)$$

#### 6.4.1.1. Cas où les miroirs sont sans pertes

Dans le cas sans pertes,  $r_1^2 + t_1^2 = 1$  et la réflectivité de la cavité en fonction de la fréquence  $\nu$  du laser s'exprime par :

$$\mathfrak{R}(\nu) = \frac{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos\left(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos\left(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} \quad (6-17)$$

On constate que quel que soit le sens du Fabry Perot, nous devons avoir la même réflectivité et donc le même contraste. Si les deux miroirs ont la même réflectance (cas symétrique  $r_1 = r_2$ ) alors le contraste est maximum et vaut 1. Plus les miroirs sont dissymétriques plus le contraste (défini au chapitre 2.2.2) est mauvais et tend vers 0.

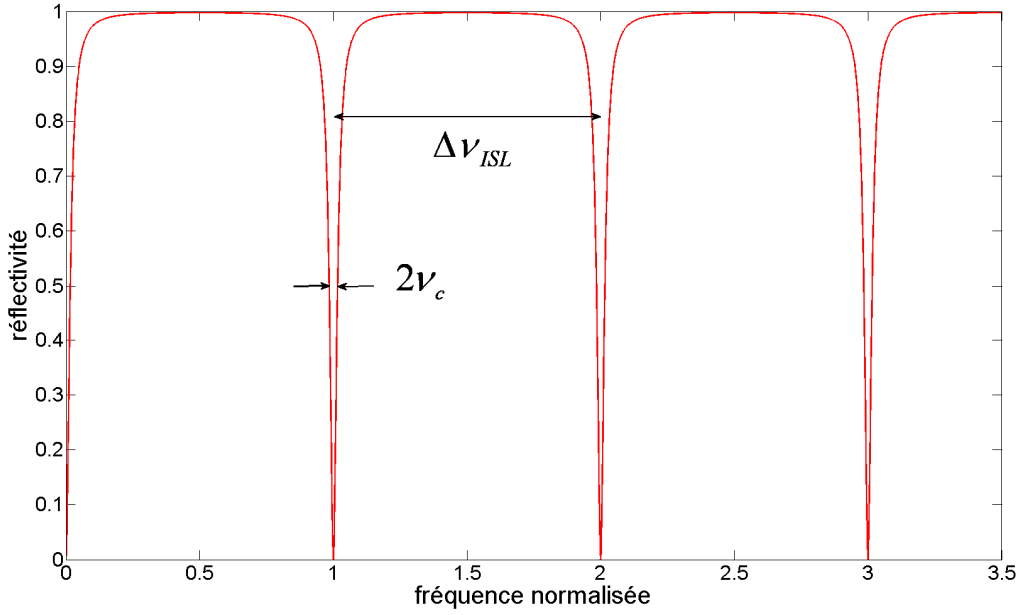


Figure 6-14 : Réflectivité d'une cavité FP pour  $r_1 = r_2 = 0,95$  sans pertes. Le contraste est égal à 1 dans ce cas

#### 6.4.1.2. Cas avec des pertes dans les miroirs

Dans le cas avec pertes, la réflectivité de la cavité en fonction de la fréquence  $\nu$  du laser s'exprime, si  $r_1$  est le miroir d'entrée, par :

$$\mathfrak{R}_{12}(\nu) = \frac{r_1^2 + r_2^2(1-p_1)^2 - 2r_1r_2(1-p_1)\cos\left(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)}{1 + r_1^2r_2^2 - 2r_1r_2\cos\left(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} \quad (6-18)$$

Si  $r_2$  est le miroir d'entrée :

$$\mathfrak{R}_{21}(\nu) = \frac{r_2^2 + r_1^2(1-p_2)^2 - 2r_1r_2(1-p_2)\cos\left(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)}{1 + r_1^2r_2^2 - 2r_1r_2\cos\left(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} \quad (6-19)$$

Le fait que les pertes dans les miroirs ne soient pas nulles a deux types de conséquences. D'une part la réflectivité n'est pas la même dans les deux sens du FP et un même mode de la cavité peut montrer un contraste différent suivant le sens d'utilisation. D'autre part, même si les miroirs sont symétriques, la présence de pertes va dégrader le contraste, comme illustré sur la Figure 6-15.



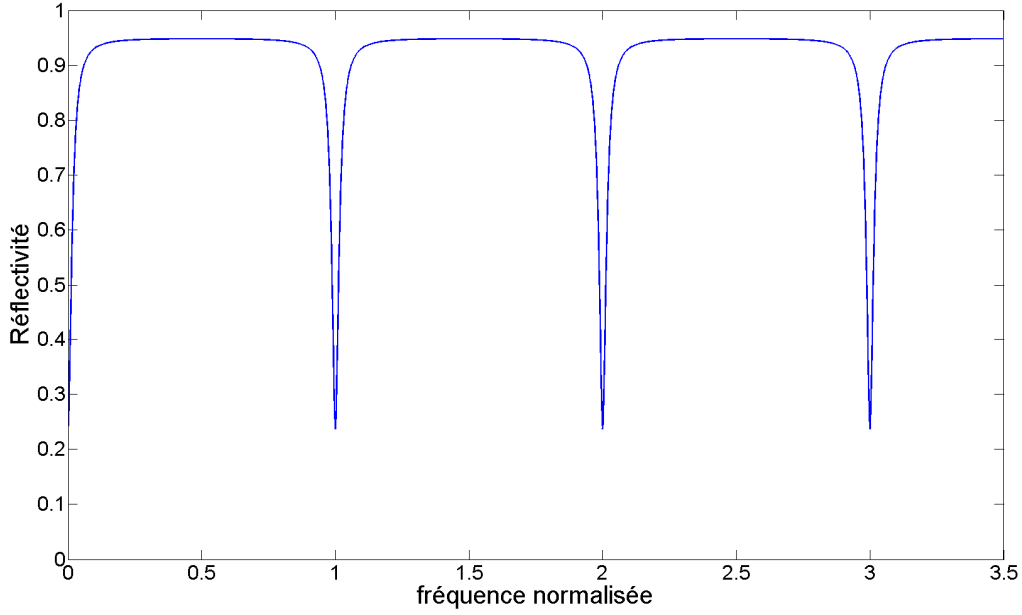


Figure 6-15 : Réflectivité  $\mathfrak{R}_{12}(\nu)$  d'une cavité FP pour  $r_1 = r_2 = 0,95$  avec des pertes  $p_1 = 0,05$ . Le contraste est égal à 0,6 dans ce cas

Si les miroirs sont dissymétriques, la présence de pertes va dégrader le contraste sauf pour un point particulier. En effet si,  $(1 - p_1) = \frac{r_1}{r_2}$  (et réciproquement si on utilise le Fabry Perot dans l'autre sens  $(1 - p_2) = \frac{r_2}{r_1}$ ) alors on retrouve un contraste de 1 en réflexion.

#### 6.4.1.3. Cas avec des pertes dans la cavité

Dans le cas où nous avons des pertes linéiques  $\alpha$  dans la cavité, la réflectivité en fonction de la fréquence  $\nu$  du laser s'exprime, si  $r_1$  est le miroir d'entrée, par :

$$\mathfrak{R}_{12}^{\alpha}(\nu) = \frac{r_1^2 + r_2^2 e^{(-4\alpha L_{CAV})} - 2r_1 r_2 e^{(-2\alpha L_{CAV})} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)}{1 + r_1^2 r_2^2 e^{(-4\alpha L_{CAV})} - 2e^{(-2\alpha L_{CAV})} r_1 r_2 \cos\left(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} \quad (6-20)$$

Dans une fibre SMF, les pertes sont de  $\alpha = 0,25$  dB/km. Le contraste pour une cavité FP de 10 centimètres de longueur dans une fibre SMF avec des miroirs  $r_1 = r_2 = 0,95$  sans pertes, est égal à 0,99999. Pour des cavités d'une dizaine de centimètre, ces pertes sont négligeables comparées aux pertes dans les miroirs de Bragg sur la diminution du contraste.

### 6.4.2. Signal d'erreur

Il existe de nombreuses techniques pour obtenir un signal d'erreur à partir du faisceau réfléchi par une cavité FP. La technique de Pound-Drever-Hall est la plus répandue [57] mais elle nécessite une modulation de la fréquence du laser qui serait problématique pour nos applications de télémétrie. Dans ce paragraphe je décrirai une technique s'inspirant de la méthode Hänsch-Couillaud [58], qui consiste à introduire un polariseur dans une cavité à deux miroirs pour lui donner un comportement différent pour les deux polarisations. Le passage à la résonance du mode sélectionné par le polariseur est détecté sur le faisceau réfléchi par une analyse de polarisation à deux voies : on obtient un signal dispersif, sans avoir à moduler le faisceau. Nous avons remarqué qu'un signal dispersif peut également être obtenu de la même façon si une biréfringence, au lieu du polariseur, est introduite dans la cavité. C'est cette méthode que nous avons mise en œuvre en profitant de la grande biréfringence d'une fibre à maintien de polarisation sur laquelle une cavité a été réalisée par gravure de deux réseaux de Bragg. La Figure 6-16 présente le schéma de principe de cet asservissement.

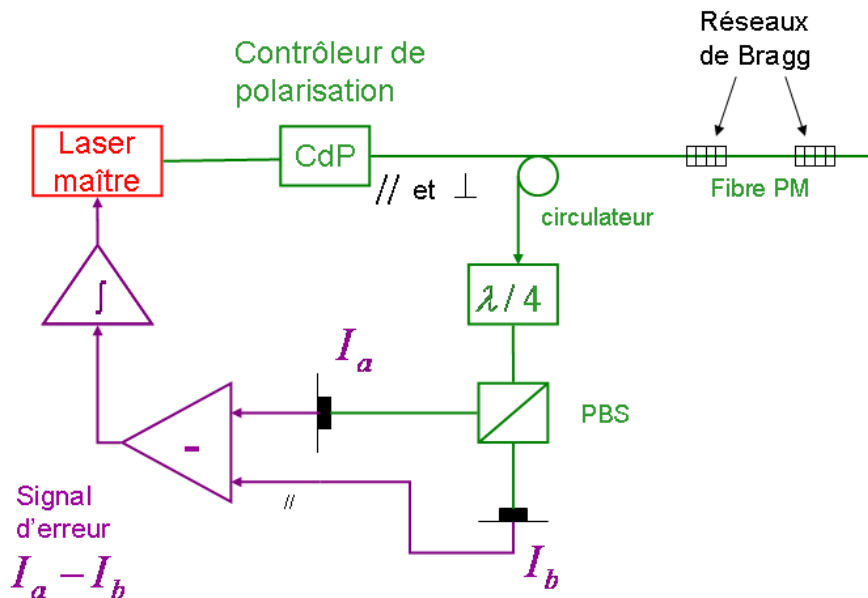


Figure 6-16 : Schéma du principe de l'asservissement du rayonnement du laser maître sur une cavité FP fibrée à maintien de polarisation. // et  $\perp$  font référence aux axes de la fibre PM

La polarisation incidente sur le FP est rectiligne et fait un angle  $\theta$  avec l'un des axes de polarisation de la fibre PM. L'onde incidente se décompose et s'écrit suivant l'axe lent // et l'axe rapide  $\perp$  par  $E_{//}^i = \cos(\theta) \cdot \Psi_i$  et  $E_{\perp}^i = \sin(\theta) \cdot \Psi_i$ . A chaque polarisation correspond une valeur de l'Intervalle Spectral Libre du fait que l'ISL dépend de l'indice du milieu. Lorsque la cavité est résonante pour une polarisation, la plupart du temps elle ne l'est pas pour l'autre. Nous avons donc en réflexion pour l'axe rapide, avec  $\Delta\nu_{//}$  l'ISL de la cavité FP sur l'axe // :

$$R_{//}(\nu) = \cos(\theta) \frac{r_1 - r_2(r_1^2 + t_1^2) e^{-j(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{//}})}}{1 - r_1 r_2 e^{-j(\frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_{//}})}} \quad (6-21)$$

La relation est similaire pour l'axe rapide à condition de remplacer  $\Delta\nu_{//}$  par  $\Delta\nu_{\perp}$  et  $\cos(\theta)$  par  $\sin(\theta)$ .

Le système de détection est composé d'un PBS et d'une lame  $\lambda/4$  dont les axes rapides et lents sont à  $45^\circ$  des axes du PBS. Le calcul montre alors que :

$$\begin{aligned} I_a &= \frac{1}{2} [R_{//} R_{//}^* + R_{\perp} R_{\perp}^* - i R_{\perp} R_{//}^* + i R_{//} R_{\perp}^*] \\ I_b &= \frac{1}{2} [R_{//} R_{//}^* + R_{\perp} R_{\perp}^* + i R_{\perp} R_{//}^* - i R_{//} R_{\perp}^*] \end{aligned} \quad (6-22)$$

Le signal d'erreur s'obtient en faisant la différence des intensités détectées :

$$I_a - I_b = \text{Im}(R_{\perp} R_{//}^*) \quad (6-23)$$

La Figure 6-17 présente le signal d'erreur pour  $\Delta\nu_{//} = 4 * \Delta\nu_{\perp}$  avec une cavité FP sans pertes, symétrique avec  $r_1 = r_2 = 0,992$  (c'est-à-dire une finesse égale à 200).

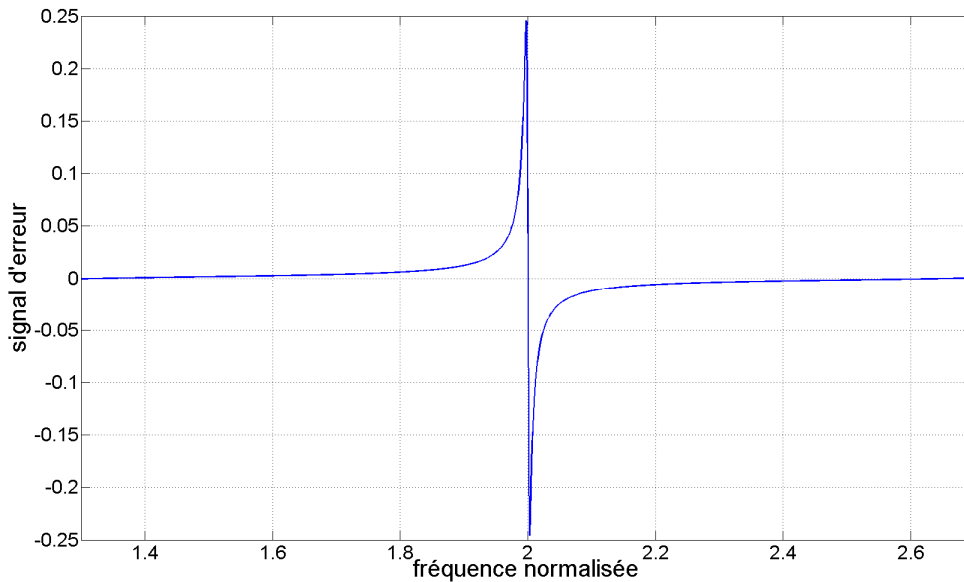


Figure 6-17 : signal d'erreur  $I_a - I_b$  pour  $\Delta\nu_{//} = 4 * \Delta\nu_{\perp}$  avec une cavité FP sans pertes symétrique avec  $r_1 = r_2 = 0,992$

On constate qu'à la résonance le signal d'erreur présente une brusque variation de l'intensité. Ce signal, dispersif, convient comme signal d'erreur pour l'asservissement de la fréquence du laser sur la résonance de la cavité.

### 6.4.3. Résultats de l'étude d'une cavité Fabry Pérot fibrée à miroirs de Bragg

Ce travail de caractérisation avait pour but, notamment, de déterminer les pertes dans les miroirs de Bragg, sur lesquelles il ne semble pas y avoir d'informations quantitatives.

Nous avons demandé la réalisation d'un FP fibré à la société IDIL. Il s'agit d'une fibre à maintien de polarisation avec gravure de deux miroirs de Bragg de réflectivité supérieure à 0,999 à 1542,4 nm espacés de 3 cm. La Figure 6-18 présente la mesure faite par le constructeur de la réflexion de l'ensemble. Le fait que les pics d'Airy ne soient pas visibles dans la partie centrale peut s'expliquer par la résolution insuffisante (10 pm) de l'analyseur de spectre utilisé.

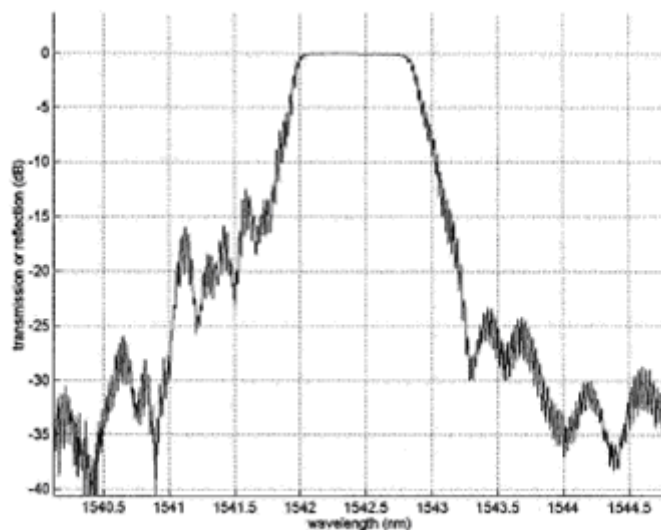


Figure 6-18 : Mesure par le constructeur de la réflexion du FP fibré

#### 6.4.3.1. Caractérisation des pics de résonance

Dans un premier temps nous avons vérifié le comportement du Fabry Perot suivant chacune des deux polarisations de référence de la fibre PM. J'appelle « polarisation parallèle » la polarisation rectiligne parallèle à la clé de la fibre PM. Dans notre cas, il s'agit de l'axe lent de la fibre PM. La « polarisation perpendiculaire » correspond à l'axe rapide de la fibre. La Figure 6-19 présente la mise en œuvre de ce test.

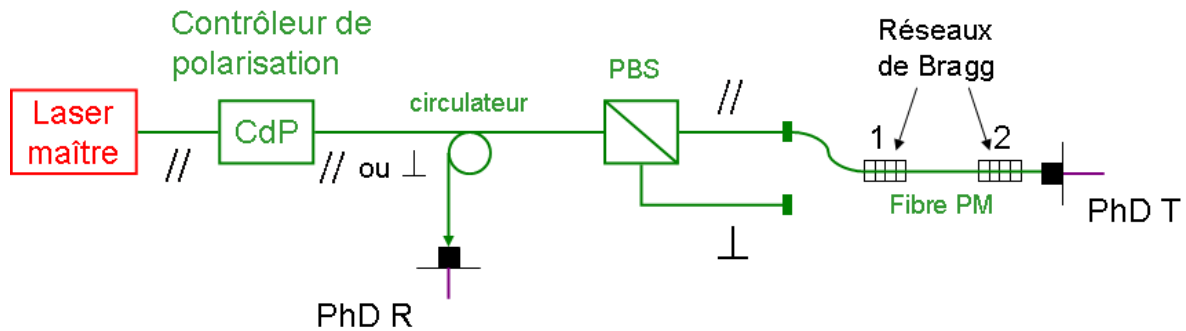


Figure 6-19 : Schéma de la caractérisation du FP fibré en réflexion (PhD R) et en transmission (PhD T) suivant les deux axes de polarisation de la fibre

On place un polariseur à deux voies (PBS) entre le circulateur et le FP fibré afin de ne sélectionner qu'une seule des deux polarisations. Nous obtenons les résultats présentés Figure 6-20, pour le cas où le faisceau entre par le côté "1" du Fabry-Perot. Nous écrirons "sens 12" et "sens 21" pour ce cas et le cas où le faisceau entre par le côté 2.

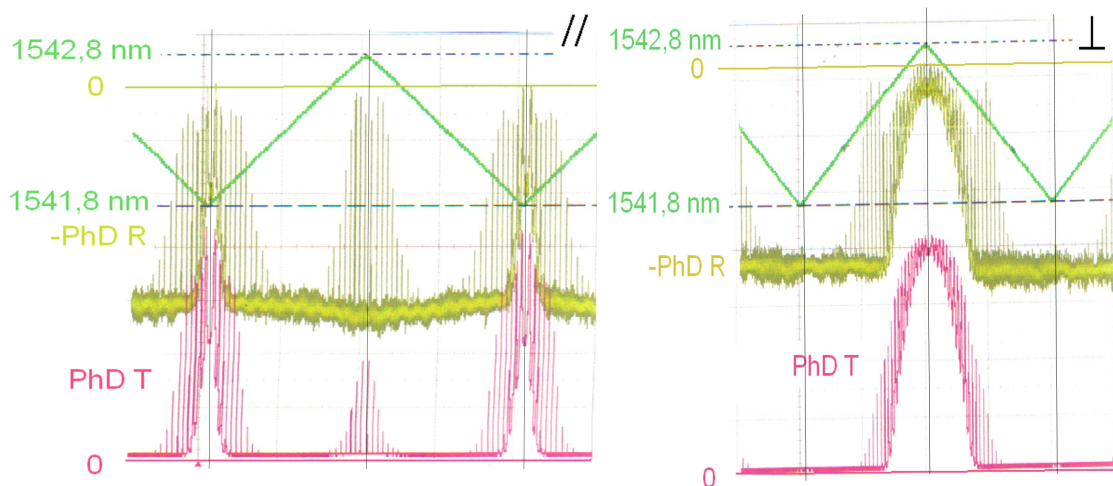


Figure 6-20 : Caractérisation de la cavité FP fibré en réflexion (signal jaune) et en transmission (signal rose) lorsqu'on balaye la longueur d'onde du laser (signal vert) pour la polarisation parallèle (figure de gauche) et la polarisation perpendiculaire (figure de droite). Le balayage en longueur d'onde est réalisé en contrôlant l'actuateur thermique du laser (signal vert) : un retard de quelques secondes est attendu entre le renversement de la rampe de commande et le renversement du balayage attendu. Afin de mieux comparer la transmission et la réflexion, le signal de réflexion est changé de signe

On constate un comportement différent de la cavité suivant la polarisation. Les pics de transmission et de réflexion ont un contraste qui varie entre 0 et 1 pour une longueur d'onde du laser balayée entre 1541,8 nm et 1542,8 nm avec le contrôle thermique. On remarque que le contraste est nul au centre de la rampe pour la polarisation parallèle et au contraire, grand pour la polarisation perpendiculaire. Le centre du FP semble être aux alentours de 1542,3 nm pour la polarisation parallèle. Il est plus difficile de chiffrer le centre du FP pour la polarisation perpendiculaire. Une explication de ce comportement est décrite en [59] : du fait de la biréfringence, la longueur d'onde centrale d'un réseau de Bragg n'est pas la même sur les deux polarisations d'une fibre PM. Ce décalage n'est toutefois pas suffisamment grand pour que la méthode d'asservissement exposée plus haut (voir Figure 6-16) soit remise en cause : la réflectivité reste grande à la longueur d'onde à laquelle nous voulons réaliser l'asservissement.

Grace au PBS placé entre le laser et le FP, nous sélectionnons une des deux polarisations envoyées au système. En réflexion nous ne voyons qu'un système de pics correspondant à la polarisation choisie. Par contre en transmission, nous voyons un mélange de deux systèmes de pics (voir Figure 6-21) : nous voyons les pics correspondant aux deux polarisations en même temps, ce qui s'explique par le fait que la polarisation n'est pas pure. Le taux d'extinction n'est pas facile à estimer, mais on ne peut pas prétendre à mieux que 20dB, notamment si les connections fibrées sont réalisées avec des connecteurs "à clef large" qui laissent un jeu angulaire significatif. Comme le FP n'est pas centré sur la même longueur d'onde pour les deux polarisations, nous pouvons distinguer ces deux systèmes de pics par leur finesse et leur contraste. On constate que pour les deux polarisations l'ISL est différent : L'ISL est de 3,86 GHz pour la polarisation parallèle et de 2,98 GHz pour la polarisation perpendiculaire. Cette différence d'ISL ne s'explique pas par la biréfringence de la fibre (de l'ordre de  $10^{-3}$ ). Les miroirs de Bragg sont gravés transversalement à la fibre avec une source UV. Cela engendre une petite biréfringence de l'ordre de  $10^{-5}$  qui ne permet pas non plus d'expliquer ce comportement. L'explication est peut être à rechercher dans les valeurs des dispersions des indices suivant les deux polarisations.

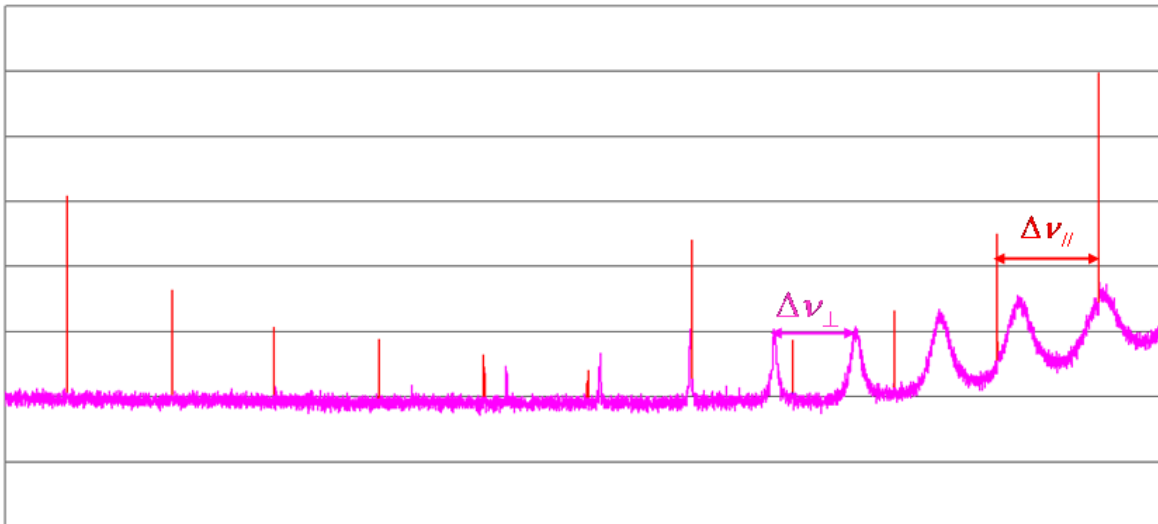


Figure 6-21 : Transmission de la cavité pour la polarisation // dans le sens 12 en balayant la longueur d'onde du laser de façon croissante. Les pics rouges et roses correspondent respectivement aux résonances du FP pour la polarisation // et  $\perp$

La comparaison entre la puissance transmise ( $T$ ) et réfléchie ( $1 - R$ ) à la résonance du FP est illustrée sur la Figure 6-22.

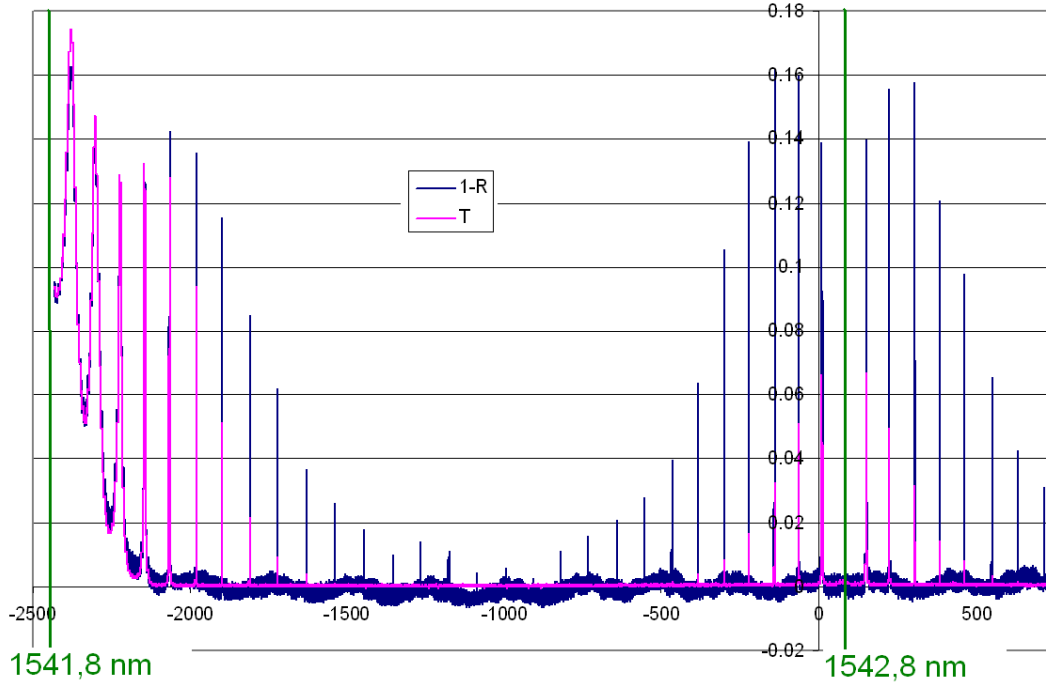


Figure 6-22 : comparaison des puissances réfléchies et transmises pour la polarisation // dans le sens 12 en balayant la longueur d'onde du laser

On remarque que la puissance qui n'est pas réfléchi n'est pas totalement transmise ce qui démontre la présence de pertes. Et ces pertes semblent dépendre de la longueur d'onde car  $1 - R - T$  n'est pas constant.

De même avec plus de  $30 \mu\text{W}$  envoyé au FP, nous voyons une déformation des pics en transmission et en réflexion due à la dilatation thermique du FP proche de la résonance. Ce comportement est illustré sur la Figure 6-23.

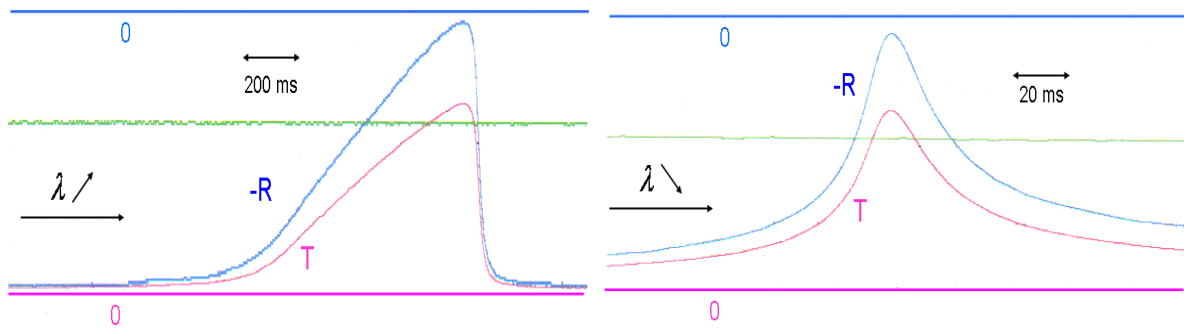


Figure 6-23 : Déformation des pics de transmission (T) et de réflexion (-R) avec  $1\text{mW}$  envoyée au FP lorsqu'on balaye de façon croissante (figure de gauche) et décroissante (figure de droite) la longueur d'onde du laser. On notera que les échelles de temps sont très différentes

Ce comportement est en accord avec le fait que  $dn/dT^\circ$  est positif dans la silice. Lorsque la fréquence du faisceau approche de la résonance, la puissance dans la cavité augmente et s'il y a absorption dans le matériau et non simplement des pertes par défaut de confinement, l'augmentation de la température va donner lieu à une augmentation d'indice, ce qui déplace la résonance vers des longueurs d'onde plus élevées.

En utilisant le comportement temporel de la Figure 6-23 et en simulant le comportement thermique de la fibre, il serait envisageable de déterminer la valeur de l'absorption. Mais il manque une information.

On ne sait pas si cette absorption se produit :

- sur la totalité des 3 cm du résonateur
- ou bien seulement sur la longueur du réseau de Bragg

ce qui empêche d'exploiter quantitativement cette observation.

La finesse et le contraste des pics de résonance présentés sur la Figure 6-20 ont été mesurés pour la polarisation parallèle avec le FP dans le sens 12 puis 21. A partir de la mesure de la finesse et d'après l'équation (6-16) nous pouvons déterminer le produit  $r_1 r_2$ . Deux traitements peuvent alors être envisagés.

En faisant l'hypothèse *symétrique*, que  $r_1 = r_2$ , nous calculons les pertes  $p_1$  et  $p_2$  pour que les contrastes des pics de résonance calculés avec les équations (6-18) et (6-19) correspondent aux contrastes mesurés expérimentalement. Ces résultats sont présentés dans le Tableau 6-1.

Polarisation // sens 12		
	Moyenne	Ecart type
$r_1 r_2$	0,9925	0,0041
$p_1$	0,0053	0,0011

Polarisation // sens 21		
	Moyenne	Ecart type
$r_1 r_2$	0,9920	0,0042
$p_2$	0,0058	0,0013

Tableau 6-1 : Résultats de la détermination du produit des coefficients de réflexions et des pertes à partir de la mesure de la finesse et du contraste pour les résonances du FP suivant la polarisation // dans le sens 12 (tableau de gauche) et 21 (tableau de droite)

On constate que la réflectivité des miroirs n'est pas supérieure à 0,999 comme indiqué par le fabricant. Les pertes dans les miroirs seraient d'environ  $5,5 \times 10^{-3}$  si l'on suppose que les miroirs sont symétriques.

Avec l'hypothèse que les pertes du miroir d'entrée sont comprises entre 0 et  $1 - r_{\text{entrée}}^2$  et que  $r_1 \neq r_2$  (le calcul se déroule en faisant varier  $r_1$  de 1 à  $\sqrt{r_1 r_2}$  et  $r_2$  de  $r_1 r_2$  jusqu'à  $\sqrt{r_1 r_2}$  puis inversement), nous effectuons le même traitement que précédemment. Les résultats sont que l'un des miroirs est très bon (avec un coefficient de réflexion en amplitude supérieur à 0,999), l'autre moins bon (avec un coefficient de réflexion en amplitude nettement inférieur à 0,999). Mais pour les deux miroirs les pertes sont de l'ordre de  $p_1 \approx 1 - r_1^2$  et  $p_2 \approx 1 - r_2^2$ . Si pour un des deux sens du FP (par exemple le sens 21), tous les pics avaient un contraste plus grand que dans l'autre sens du FP (respectivement le sens 12), nous aurions pu conclure et déterminer quel est le miroir défectueux. Malheureusement ce n'est pas le cas : le sens qui présente les meilleurs contrastes n'est pas le même suivant que l'on regarde la partie du spectre à longueurs d'onde élevées ou à longueurs d'onde basses. Nous n'avons pas pu trouver un modèle cohérent décrivant toutes les observations faites avec ce résonateur à miroirs de Bragg.

Ce travail a montré que des pertes sont présentes : le fait que les pics de résonance se déforment lorsque la puissance envoyée à la cavité est supérieure à  $30 \mu\text{W}$  confirme la présence de pertes significatives dans la cavité Fabry Perot. L'étude quantitative des spectres



de transmission et réflexion suggère que les pertes dans les miroirs de Bragg sont de l'ordre de la transmission. Elles engendrent une perte de contraste considérable, voire rédhitoire. Enfin, l'origine et la valeur de ces pertes n'ont pas pu être déterminées de façon claire.

### 6.4.3.2. Signal d'erreur expérimental

Nous avons réalisé l'expérience présentée sur la Figure 6-16 afin de confirmer la forme dispersive du signal d'erreur. Comme le circulateur qui permet d'intercepter le faisceau réfléchi n'est pas à maintien de polarisation (SM), la polarisation est totalement perdue avant l'analyse par le PBS. Il faut donc un contrôleur de polarisation pour corriger l'effet de la fibre SM. Le réglage d'un contrôleur à 3 lames ( $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$ ) orientables a peu de chances d'aboutir efficacement si la recherche se fait au hasard car aucune des trois orientations n'est connue a priori. Nous avons donc choisi de commencer la procédure en enlevant la dernière lame  $\lambda/4$  et de réaliser tout d'abord un analyseur linéaire. Il s'agit tout d'abord de régler les deux premières lames de manière à avoir :

- hors résonance : 100% de la puissance sur une polarisation et 0% sur l'autre
- à la résonance : 50 % de la puissance sur les deux polarisations (si la polarisation initiale a été choisie à  $45^\circ$  des axes de la fibre PM)

Une fois ce réglage obtenu, on le conserve en ajoutant la dernière lame  $\lambda/4$ . On cherche d'abord l'orientation de la lame qui permet de retrouver les mêmes signaux, ce qui met ses axes dans la position "inopérante" (parallèle aux axes de l'analyseur). Puis on la tourne de  $45^\circ$  de façon à transformer l'analyseur linéaire en analyseur circulaire. Nous attendons alors (voir chapitre 6.4.2), par soustraction des deux voies un signal d'erreur dispersif centré sur zéro. Nous avons obtenu pour le pic à 1542,361 nm de finesse 207 sur la polarisation perpendiculaire, le signal d'erreur présenté Figure 6-24.

On voit que ce signal d'erreur, obtenu sans modulation, est tout à fait utilisable. L'absence de dissymétrie flagrante est encourageante pour ce premier essai et valide le principe de la méthode. Il restera un travail de stabilisation thermique et acoustique du système.

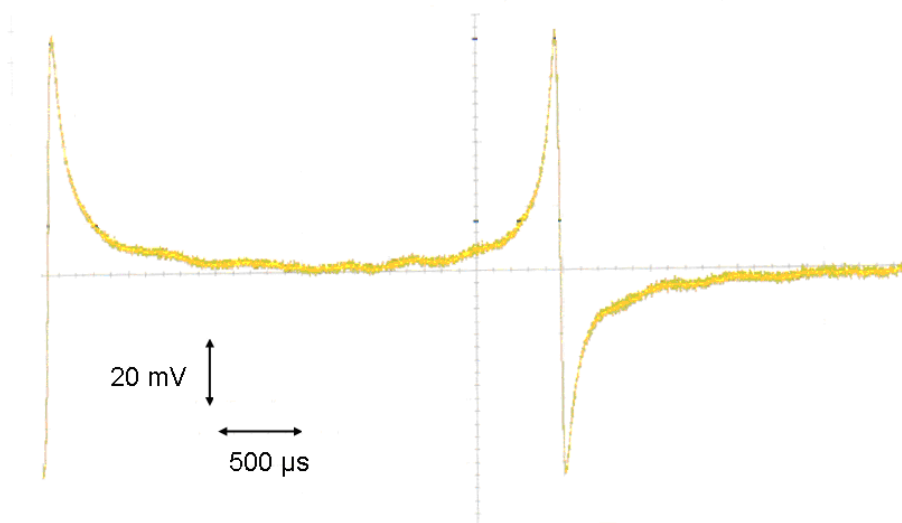


Figure 6-24 : signal d'erreur obtenu pour le pic à 1542,361 nm de finesse 207 sur la polarisation perpendiculaire

## 6.5. Détection

Dans cette partie, je ne décrirai que les principes de fonctionnement des systèmes de détection des impulsions optiques et des mesures de phase. La mise en œuvre de ces systèmes est en cours de réalisation et ne sera pas présentée dans cette thèse.

### 6.5.1. Mesure de temps de vol

La mesure de temps de vol est préparée par l'équipe de Géosciences Azur. La Figure 6-25 présente la mise en œuvre envisagée par Etienne Samain, ainsi que la logique.

Un synthétiseur 500 MHz fournit la référence de temps pour les dateurs. La stabilité et l'exactitude de cette horloge conditionnent l'exactitude de la chronométrie. La photodiode PhDA détecte en permanence les impulsions émises par la source ICB. Cela sert à référencer le modulateur d'intensité (MI) mais aussi à assurer la synchronisation des signaux de commandes.

Une commande est envoyée par le synthétiseur 500MHz à la bascule DFF MI. Celle-ci génère alors un signal autorisant le MI à laisser passer les impulsions pendant 1 ns, soit 20 impulsions successives (Cmd MI), la phase étant ajustée pour que le modulateur bascule entre deux impulsions. Ce signal est aussi envoyé au dateur A : on a ainsi la date de départ des impulsions.

L'utilisation d'une deuxième bascule (DFF Det) et des signaux de commandes permet, dans un premier temps, de bloquer le système pour ne pas dater les impulsions qui auront parcouru la voie de référence (Reset DFF Det). Le système est réactivé juste après le passage des impulsions de référence. Le dateur B enregistre alors la date d'arrivée des impulsions sur la photodiode PhDB (Q DFF Det). On peut alors calculer le temps entre l'émission de la première impulsion par le MI et la détection sur la voie de mesure :

$$t_{mesure} = TB_m - TA_m \quad (6-24)$$

où  $TB$  et  $TA$  sont des datations absolues des impulsions.

## 6.5 Détection

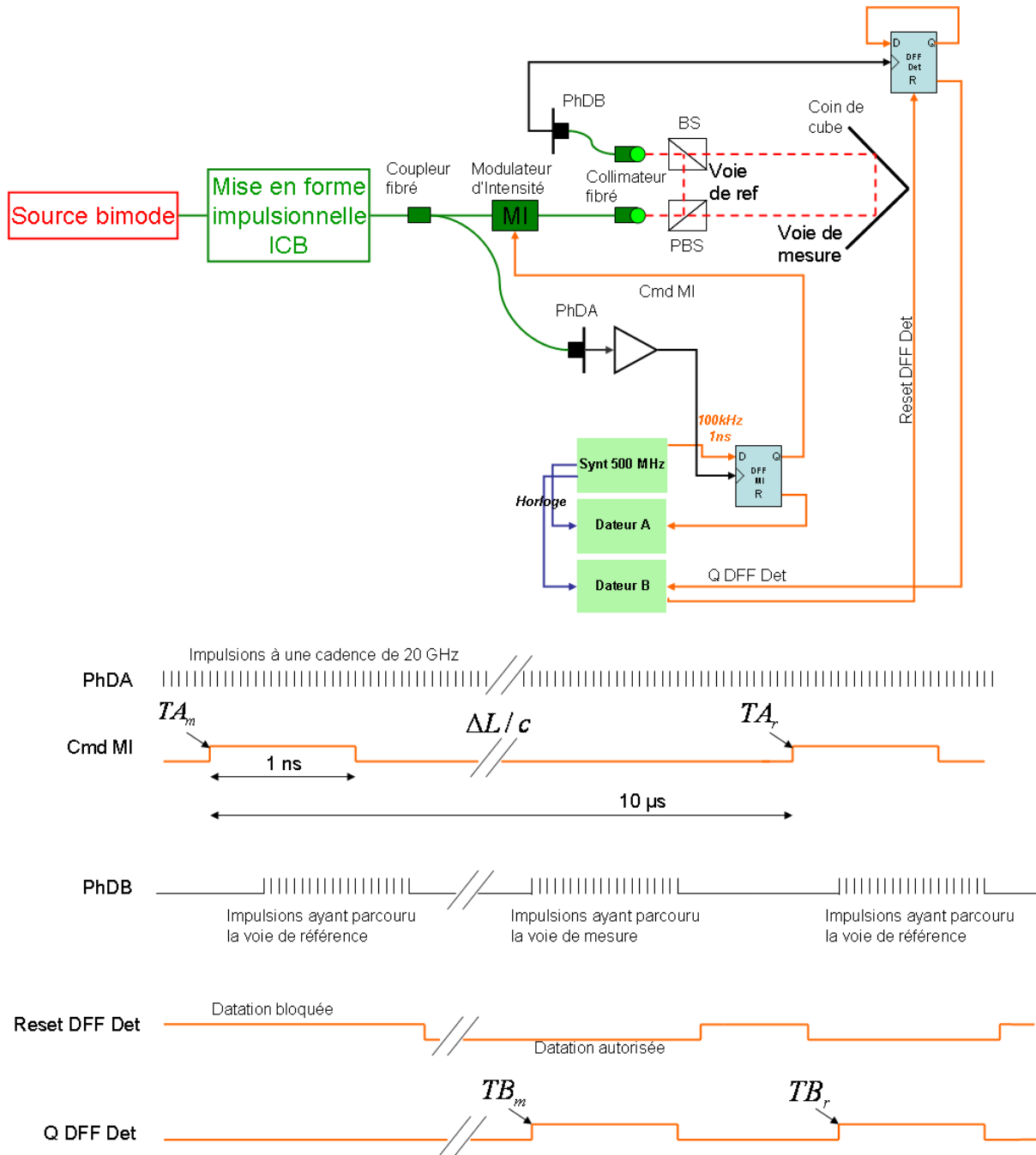


Figure 6-25 : Principe de la chronométrie

Puis de la même manière le dateur A va dater l'émission de la première impulsion, mais les signaux de commandes vont, cette fois ci autoriser le dateur B à dater l'impulsion qui aura parcouru la voie de référence (Reset DFF Det). De la même façon on peut calculer le temps de propagation des impulsions de référence :

$$t_{référence} = TB_r - TA_r \quad (6-25)$$

La mesure de longueur absolue par chronométrie s'obtient alors par :

$$\Delta L = c(t_{mesure} - t_{référence}) = c[(TB_m - TA_m) - (TB_r - TA_r)] \quad (6-26)$$

Le fait de mesurer le temps entre la date d'arrivée et la date de d'émission permet au système d'être insensible au jitter de timing de la source pulsée entre la première mesure  $t_{mesure}$  et la deuxième  $t_{référence}$ . Cela suppose juste que, dans l'intervalle, les longueurs de fibres n'ont pas subi d'évolution (thermique par exemple) au niveau d'exactitude recherché.

### 6.5.2. Mesure de phase

La différence de phase doit être mesurée avec une résolution de  $10^{-3}$  radian sur des temps de mesure de  $10 \mu s$  et une exactitude de quelques  $10^{-5}$  radian pour réussir à faire le lien entre la mesure de temps de vol et la mesure de phase interférométrique.

La procédure de mesure consiste à :

- enregistrer numériquement à une cadence de 1GHz, pendant  $10 \mu s$ , les signaux obtenus après la transposition de fréquence des signaux détectés à la fréquence du battement.
- extraire sur ces deux enregistrements l'amplitude des signaux, et leur phase relative, en s'assurant que les erreurs systématiques imputables à la méthode numérique sont au plus de 1 ou quelques  $10^{-5}$  radian.

Le couple (rapport d'amplitudes, phase relative) fournit un point dans le plan phase/amplitude. La rapidité avec laquelle l'information est traitée pour aboutir au résultat conditionne directement la bande passante de la mesure. La mesure de phase exploitant le passage à zéro du signal est certes la plus rapide, mais en aucun cas on ne peut garantir une exactitude inférieure à  $10^{-4}$  radian pour une telle mesure de phase relative, bien trop sensible aux imperfections probables du signal. Les signaux dont nous voulons tirer l'information de phase risquent d'être affectés par :

- des harmoniques, 40MHz, et surtout 60MHz, du fait de la transposition de fréquence (saturation du mixer).
- des offsets, ou encore des ondulations à la fréquence du secteur et de ses harmoniques.
- du bruit.
- des perturbations localisées, résultant de l'environnement électrique du télémètre.

Nous avons étudié une méthode numérique basée sur l'analyse harmonique permettant d'assurer une exactitude de  $10^{-5}$  radian en présence de ces défauts.

La méthode proposée consiste, après avoir enregistré les deux signaux expérimentaux  $s_1 = a_1 \cdot \sin(2\pi f t + \phi_1)$  et  $s_2 = a_2 \cdot \sin(2\pi f t + \phi_2)$ , à les multiplier par un sinus pur  $s_0 = \sin(2\pi f_0 t + \phi_0)$

La multiplication de deux sinus donne, si  $f = f_0$  :

$$s_1 s_0 = a_1 \frac{\cos[\phi_1 - \phi_0] - \cos[2\pi(f + f_0)t + \phi_1 + \phi_0]}{2} \quad (6-27)$$

La moyenne de  $s_1 \cdot s_0$  sur un nombre entier de périodes contient l'information sur la différence de phase :

$$\text{mean}(s_1, s_0) = a_1 \frac{\cos[\phi_1 - \phi_0]}{2} \quad (6-28)$$

$\phi_0$  est un paramètre que nous maîtrisons: nous pouvons chercher la valeur de  $\phi_0$  qui annule la moyenne de  $s_1, s_0$  : on a alors  $\phi_0^1 = \phi_1$ . Cette méthode est insensible à l'amplitude des signaux de mesure. En effectuant le même calcul pour le second signal expérimental, nous obtenons la différence de phase cherchée :

$$\phi_2 - \phi_1 = \phi_0^2 - \phi_0^1 \quad (6-29)$$

L'Annexe E présente l'analyse des différentes sources d'erreurs prévisibles pouvant affecter cette technique. Les points identifiés sont :

- a) La fréquence du signal détecté s'écarte légèrement de la fréquence de référence (du fait du bruit de phase par exemple)

La méthode qui réalise numériquement la fonction de la détection synchrone, c'est à dire multiplier le signal par un sinus à la fréquence de référence (et prendre la moyenne de ce terme), puis par un cosinus (et prendre la moyenne) et calculer l'arctangente du rapport, n'élimine pas cette erreur. La méthode présentée ci-dessus, qui consiste à prendre la moyenne du produit du signal détecté par un sinus déphasé et trouver la phase qui annule ce produit, n'élimine pas l'erreur considérée. Mais cette erreur est identique quel que soit le signal analysé ( $s_1, s_2$ ), et donc la phase relative, obtenue par différence, élimine l'erreur considérée. Ce point est essentiel pour aboutir à une mesure de grande exactitude.

- b) Erreur due à l'échantillonnage

Seules sont prises en compte les valeurs du signal aux  $N$  instants  $t_n = n(1/F_{ech})$ . L'Annexe E donne l'expression de l'erreur, qui peut atteindre plusieurs  $10^{-5}$ . Si on choisit  $N$  et  $F_{ech}$  tels que  $N(f + f_0)/F_{ech}$  soit un entier, l'erreur est nulle. Tenir compte du bruit résiduel du verrouillage en phase ne modifie cette conclusion qu'au niveau de quelques  $10^{-7}$ .

- c) Erreur due à la présence d'offset (ou de composantes à fréquence  $\ll F_{ech}/N$ )

Pour les éliminer il suffit que  $Nf_0/F_{ech}$  soit un entier.

- d) Erreur due aux harmoniques

Elle est nulle si  $Nf_0/F_{ech}$  est un entier.

- e) Erreur due à la quantification des données

Si le signal mesuré est sans bruit, la quantification conduit bien à une erreur systématique. On peut montrer qu'avec 12 bits l'erreur associée sur le produit  $\langle \sin(x)\sin(x + \phi) \rangle$  pour  $\phi$  quelconque n'excède jamais  $10^{-5}$ .

f) Erreur de convergence de la recherche du zéro

Le fait que la quantité  $\langle \sin(x + \phi) \sin(x) \rangle$  soit sinusoïdale en fonction de  $\phi$  conduit à choisir la méthode de Newton-Raphson. Cette dernière approxime la fonction par sa tangente. Or  $\sin \phi$  est très proche de  $\phi$  autour de ses zéro, et d'autre part c'est autour du zéro que sa pente est maximale. La situation est donc idéale: la convergence sera très rapide. Pour la toute première étape, il est bien sûr préférable de déterminer deux valeurs d'essai à  $90^\circ$  l'une de l'autre pour extraire une première estimation  $\phi^{(0-90)}$  de la phase du zéro. La pente est dès lors connue avec une très bonne précision, et le relai peut être passé à la méthode de Newton-Raphson (NR). Même si on suppose que  $\phi^{(0-90)}$  n'est correct qu'à  $10^{-1}$  radian (ce qui est très conservateur) le premier tour NR donne  $\phi^{(NR1)}$  à  $2 \times 10^{-4}$ . Le deuxième tour NR est donc correct à  $\ll 10^{-11}$ . Si on suppose que  $\phi^{(0-90)}$  est correct à  $10^{-2}$  radian, ce qui est raisonnable, deux tours de la méthode de Newton-Raphson suffiront pour aboutir à la bonne valeur et tester la convergence.

Cette méthode, implémentée sur FPGA ne devrait pas faire perdre beaucoup plus de temps que le temps d'enregistrement de  $10 \mu\text{s}$ . Si elle respecte les spécifications et précautions énumérées des points a) à f), elle doit atteindre l'exactitude de  $10^{-5}$  requise.

## 6.6. Bilan

Dans ce chapitre, j'ai présenté les équations permettant de relier l'écart type de la mesure de distance d'Iliade à la densité spectrale de bruit de phase de l'onde optique et synthétique. Ainsi pour une mesure de distance du kilomètre avec une résolution de 1 nanomètre, j'ai montré que le spectre de bruit de phase libre du laser maître est suffisant. L'asservissement de la fréquence du laser maître sur l'acétylène sera tout de même indispensable pour éviter les dérives sur des échelles de temps supérieures à la seconde et connaître la longueur d'onde avec exactitude. Enfin le spectre de bruit de phase de l'onde synthétique asservie et présenté Figure 4-17, répond aussi bien aux exigences de T2M que d'Iliade.

J'ai expliqué le principe de fonctionnement de la source d'impulsions d'Iliade. Ce système complètement fibré convertit le battement de fréquences de deux lasers décalés de 20 GHz en un train d'impulsions de même cadence. J'ai participé à la caractérisation de ces impulsions spectralement et temporellement. Nous obtenons bien des impulsions de largeur à mi hauteur égale à 11 ps qui ne présentent pas de déformations. La modulation résiduelle des impulsions liée à la modulation de phase pour éviter la rétrodiffusion Brillouin a été réduite par l'ajout d'une fibre de dispersion opposée à celle où se produit la compression temporelle. Un ajustement de la longueur de la fibre devrait permettre d'éliminer complètement cette modulation. Enfin j'ai comparé le bruit de phase entre l'entrée et la sortie de la source d'impulsions à celui calculé via le spectre de bruit de phase de l'asservissement. On constate un bon accord des spectres pour des fréquences supérieures au kHz. Aux fréquences plus basses, le bruit thermique et acoustique ambiants limitent la mesure. Néanmoins il est démontré que le processus non linéaire et l'amplificateur fibré mis en jeu ne contribuent pas à l'ajout d'un bruit de phase pour des fréquences supérieures à 10 kHz, au niveau de  $2 \cdot 10^{-6} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$ . Globalement le bruit de timing, intégré jusque 1 MHz, est de 65 fs.

J'ai testé une cavité Fabry Perot constituée de deux miroirs de Bragg gravés dans une fibre à maintien de polarisation. Les travaux menés ont permis de vérifier l'obtention d'un signal d'erreur exploitable pour pré-stabiliser la fréquence d'un laser, sans recourir à une modulation. Cependant il semble que ce dispositif présente des pertes qui compromettent l'obtention de finesse supérieures à 300. Une incompréhension réside aussi sur la différence d'intervalle spectral libre entre les deux axes de polarisation de la fibre.

Enfin j'ai présenté un algorithme basé sur l'analyse harmonique, permettant de mesurer la différence de phase de deux signaux à 20 MHz avec une exactitude de quelques  $10^{-5}$  radian en présence de défauts comme des offsets ou des harmoniques.





# CONCLUSION ET PERSPECTIVES

A ce jour, il n'existe pas de télémètre laser embarqué sur satellite capable de mesurer une distance du kilomètre avec une exactitude inférieure au micron et une résolution nanométrique. L'objectif de ce travail instrumental a été de développer deux télémètres lasers conçus pour répondre à ce besoin exprimé pour de futures missions spatiales. Il apporte à ces besoins des réponses originales et des résultats prometteurs en termes de résolution, d'exactitude, avec des dispositifs robustes et peu consommateurs de ressources.

## Conclusion des travaux menés sur T2M

Avant ce travail, les télémètres par mesure de différence de phase d'une porteuse optique étaient limités par deux types de diaphonies :

- optiques, avec pour conséquence une erreur systématique cyclique à l'échelle de la longueur d'onde du faisceau utilisé
- micro-ondes, occasionnant l'erreur cyclique bien connue dans les mesures de phase.

Ces deux erreurs empêchaient d'atteindre une exactitude sub-micronique.

J'ai montré que ces deux limites pouvaient être repoussées grâce à la mise en œuvre du T2M.

L'ajustement de la fréquence de modulation pour rester à différence de phase nulle, associée à un aiguillage optique des faisceaux télémétriques vis-à-vis des deux voies de détection, permettent de soustraire ces erreurs. Ce point fort du T2M est expérimentalement réalisé à condition que les signaux de mesures des deux voies présentent la même amplitude.

Dans ce travail, le fait de disposer d'une source bi-mode dont la fréquence centrale est accordable a été déterminant. C'est en scrutant les variations du signal télémétrique en fonction de la longueur d'onde centrale que nous avons pu identifier d'autres sources d'effets systématiques de plusieurs microns d'amplitude : interférences parasites dans les parties fibrées du montage ou dans certaines optiques à faces parallèles. Ces effets ont été réduits par des changements d'optiques, par l'insertion d'isolateurs et finalement par la diminution de la longueur de cohérence temporelle de la porteuse.

Au vu de la stabilité du signal télémétrique en fonction de la longueur d'onde, une exactitude de 0,8  $\mu\text{m}$  et une stabilité de mesure de 20 nanomètres pour des temps d'intégration compris entre 5 et 100 secondes sont atteintes à faible différence de marche dans l'air avec une source bi-mode. Avec la source large bande, cette même stabilité de 20nm est atteinte sur l'intervalle [5s, 2000s], l'amélioration étant apportée par la très faible longueur de cohérence de la source, contribuant à réduire les interférences qui n'auraient pas été identifiées. Nous atteignons une stabilité de 7 nanomètres pour des temps d'intégration de quelques dizaines de secondes avec la source large bande. Ces performances n'ont à notre connaissance été atteintes par aucun autre montage sans recourir à l'interférométrie.

Pour que cette résolution soit maintenue lors d'une mesure de distance de 1 km, j'ai calculé le spectre de bruit de phase de l'onde synthétique à atteindre. J'ai ensuite réalisé l'asservissement du battement de fréquence de deux lasers fibrés à 1,542  $\mu\text{m}$  décalés de 20

GHz sur la phase d'une référence micro-onde. Un bruit de phase inférieur à  $10^{-5} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$  est atteint pour des fréquences comprises entre 1 Hz et 300 kHz. A la fréquence de l'aiguillage de T2M, ce plancher atteint  $3 \cdot 10^{-8} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$ .

## Perspectives du T2M

Les perspectives du T2M sont prometteuses car l'exactitude ultime atteignable avec ce système est donnée par l'exactitude de la mesure de fréquence.

Plusieurs voies d'améliorations et de tests se dessinent, notamment pour approcher d'un instrument plus proche de l'objectif de télémètre des longues distances. Une électronique HF est en cours de réalisation afin d'améliorer le plancher de bruit et de gérer en temps réel l'affaiblissement du signal aux grandes distances (contrôle automatique du gain). Il s'agit d'une collaboration avec le Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris.

Des études débutent sur la réalisation d'un phasemètre et d'une détection synchrone numériques. L'objectif est de diminuer le couplage phase-amplitude du système actuel et de supprimer l'influence des offsets (sortie de la détection synchrone, entrée de l'intégrateur) sur l'asservissement télémétrique. Le tout sera plus compact et moins consommateur d'énergie.

Un autre contrôleur de polarisation fibré basé sur un effet magnétique (rotation Faraday) pourrait être testé. Le critère important est que son réglage soit plus stable et moins sensible à la température que les contraintes par actionneurs piézo-électriques du contrôleur photo-élastique.

Il reste néanmoins à vérifier l'absence d'instabilité à long terme quand le collimateur fibré défectueux aura été changé. De telles mesures, sur de longues distances, pourraient être conduites dans les conditions particulièrement stables des galeries du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit. L'exactitude doit être confirmée par d'autres mesures, sur un montage dédié, permettant des déplacements importants où les mesures pourraient être comparées à celle données par un télémètre de contrôle commercial avec une exactitude de quelques nanomètres dans l'air.

Dans la version utilisant la source large bande, le télémètre est très simple, peu encombrant et peu consommateur de ressources. Même si ce résultat a été obtenu au terme d'un travail exploitant une source laser plus sophistiquée, la simplicité de l'instrument est un véritable atout pour les applications spatiales et embarquées.

## Conclusion des travaux menés sur Iliade

J'ai expliqué l'avantage de travailler à taux de répétition et à fréquence synthétique fixes pour les méthodes mixtes comme Iliade. Notre télémètre propose une solution aux difficultés rencontrées par les équipes qui ont mis en œuvre l'idée de Jun Ye [11], qui implique le fonctionnement de laser femtoseconde à cadence variable.

Le principe de fonctionnement d'Iliade consiste à combiner trois mesures de sensibilités croissantes : une mesure de temps de vol est complétée par une mesure de phase synthétique et une mesure interférométrique, permettant des résolutions sub-nanométriques.

J'ai calculé le critère de bruit de phase de l'onde optique pour que soit possible une résolution de 1 nm dans la mesure interférométrique d'une distance de 1 kilomètre. J'ai montré que le bruit de phase libre des lasers fibrés utilisés était suffisamment faible pour cela. Le verrouillage en phase du battement de T2M respecte le critère permettant à la mesure de phase d'Iliade d'imbriquer la mesure de phase de modulation de la porteuse à la mesure de phase interférométrique.

J'ai présenté le travail de caractérisation de la source d'impulsions d'Iliade. Ce dispositif totalement fibré fait appel à l'optique non-linéaire pour convertir le battement de fréquence de deux lasers décalés de 20 GHz en un train d'impulsions de même cadence. L'observation temporelle et spectrale des impulsions est conforme à ce qui est attendu. La nécessité de bloquer la rétrodiffusion Brillouin conduit à appliquer une modulation de phase sur le faisceau bi-mode. Il en résulte une modulation (en amplitude et en cadencement) du train d'impulsions à 20GHz, mais l'ajout d'une fibre "de compensation" permet de réduire cet effet et en principe l'annuler si la longueur est bien ajustée. Enfin j'ai montré que le processus non linéaire mis en jeu et l'amplificateur optique EDFA ne contribuaient pas au bruit de phase pour des fréquences supérieures à 10 kHz, au niveau de  $2 \cdot 10^{-6} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$ . Le bruit de timing intégré jusqu'à 1 MHz est de 65 fs. Ce résultat obtenu sur un montage simple, en fait une source intéressante pour les applications métrologiques, et de façon générale pour les liens laser à haute cadence.

Une méthode a été mise au point, permettant d'asservir un laser monomode sur une cavité obtenue par gravure de deux réseaux de Bragg sur une fibre à maintien de polarisation. En exploitant la biréfringence de la fibre, nous obtenons un signal d'erreur dispersif, sans modulation du faisceau. Cependant il semble que les pertes dans les miroirs de Bragg ne soient pas maîtrisées sur la cavité testée et engendrent une perte de contraste considérable. Il reste aussi une incompréhension sur la différence d'intervalle spectral libre mesuré suivant les deux polarisations de la fibre à maintien de polarisation. La biréfringence de la fibre n'explique pas ce comportement.

## **Perspectives d'Iliade**

Pour aboutir à un instrument exploitable et qui justifie par ses performances la complexité liée à la mesure interférométrique, les travaux à entreprendre sur Iliade se déclinent en deux axes majeurs.

Premièrement, le développement d'une électronique numérique dédiée semble indispensable pour à la fois effectuer le traitement rapide des données mais aussi la synchronisation des mesures. Une électronique numérique pourrait également prendre en charge l'asservissement de la polarisation de la sortie de la source d'impulsions. Un travail a été mené dans ce sens, grâce à des électroniques analogiques, mais nous n'avons pas obtenu la stabilisation souhaitée, le comportement des signaux (dérives) en boucle fermée étant alors incompris. A posteriori, il semble que l'émission large bande (ASE) des lasers monomodes puisse expliquer ces dysfonctionnements. Ce travail devra être repris lorsque les lasers seront réparés ou filtrés pour rejeter l'émission large bande.

Deuxièmement, pour exploiter la figure d'interférence avec exactitude, il faudra stabiliser la longueur d'onde du laser maître sur une résonance de l'acétylène. Les premiers résultats télémétriques seront obtenus lorsque les mesures de temps de vol et d'interférométrie seront réunies sur le même montage.

Enfin dans ce mémoire il apparaît que, même si la télémétrie est abordée sous deux angles différents, voire opposés, il y a entre les deux projets T2M et Iliade des points communs sur les matériels, les techniques et les concepts. Le fait de mener en parallèle le travail sur les deux télémètres a été essentiel, pour l'avancement des deux projets.

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

## Annexe A. Vocabulaire de métrologie

Le développement et la caractérisation d'un appareil de mesure, nécessitent avant toute chose, une définition précise de ses caractéristiques. Ses caractéristiques générales sont définies dans le cadre du vocabulaire international de métrologie [60]. L'objectif ici n'est pas de faire une revue du vocabulaire utilisé en métrologie mais plutôt de définir les points essentiels à la compréhension de mes propos. Plus particulièrement je ne définirai ici que les notions auxquelles j'ai été confronté.

Le titre de ma thèse fait référence à l'*exactitude*. L'*exactitude* est l'écart entre une valeur mesurée et une valeur vraie d'une grandeur à mesurer.

Cette notion est à distinguer de la *résolution*. La *résolution* est la plus petite variation de la grandeur mesurée qui produit une variation perceptible de l'indication correspondante. Ainsi un instrument peut fournir une mesure très résolue mais non exacte. La résolution s'apprécie sur une durée de mesure donnée.

Les performances en exactitude et en résolution de nos télémètres vont dépendre de notre capacité à gérer les erreurs et les bruits.

L'*erreur systématique* est une composante de l'erreur de mesure qui, dans des mesurages répétés, demeure constante ou varie de façon prévisible.

Le *bruit* diffère de la notion d'erreur systématique par le fait qu'il présente un caractère aléatoire et non prévisible. C'est a priori le bruit qui va limiter la résolution de l'instrument. Mais les erreurs systématiques, si elles sont fonction de paramètres non maîtrisés, peuvent elles aussi dégrader la résolution.

Pour obtenir nos objectifs d'exactitude et de résolution, nous utilisons différentes techniques présentant des sensibilités et des intervalles de mesure différents.

La *sensibilité* caractérise le quotient de la variation d'une indication d'un système de mesure par la variation correspondante de la valeur de la grandeur mesurée. Si les signaux à l'entrée et à la sortie sont de même nature, la sensibilité est appelée *gain*.

L'*intervalle de mesure* est l'ensemble des valeurs de grandeurs d'une même nature qu'un instrument de mesure ou un système de mesure donné peut mesurer avec une incertitude instrumentale spécifiée, dans des conditions déterminées.

Depuis l'apparition du Système International d'unités (SI), le mètre est l'unité de base des mesures de longueur. Le mètre (m) est défini comme la longueur du trajet parcouru dans le vide par une onde plane pendant une durée de  $1/299792458$  de seconde. Ainsi le mètre est par définition lié au temps.

La seconde, elle aussi, fait partie des unités de base du SI. La seconde (s) est définie comme la durée de 9192631770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133.



## Annexe B. Les modulateurs LiNbO3

### B.1. L'effet électro-optique

On appelle effet électro-optique la modification de l'indice de réfraction proportionnelle au champ électrique appliqué à un milieu. L'effet électro-optique s'observe dans les cristaux qui ne présentent pas de centre de symétrie cristalline et où un champ électrique va induire une modification de l'ellipsoïde des indices :

$$(1/n^2)_1 x^2 + (1/n^2)_2 y^2 + (1/n^2)_3 z^2 + 2(1/n^2)_4 yz + 2(1/n^2)_5 xz + 2(1/n^2)_6 xy = 1 \quad (\text{B-1})$$

si  $x$ ,  $y$ ,  $z$  sont choisis parallèles aux axes principaux du cristal et si  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  sont les valeurs des indices principaux associés. La Figure B-1 présente un milieu de longueur  $a$  et de largeur  $d$  soumis à une tension électrique  $V$  appliquée suivant l'axe  $z$ .

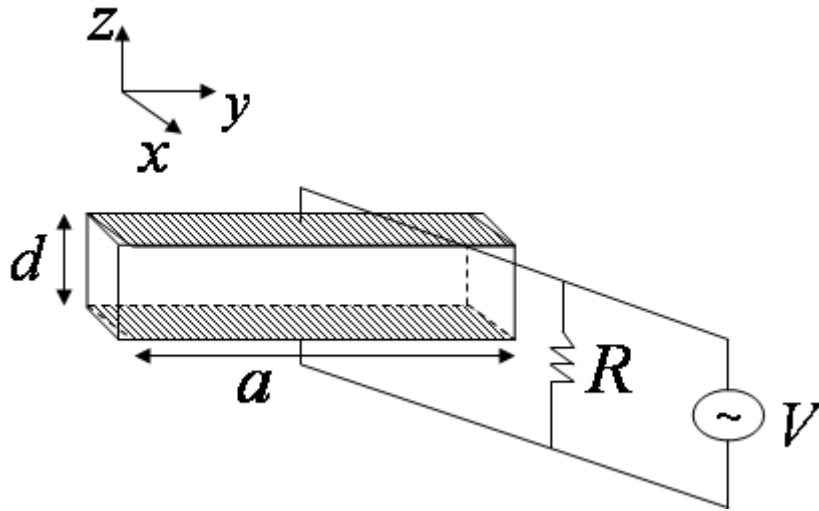


Figure B-1 : Schéma type d'un modulateur

Par convention, j'utilise la notation contractée suivante :  $11 \rightarrow 1$ ,  $22 \rightarrow 2$ ,  $33 \rightarrow 3$ ,  $23,32 \rightarrow 4$ ,  $13,31 \rightarrow 5$ ,  $12,21 \rightarrow 6$

La perturbation linéaire des coefficients due au champ électrique  $\vec{E}$  de composantes  $E_j$  se traduit par  $\Delta(1/n^2)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j$  où  $i=1,2,3,4,5,6$  et  $j=1,2,3$  sont associés à  $x$ ,  $y$ ,  $z$  respectivement. Sous forme matricielle nous avons :



## B.1 L'effet électro-optique

$$\begin{pmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (\text{B-2})$$

Le niobate de lithium LiNbO<sub>3</sub> est fréquemment utilisé pour les systèmes fonctionnant aux environs de 1,55  $\mu\text{m}$ . Le tenseur électro-optique de ce type de cristaux uniaxe ( $n_o$  et  $n_e$ ) comprend les éléments suivant :

$$[r] = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B-3})$$

L'application d'un champ électrique selon  $z$  modifie l'ellipsoïde des indices :

$$(x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + r_{13}E_z x^2 + r_{13}E_z y^2 + r_{33}E_z z^2 = 1 \quad (\text{B-4})$$

Il apparaît que les axes principaux sont inchangés et que les nouveaux indices valent approximativement ( $r_{13}E_z \ll n_o^{-2}$  et donc par développement limité de  $1/\sqrt{1+x} = 1 - x/2 + (1,3/2,4)x^2$ ) :

$$\begin{aligned} n_x &= n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_z \\ n_y &= n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_z \\ n_z &= n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_z \end{aligned} \quad (\text{B-5})$$

## B.2. Modulateur de phase et d'amplitude

En configuration transverse, si la lumière est polarisée selon  $z$ , alors l'application du champ électrique également suivant  $z$  induit un déphasage égal à :

$$\Gamma(V) = \frac{2\pi}{\lambda} n_e a - \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{a}{d} V \quad (\text{B-6})$$

où  $a$  est la distance parcouru par la lumière dans le cristal et  $d$  la distance entre les électrodes. La tension permettant un déphasage de  $\pi$  radians est égale à :

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33}} \frac{d}{a} \quad (\text{B-7})$$

Ainsi utilisé, ce système constitue un modulateur de phase optique.

Pour réaliser un modulateur d'amplitude, il suffit d'utiliser les propriétés de modulation de phase décrites précédemment dans un interféromètre. La configuration Mach Zehnder, telle que représentée sur la **Figure B-2**, est la plus appropriée pour l'optique intégrée.

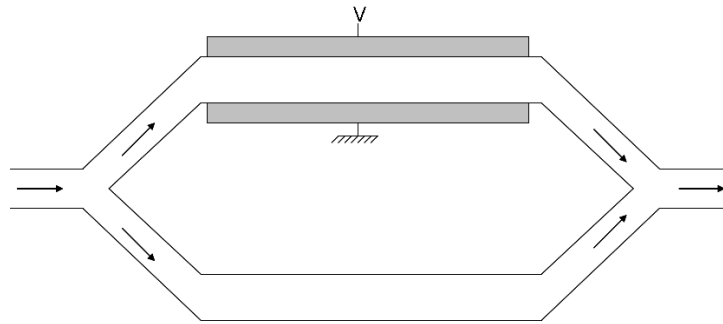


Figure B-2 : Schéma d'un modulateur d'amplitude

Le déphasage d'une des deux voies permet de réaliser une interférence proportionnelle à l'application d'une tension transverse. A la sortie du modulateur, nous avons une intensité optique qui suit l'équation  $I_0 [1 + \cos(\Gamma(V))]$ . On arrive à fabriquer des guides d'ondes dans le niobate de lithium avec de très faibles pertes ( $<0.2$  dB/cm) par diffusion localisée de Ti. Grâce à un guidage monomode très confiné, on obtient de fortes interactions transverses sur une grande longueur avec des signaux de commandes faibles ( $V_\pi = 3,25$  volts pour notre modulateur de phase de marque Photline).

L'impédance du cristal est purement capacitive. Dans le cas transverse elle vaut  $C_T = \epsilon_0 \epsilon_r a$ . La bande passante de modulation  $BW_M$  est limitée par la constante de temps  $RC_T$ , où  $R$  est l'impédance de la charge d'adaptation au circuit de commande placée en parallèle des électrodes du modulateur :  $BW_M = \frac{1}{2\pi RC_T}$ .

Une autre limitation de la bande passante est liée au temps de transit de l'onde optique dans le cristal. En configuration transverse, la lumière met un temps  $t_t = \frac{n_0 a}{c}$  (appelé temps de transit) pour traverser le cristal. Pour  $n_0 = 1,5$  et  $a = 1$  cm, le temps de transit est de  $t_t = 0,5$

ns. Si l'on module à des fréquences supérieures à 2 GHz, le champ optique ne verra pas une tension constante au cours de sa propagation. La fréquence maximale de modulation  $f_{\max}$  est

dans ce cas égale  $f_{\max} = \frac{c}{4n_0a}$ . Une solution pour repousser cette limitation est de faire

propager le champ électrique dans la même direction que le champ optique. Les électrodes doivent alors constituer une ligne adaptée. La limitation ultime résulte du désaccord de phase

possible entre l'onde électrique et optique :  $f_{\max} = \frac{c}{4a(n_0 - n_{\text{microonde}})}$ .

La stabilité fréquentielle et le bruit de phase de la modulation d'amplitude ainsi générée est dictée par les propriétés de l'oscillateur haute fréquence utilisé pour commander le modulateur.

### B.3. Contrôleur de polarisation

En configuration transverse, si la lumière incidente est polarisée linéairement à  $45^\circ$  de l'axe  $z$  et se propage suivant  $y$  alors l'application du champ électrique, également suivant  $z$ , induit un déphasage différent pour la polarisation linéaire projetée sur l'axe  $z$  et sur l'axe  $x$ .

Sur l'axe  $z$  et  $x$ , le déphasage vaut respectivement :

$$\begin{aligned}\Gamma_z(V) &= \frac{2\pi}{\lambda} n_e a - \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{a}{d} V \\ \Gamma_x(V) &= \frac{2\pi}{\lambda} n_0 a - \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{13} \frac{a}{d} V\end{aligned}\tag{B-8}$$

Le déphasage entre les deux polarisations vaut :

$$\Gamma(V) = \Gamma_z(V) - \Gamma_x(V) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_0) a - \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_0^3 r_{13}) \frac{a}{d} V\tag{B-9}$$

Ainsi la tension appliquée au cristal permet de modifier la polarisation incidente. On remarque que le déphasage induit par l'application d'une tension, dépend des dimensions géométriques du cristal.



## Annexe C. Estimation de la variance de la comparaison de phase en fonction de la DSP de phase de la source et de la longueur à mesurer

Cette annexe présente le calcul mené pour estimer la variance de la comparaison de phase entre deux signaux issus d'une même source qui se sont propagés sur des chemins de longueurs différentes. La prise en compte du bruit de phase de la source est réalisée en considérant une pulsation moyenne constante  $\omega$  et en ajoutant un terme  $\phi(t - z/c)$  fonction de la variable de temps  $t$  et d'espace  $z$ . La phase est égale à :

$$\phi(t - z/c) = \omega(t - z/c) + \phi(t - z/c) \quad (\text{C-1})$$

La comparaison de phase instantanée entre le signal à  $z = 0$  et le signal à  $z = \Delta L$  est égale à :

$$s(t) = \phi(t) - \phi(t - \Delta L/c) = \omega\Delta L/c + \phi(t) - \phi(t - \Delta L/c) \quad (\text{C-2})$$

Le traitement qui suit dépend de la technique utilisée pour mesurer la différence de phase. Dans cette annexe, je considère que le résultat de la comparaison de phase est obtenu par la moyenne de la comparaison de phase instantanée pendant un temps de mesure  $\tau$  :

$$S(t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} s(t - t') dt' \quad (\text{C-3})$$

Après développement on obtient :

$$S(t) = \omega \frac{\Delta L}{c} + \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \phi(t - t') dt' - \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \phi(t - t' - \frac{\Delta L}{c}) dt' = \omega \frac{\Delta L}{c} + x(t) - x(t - \frac{\Delta L}{c}) \quad (\text{C-4})$$

Avec  $x(t)$  et  $x(t - \frac{\Delta L}{c})$  l'estimation de la moyenne de la phase à l'instant  $t$  et à l'instant  $t - \frac{\Delta L}{c}$  sur le temps de mesure  $\tau$ .

La variance de la moyenne  $S(t)$  est défini par :

$$\sigma^2(S(t)) = \langle S^2(t) \rangle - \langle S(t) \rangle^2 \quad (\text{C-5})$$

Sachant que la moyenne de  $\phi(t)$  sur un temps infini est nulle, nous avons donc  $\langle x(t) \rangle$ ,

$\langle x(t - \frac{\Delta L}{c}) \rangle$  et  $\langle x(t) - x(t - \frac{\Delta L}{c}) \rangle$  égales à 0. La variance se simplifie en :

$$\sigma^2(S(t)) = \langle x^2(t) \rangle + \langle x^2(t - \frac{\Delta L}{c}) \rangle - 2 \langle x(t)x(t - \frac{\Delta L}{c}) \rangle \quad (\text{C-6})$$

On montre que :

$$\left\langle x(t)x\left(t - \frac{\Delta L}{c}\right) \right\rangle = \frac{1}{\tau^2} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt' dt'' \left\langle \varphi(t-t')\varphi\left(t-t'' - \frac{\Delta L}{c}\right) \right\rangle \quad (C-7)$$

Or le produit d'autocorrélation est égal à la transformée de Fourier inverse de la densité spectrale de puissance :

$$\left\langle \varphi(t-t')\varphi\left(t-t'' - \frac{\Delta L}{c}\right) \right\rangle = \int_0^{\infty} e^{j\omega(t'-t'' - \frac{\Delta L}{c})} \tilde{\mathcal{S}}_{\varphi(t)}^{ssb}(f) df \quad (C-8)$$

avec  $\tilde{\mathcal{S}}_{\varphi(t)}^{ssb}(f)$  : densité spectrale de bruit de phase ssb (single side band).  $\tilde{\mathcal{S}}_{\varphi(t)}^{ssb}(f)$  est exprimé en  $\text{rad}^2/\text{Hz}$ .

Par conséquent on a :

$$\left\langle x(t)x\left(t - \frac{\Delta L}{c}\right) \right\rangle = \frac{1}{\tau^2} \int_0^{\infty} df \tilde{\mathcal{S}}_{\varphi(t)}^{ssb}(f) e^{-j\omega \frac{\Delta L}{c}} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{j\omega(t'-t'')} dt' dt'' \quad (C-9)$$

Le produit d'autocorrélation étant une fonction réelle et paire, nous remplaçons  $e^{-j\omega \frac{\Delta L}{c}}$  par  $\cos(\omega \frac{\Delta L}{c})$ . On a finalement :

$$\left\langle x(t)x\left(t - \frac{\Delta L}{c}\right) \right\rangle = \int_0^{\infty} df \tilde{\mathcal{S}}_{\varphi(t)}^{ssb}(f) \cos\left(\omega \frac{\Delta L}{c}\right) \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} \quad (C-10)$$

De la même façon on montre que :

$$\left\langle x^2(t) \right\rangle \approx \left\langle x^2\left(t - \frac{\Delta L}{c}\right) \right\rangle = \int_0^{\infty} df \tilde{\mathcal{S}}_{\varphi(t)}^{ssb}(f) \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} \quad (C-11)$$

En remplaçant les résultats des équations (C-10) et (C-11) dans l'équation (C-6), on obtient :

$$\sigma^2(S(t)) = 4 \int_0^{\infty} df \tilde{\mathcal{S}}_{\varphi(t)}^{ssb}(f) \sin^2\left(\omega \frac{\Delta L}{2c}\right) \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} \quad (C-12)$$



## Annexe D. Prédicteur de Smith

Dans un asservissement, un retard pur va limiter la bande passante réalisable. Cette annexe a pour objectif de présenter le gain de stabilité obtenu par la mise en œuvre d'un prédicteur de Smith.

### D.1. Principe théorique du prédicteur de Smith

Un système d'asservissement en phase est composé d'un phasemètre, d'un système de filtrage et d'actionneurs dont les transformées de Laplace s'écrivent respectivement  $C(p)$ ,  $F(p)$  et  $A(p)$ . La Figure D-1 présente un tel système.

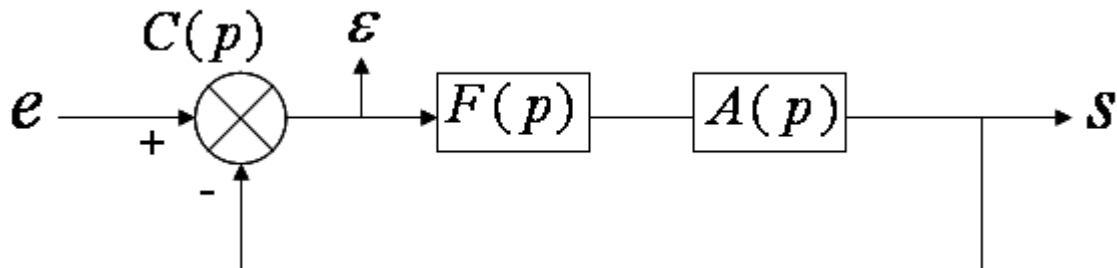


Figure D-1 : Schéma bloc d'un asservissement

J'appelle par fonction de transfert en boucle ouverte le rapport entre le signal de sortie  $s$  et le signal d'erreur  $\varepsilon$ . De même j'appelle par fonction de transfert en boucle fermée le rapport entre le signal de sortie  $s$  et la consigne d'entrée  $e$ . Pour simplifier l'explication, je supposerai que la bande passante du phasemètre est infinie et donc qu'il ne limite pas l'asservissement.

Pour le système parfait de la Figure D-1, la fonction de transfert en boucle fermée est égale à :

$$G1_{BF} = \frac{s}{e} = \frac{F(p)A(p)}{1 + F(p)A(p)} \quad (D-1)$$

La présence d'un retard dans l'asservissement est représentée sur la Figure D-2.

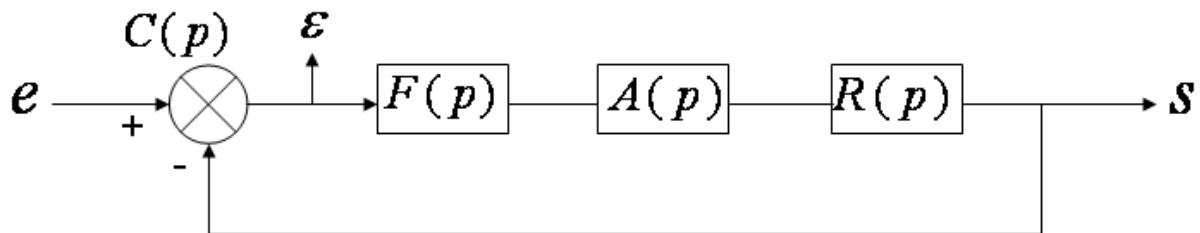


Figure D-2 : Schéma bloc de l'asservissement avec un retard pur

La réponse indicielle d'un retard pur est une réponse indicielle retardée  $r(t) = 1(t - T)$  où  $T$  est le retard. La transformée de Laplace de ce retard est  $R(p) = e^{-pT}$ . La fonction de transfert en boucle fermée de ce système est égale à :

$$G2_{BF} = \frac{s}{e} = \frac{F(p)A(p)R(p)}{1 + F(p)A(p)R(p)} \quad (D-2)$$



Le prédicteur Smith consiste à soustraire au signal d'erreur, un signal obtenu par une copie du système multiplié par la fonction  $1 - R(p)$ . Le schéma bloc du système avec prédicteur de Smith est représenté Figure D-3.

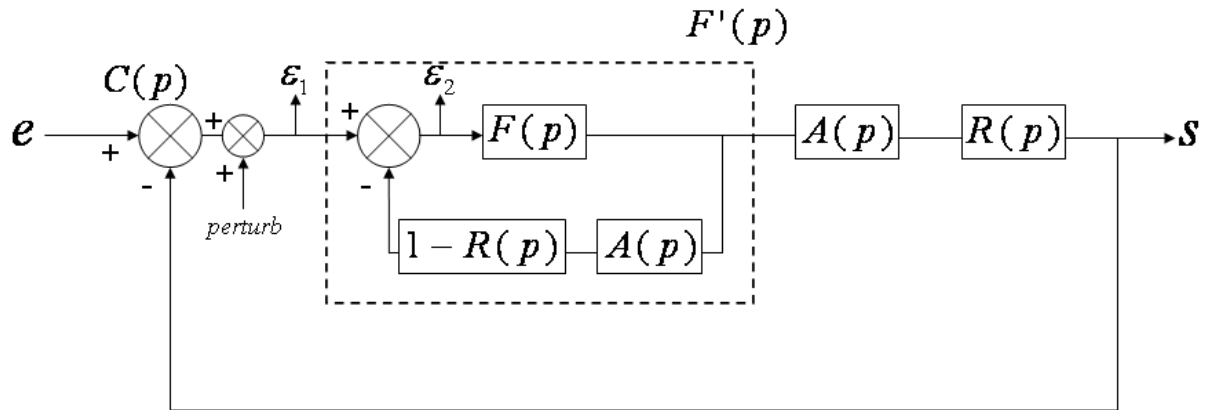


Figure D-3 : Schéma bloc de l'asservissement avec un retard pur et la mise en place d'un prédicteur de Smith

La fonction de transfert en boucle fermée est égale à :

$$G_{3_{BF}} = \frac{F'(p)A(p)R(p)}{1 + F'(p)A(p)R(p)} \quad (D-3)$$

Avec  $F'(p) = \frac{F(p)}{1 + F(p)A(p)(1 - R(p))}$ , le développement de l'équation (D-3) donne :

$$G_{3_{BF}} = \frac{F(p)A(p)R(p)}{1 + F(p)A(p)} \quad (D-4)$$

Le prédicteur de Smith ne supprime pas totalement l'effet d'un retard comme le montre la comparaison des fonctions de transfert données par les équations (D-1), (D-2) et (D-4) : la fonction de transfert du retard n'apparaît plus qu'au numérateur de la fonction de transfert en boucle fermée.

## D.2. Approximation de Padé et simulation

Pour mettre en place un prédicteur de Smith, il faut dans un premier temps concevoir l'électronique correspondante à la fonction de transfert  $1 - R(p)$ . Pour cela on utilise l'approximation de Padé. Cette méthode consiste à approximer la fonction  $e^{-pT}$  par une fraction rationnelle en  $p$  et dont le module vaut toujours 1. Les 4 premiers ordres d'approximation de Padé avec un numérateur et dénominateur de même degré sont :

$$\begin{aligned}
 R_{1,1}(p) &= \frac{1 - pT/2}{1 + pT/2} \\
 R_{2,2}(p) &= \frac{1 - pT/2 + (pT)^2/12}{1 + pT/2 + (pT)^2/12} \\
 R_{3,3}(p) &= \frac{1 - pT/2 + (pT)^2/10 - (pT)^3/120}{1 + pT/2 + (pT)^2/10 + (pT)^3/120} \\
 R_{4,4}(p) &= \frac{1 - pT/2 + 3(pT)^2/28 - (pT)^3/84 + (pT)^4/1680}{1 + pT/2 + 3(pT)^2/28 + (pT)^3/84 + (pT)^4/1680}
 \end{aligned}
 \tag{D-5}$$

Pour un système filtrage-actionneur équivalent à un intégrateur simple et de transformée de Laplace égale à  $k \frac{1}{p}$  (respectivement  $F(p) = \frac{1}{p}$  et  $A(p) = k$ ), nous allons chiffrer l'effet du prédicteur de Smith pour corriger un retard  $T = 1$  seconde.

Sans prédicteur de Smith on montre que la boucle devient instable pour un gain  $k > \pi/2$  : les courbes bleues en pointillée et en trait plein sur la Figure D-4 présente

$$\left| \frac{\varepsilon}{perturb} \right| = \left| \frac{1}{1 + R(p)A(p)F(p)} \right| \text{ respectivement pour } k = 0,67 \text{ et } k = \pi/2.$$

La courbe verte sur la Figure D-4 présente, avec un prédicteur de Smith d'ordre 4 pour

$$k = \pi/2, \quad \left| \frac{\varepsilon_2}{perturb} \right| = \left| \frac{1}{1 + (1 - R_{4,4}(p))A(p)F(p) + R(p)A(p)F(p)} \right|.$$

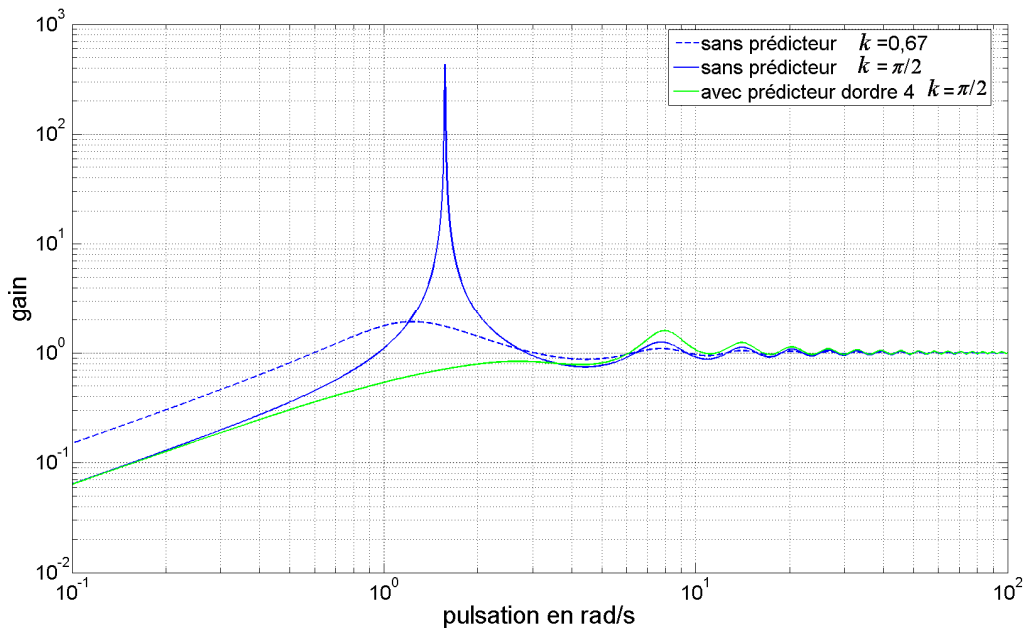


Figure D-4 : Comparaison du module de  $\varepsilon_2 / perturb$  avec et sans prédicteur de Smith pour différentes valeurs du gain  $k$

On constate qu'un système avec prédicteur de Smith diminue sensiblement le pic de résonance présent sans prédicteur de Smith.

Le signal d'erreur utilisé pour tracer la courbe verte est celui à l'entrée du système de filtrage et non pas le vrai signal d'erreur  $\varepsilon_1$ . On calcule :

$$\frac{\varepsilon_1}{perturb} = \frac{1 + F(p)A(p)(1 - R_{pade}(p))}{1 + F(p)A(p) - F(p)A(p)R_{pade}(p) + F(p)A(p)R(p)} \quad (D-6)$$

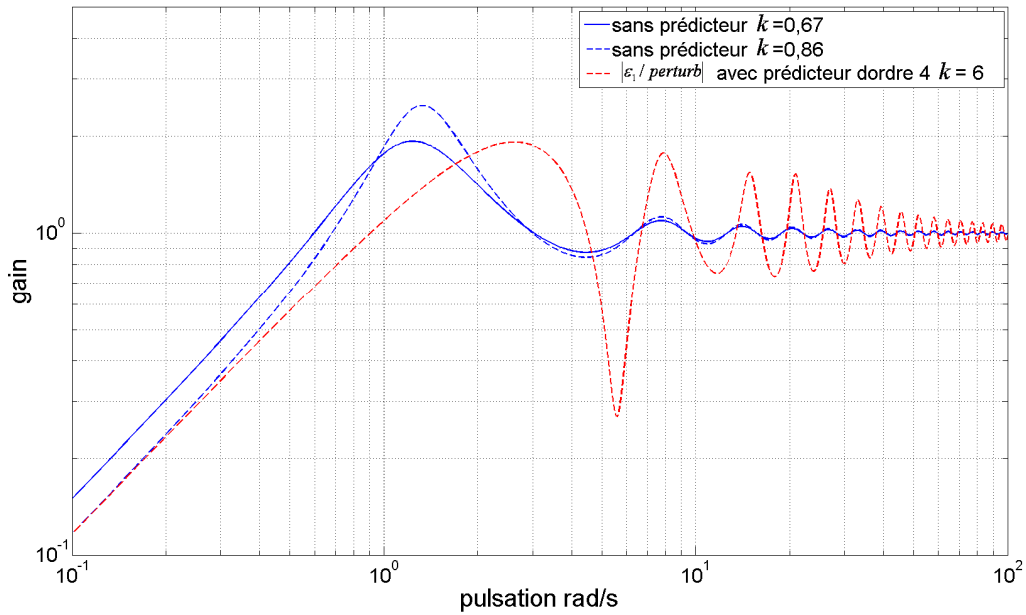
Pour un système filtrage-actionneur équivalent à un intégrateur simple et  $R_{pade}(p) \approx R(p)$ , nous avons :

$$\frac{\varepsilon_1}{perturb} = \frac{1 + \frac{k}{p}(1 - e^{-p})}{1 + \frac{k}{p}} \quad (D-7)$$

En approximant au premier ordre  $e^{-p} \approx 1 - p$ , l'équation (D-7) se simplifie en :

$$\frac{\varepsilon_1}{perturb} = \frac{p(1 + \frac{1}{k})}{\frac{p}{k} + 1} \quad (D-8)$$

Ainsi aux fréquences très inférieures à la fréquence de coupure de l'intégrateur (c'est-à-dire dans ce cas très au dessous de 1 Hz), on peut écrire que  $\frac{\varepsilon_1}{perturb} \approx p(1 + \frac{1}{k})$ . On constate que la réduction d'erreur n'est pas en  $p/k$ . Ainsi l'élimination de l'erreur va très peu varier lorsqu'on augmente le gain  $k$ . Ce comportement est illustré sur la Figure D-5.



**Figure D-5 : Comparaison du module de  $\varepsilon_1 / perturb$  avec et sans prédicteur de Smith d'ordre 4**

On constate que  $|\varepsilon_1 / perturb|$  avec un prédicteur de Smith d'ordre 4 et un gain  $k = 6$  présente le même pic de résonance qu'un système sans prédicteur de Smith de gain  $k = 0,67$  et la même réduction d'erreur aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure de l'intégrateur qu'un système sans prédicteur de gain  $k = 0,86$ . Ainsi la présence du prédicteur de Smith permet d'augmenter la bande passante d'un facteur 8,96 et permet de réduire l'erreur d'un facteur 1,28. Si le système de filtrage est composé d'une intégration d'ordre 4, se réduisant à une intégration simple avant le gain unité, nous allons pouvoir augmenter la fréquence de coupure du coude proportionnellement à l'accroissement de la bande passante obtenue.

### D.3. Mise en place d'un prédicteur de Smith d'ordre 4

Nous avons mis en place un prédicteur de Smith d'ordre 4 pour corriger un retard  $T = 160$  ns dans notre asservissement en phase du battement de deux lasers présenté au chapitre 4.3.1.3. L'électronique à réaliser doit avoir la fonction de transfert suivante :

$$1 - R_{4,4}(p) = \frac{pT + \frac{1}{42}(pT)^3}{1 + \frac{1}{2}pT + \frac{3}{28}(pT)^2 + \frac{1}{84}(pT)^3 + \frac{1}{1680}(pT)^4} \quad (\text{D-9})$$

Dans un premier temps, il a fallu factoriser la fonction  $1 - R_{4,4}(p)$  en plusieurs pôles simples :

$$1 - R_{4,4}(p) = \frac{pT}{1 + \frac{pT}{0,522 \times 6,047} + \left(\frac{pT}{6,047}\right)^2} \times \frac{1 + \left(\frac{pT}{6,48}\right)^2}{1 + \frac{pT}{0,806 \times 6,778} + \left(\frac{pT}{6,778}\right)^2} \quad (D-10)$$

Pour le terme de gauche, on peut au dénominateur approximé 0,522 comme égal à 0,5. On peut donc réécrire le dénominateur de cette fraction comme égale à  $\left(1 + \frac{pT}{6,047}\right)^2$ . Cette

fraction peut facilement se réaliser avec des filtres R-C et C-R en cascades séparés par un suiveur.

Pour la fraction de droite, on a pu remarquer que les pulsations de résonance du numérateur et du dénominateur pouvaient être confondues. Cette fraction se réalise avec un circuit diviseur R et L-C série pour des retards allant jusqu'à 1 ms. Au-delà l'inductance devient trop importante et il vaut mieux utiliser un filtre actif à variable d'état [61] ou envisager une solution numérique. Le schéma électronique est donné Figure D-6. Je précise qu'il a fallu reproduire un filtre du second ordre de fréquence de coupure égale à 3,2 MHz présent à la sortie du phasemètre.

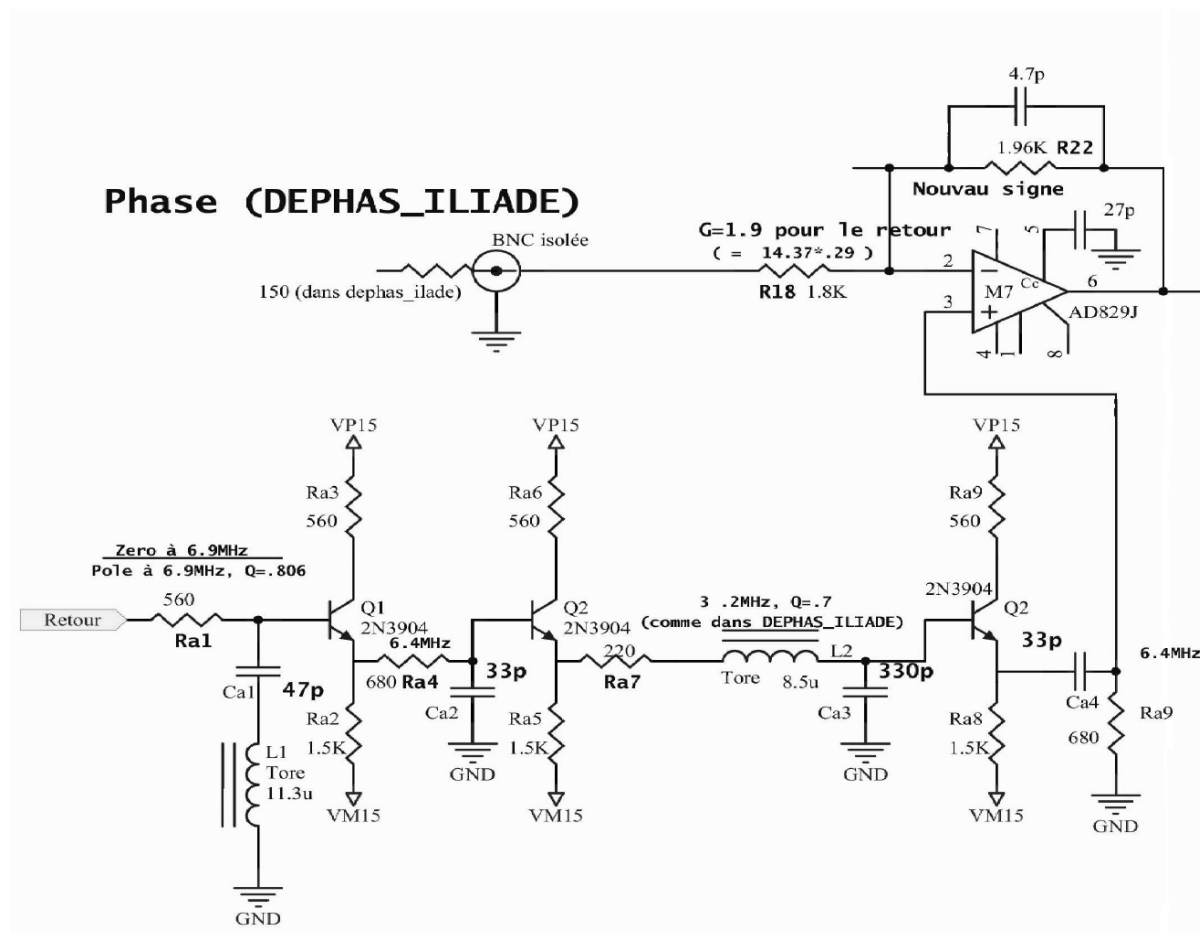


Figure D-6 : Schéma électronique du prédicteur de Smith d'ordre 4 mis en place pour l'asservissement du battement



## Annexe E. Sources d'erreurs prévisibles pouvant affecter la mesure de phase d'Iliade

Le but de cette annexe est de décrire les différentes sources d'erreurs systématiques énoncées au chapitre 6.5.2.

### a) Erreur sur la fréquence d'analyse

Idéalement la fréquence  $f$  des signaux expérimentaux est égale à la fréquence d'analyse  $f_0$ . Il nous faut toutefois considérer que des dérives ou du bruit de phase du verrouillage en phase conduisent à une fréquence légèrement différente au moment de la mesure. Nous avons :

$$s_1 s_0 = a_1 \frac{\cos[2\pi t(f - f_0) + \phi_1 - \phi_0] - \cos[2\pi t(f + f_0) + \phi_1 + \phi_0]}{2} \quad (\text{E-1})$$

Nous supposons que la moyenne est prise sur un intervalle de temps qui est un multiple de  $\frac{1}{f + f_0}$ , si bien que le terme en  $\cos[2\pi t(f + f_0) + \phi_1 + \phi_0]$  se moyenne à zéro. Nous reviendrons plus tard sur cette hypothèse. Nous avons après la moyenne :

$$\text{mean}(s_1 s_0) = a_1 \frac{\text{mean}\{\cos[2\pi t(f - f_0) + \phi_1 - \phi_0]\}}{2} \quad (\text{E-2})$$

On constate que si on cherche la valeur de  $\phi_1$  en calculant  $\alpha = \text{mean}(s_1 s_0(\phi_0 = 0))$ ,  $\beta = \text{mean}(s_1 s_0(\phi_0 = \pi/2))$  et en prenant  $\phi = \text{tg}^{-1}(\beta/\alpha)$  le résultat sera entaché d'une erreur associée au terme en  $f - f_0$ .

La recherche de  $\text{mean}(s_1 s_0) = 0$  va, elle aussi aboutir, non pas à la valeur attendue  $\phi_0^1 = \phi_1 - \pi/2$  mais à une valeur légèrement décalée  $\tilde{\phi}_0^1 = \phi_1 - \pi/2 + 2\pi(f_0 - f)t$ . On voit qu'un écart de fréquence va décaler la détermination de la phase  $\phi_1$ . Cette erreur systématique est toutefois sans conséquence, car elle se produit de la même façon et avec la même valeur sur la détermination de la phase  $\phi_2$  : en définitive,  $\tilde{\phi}_0^1 - \tilde{\phi}_0^2 = \phi_1 - \phi_2$ . Il convient toutefois de noter que, puisque  $\text{mean}(s_1 s_0) = 0$  renvoie deux solutions pour  $\phi_0$  (distantes de pi), il est nécessaire, pour que l'erreur s'élimine, que la procédure s'assure qu'elle converge toujours vers la même solution (par exemple,  $s_1 s_0 = 0$ , et  $\frac{d(s_1 s_0)}{d\phi_0} = +1$ ).

### b) Erreur due à l'échantillonnage

Nous avons supposé à chaque fois que la composante à  $f + f_0$  était éliminée par la moyenne. Or cette supposition n'est vraie qu'avec un choix judicieux la fréquence d'échantillonnage  $F_{ech}$  et du nombre d'échantillons  $N$ , en fonction de  $f + f_0$ .

Les composantes de la multiplication que nous souhaitons moyenner à 0 sont de la forme  $\sin$  et  $\cos[2\pi(f + f_0)t]$  et sont échantillonnés aux instants  $t_n = \frac{n}{F_{ech}}$ .

La moyenne revient à effectuer une somme discrète de sinus ou de cosinus et de diviser par le nombre d'échantillons  $N$ , avec  $\beta = \frac{2\pi(f + f_0)}{F_{ech}}$  :

$$mean(\sin[2\pi(f + f_0)t]) = \frac{\sum_{n=1}^N \sin[\beta n]}{N} = \frac{\sin(N\beta) + \sin(\beta) - \sin([N + 1]\beta)}{2N(1 - \cos(\beta))} \quad (E-3)$$

$$mean(\cos[2\pi(f + f_0)t]) = \frac{\sum_{n=1}^N \cos[\beta n]}{N} = \frac{\cos(\beta) + \cos(N\beta) - \cos([N + 1]\beta) - 1}{2N(1 - \cos(\beta))} \quad (E-4)$$

Actuellement, les paramètres pour la mesure de phase d'Iliade sont :

- Temps de mesure d'une trace = 10  $\mu$ s
- $F_{ech} = 5$  GHz
- Nombre de points  $N = 10\mu\text{s} * 5\text{GHz} = 5 \cdot 10^4$
- $f = f_0 = 20$  MHz

Dans ces conditions la moyenne est effectuée sur un nombre entier de périodes. Nous allons regarder les conséquences d'un écart à ce cas idéal. La Figure E-1 et Figure E-2 présentent respectivement la valeur de la moyenne du sinus et du cosinus lorsque la fréquence d'échantillonnage augmente de  $F_{ech}$  à  $F_{ech}(1 + 1/N)$



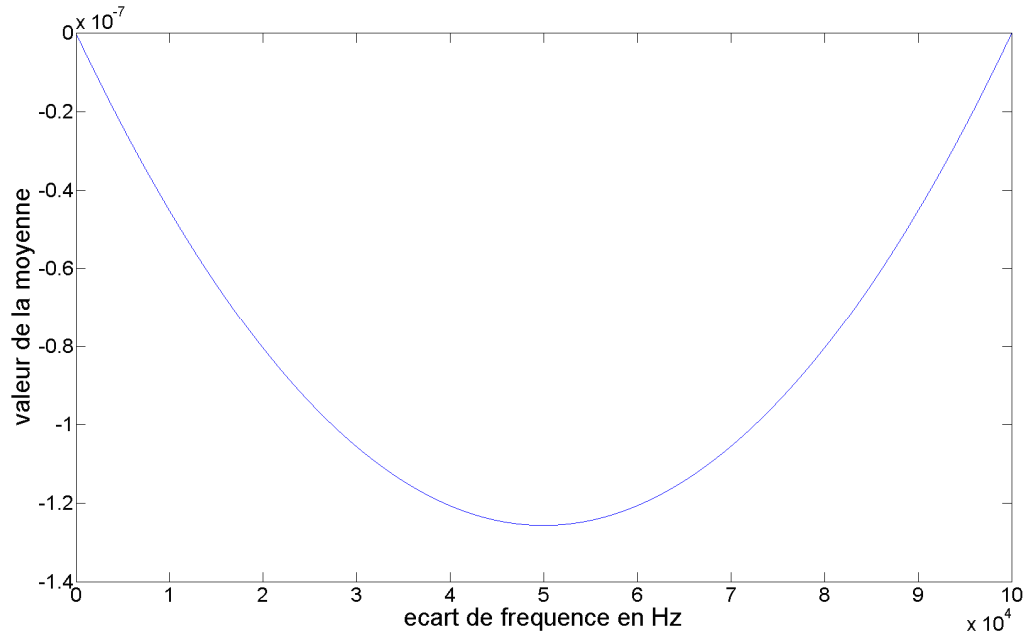


Figure E-1 : Résultat de l'équation (E-3) lorsque la fréquence d'échantillonnage augmente de  $F_{ech}$  à  $F_{ech}(1+1/N)$  pour  $N = 5.10^4$ ,  $f = f_0 = 20\text{MHz}$

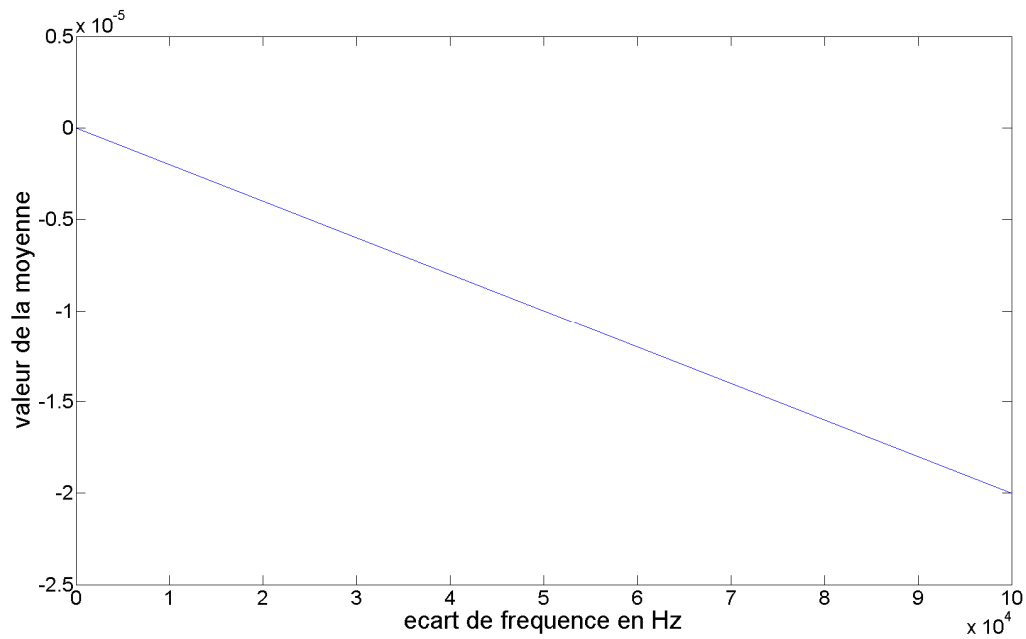


Figure E-2 : Résultat de l'équation (E-4) lorsque la fréquence d'échantillonnage augmente de  $F_{ech}$  à  $F_{ech}(1+1/N)$  pour  $N = 5.10^4$ ,  $f = f_0 = 20\text{MHz}$

La moyenne du sinus est au maximum de  $1,3 \cdot 10^{-7}$  et celle du cosinus de  $2 \cdot 10^{-5}$ . Pour ce dernier cas l'erreur produite par un choix non adapté de la fréquence d'échantillonnage, peut nous empêcher d'obtenir une résolution de  $10^{-5}$  sur la mesure de phase.

L'erreur introduite restera inférieure à  $10^{-5}$  si la fréquence d'échantillonnage ne s'éloigne pas de plus de 50 kHz de la fréquence d'échantillonnage optimale, l'idéal étant que  $\frac{N(f + f_0)}{F_{ech}}$  soit égal à un entier.

c) Variation de la fréquence du signal (paramètres de numérisation fixés)

Nous utilisons les équations (E-3) et (E-4) pour quantifier l'erreur générée par un changement de la fréquence de mesure  $f$ . Les écarts de fréquence à considérer sont petits: on peut les calculer en intégrant le spectre de bruit de fréquence entre 1Hz et 100kHz, la durée de mesure étant 10 $\mu$ s. La Figure E-3 présente en bleu la densité spectrale de bruit de fréquence du battement asservi en  $1/f^4$  (calculé à partir du spectre de bruit de phase asservi présenté sur la Figure 4-17). La courbe rouge présente le calcul du bruit de fréquence RMS : intégré de 1 Hz à 100 kHz, le bruit de fréquence rms est de 21 Hz.

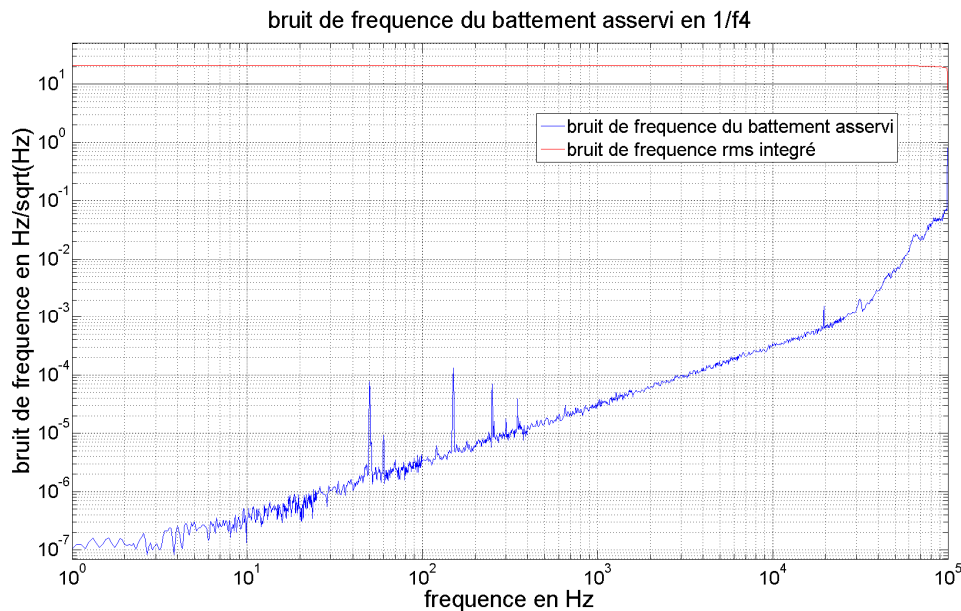


Figure E-3 : Spectre de bruit de fréquence du battement asservi en  $1/f^4$  (courbe bleue) et sa valeur rms intégrée sur toute la gamme de fréquence (1Hz à 100 kHz) (courbe rouge)

Pour un asservissement en  $1/f^4$ , l'erreur générée par un décalage de fréquence de 21 Hz des signaux expérimentaux est de  $1,4 \cdot 10^{-8}$  pour la moyenne du sinus et de  $5,3 \cdot 10^{-7}$  pour la moyenne du cosinus. Ces erreurs seront négligeables dans la détermination de la phase. La conclusion est identique au chapitre précédent : si nous ne voulons pas introduire d'erreur il faut que  $\frac{N(f + f_0)}{F_{ech}}$  soit un entier.

d) Erreur due à des composantes continues (ou basse fréquence) sur les signaux

Les signaux à analyser peuvent contenir un offset :

$$\begin{aligned} s_1 &= a_1 \sin(2\pi ft + \phi_1) + o_1 \\ s_2 &= a_2 \sin(2\pi ft + \phi_2) + o_2 \end{aligned} \quad (\text{E-5})$$

La multiplication par notre sinus de référence donne :

$$s_1 s_0 = a_1 \frac{\cos[2\pi(f - f_0) + \phi_1 - \phi_0] - \cos[2\pi(f + f_0) + \phi_1 + \phi_0]}{2} + a_1 o_1 \sin(2\pi f_0 t + \phi_0)$$

$$s_2 s_0 = a_2 \frac{\cos[2\pi(f - f_0) + \phi_2 - \phi_0] - \cos[2\pi(f + f_0) + \phi_2 + \phi_0]}{2} + a_2 o_2 \sin(2\pi f_0 t + \phi_0)$$
(E-6)

Nous voyons apparaître un terme sinusoïdal en  $f_0$ . Pour qu'il se moyenne à 0, l'idéal est que le rapport  $Nf_0 / F_{ech}$  soit un entier.

e) Erreur due à la présence d'harmoniques dans les signaux

La démodulation des signaux 20GHz s'accompagne d'harmoniques de l'ordre de 4% (en amplitude) du signal à 20 MHz. L'harmonique de fréquence  $nf$  ( $n \neq 0,1$ ) donnera, sur le produit  $s_1 s_0$ , une contribution en  $\cos[2\pi(nf \pm f_0)]$ .

Si  $f = f_0$  et  $Nf_0 / F_{ech}$  est un entier alors ces contributions se moyennent à zéro. Sinon, les conclusions du cas c) restent valables, mais sont atténuées par le niveau relatif des harmoniques.

f) Erreur due à la quantification des données

Le numériseur va associer à une valeur de tension analogique une valeur binaire codée sur  $n$  bits. Il est important de déterminer le nombre de bits de quantification nécessaire pour obtenir la précision souhaitée. Un nombre  $n$  trop faible ne permettra pas d'obtenir la précision souhaitée. Un nombre  $n$  trop grand va ralentir la vitesse du traitement numérique.

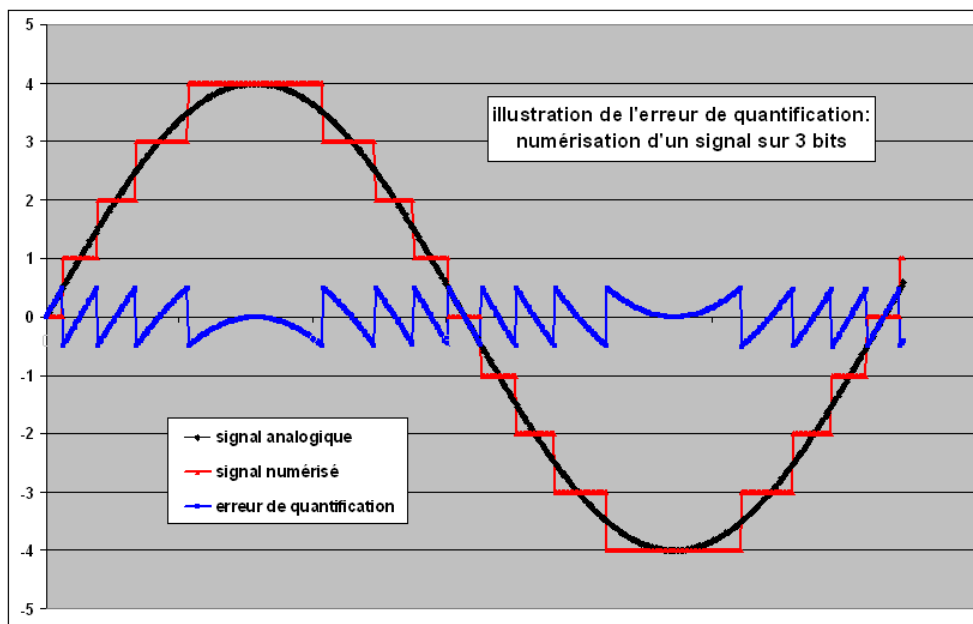


Figure E-4 : Illustration de la quantification d'un signal analogique lors de sa numérisation

L'erreur de quantification  $\varepsilon$  évolue en dent de scie entre  $-q/2 < \varepsilon < q/2$ . Sur Figure E-4 il est évident que sur une sinusoïde pure l'erreur se moyenne à zéro sur une période. Dans le cas du signal idéal (absence d'harmoniques) l'erreur associée à la quantification est nulle (au moment où la procédure aboutit à  $\langle s_1 s_0 \rangle = 0$ ) pour raisons de symétrie. Il n'en va nécessairement de même pour les produits de type  $\langle \sin(x) \sin(x + \phi) \rangle$  dans le cas général. Il est important de ne pas traiter cette erreur comme un bruit statistique (les "bruits" sur les deux signaux  $s_1$  et  $s_0$  sont a priori corrélés), mais comme une erreur systématique.

Le calcul de l'erreur associée sur le produit  $\langle \sin(x) \sin(x + \phi) \rangle$  pour  $\phi$  quelconque montre qu'avec 12 bits, pour une acquisition à 0.5, 1 ou 5 GHz, l'erreur systématique associée à l'erreur de quantification n'excède jamais  $10^{-5}$ . Un raisonnement sommaire, qui attribue à l'arche centrale (le "sommet" du produit des sinusoïdes) l'essentiel de l'erreur systématique, aboutit au même résultat.

Une numérisation sur 12 bits suffit donc pour garantir une erreur de quantification négligeable.



# BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. V. M. Fridlund, “Darwin- The Infrared Space Interferometry Mission”, *ESA Bulletin*, vol. 103, pp. 20–63, 2000
- [2] Bender P L, “Laser measurements of long distances”, *Proc. IEEE*, Vol 55, No 1039, 1967
- [3] Rüeger J M, 1990, *Electronic Distance Measurement*, (Berlin: Springer)
- [4] J. Payne, D. Parker, and R. Bradley, “Rangefinder with fast multiple range capability,” *Review of Scientific Instruments*, Vol. 63, No. 6, pp. 3311–3316, 1992
- [5] I. Fujima, S. Iwasaki, and K. Seta, “High-resolution distance meter using optical intensity modulation at 28 GHz”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 9, No. 7, pp. 1049–52, 1998
- [6] K. Minoshima and Hirokazu Matsumoto, “High-accuracy measurement of 240-m distance in an optical tunnel by use of a compact femtosecond laser”, *Applied Optics*, Vol. 39, No. 30, October 2000
- [7] D. Meier, “Electro-optical measuring device for absolute distances.” US Patent 5764360, 1998
- [8] R. Dändliker, K. Hug, E. Zimmermann, “High-accuracy distance measurements with multiple-wavelength interferometry”, *Optical Engineering*, 34(8), 2407-2412, August 1995
- [9] N. Schuhler, Y. Salvadé, S. Lévêque, R. Dändliker, R. Holzwarth, “Frequency-comb-referenced two-wavelength source for absolute distance measurement”, *Optics letters*, Vol 31, No21, 2006
- [10] Y. Salvadé, N. Schuhler, S. Lévêque, S. Le Floch, “High-accuracy absolute distance measurement using frequency comb referenced multiwavelength source”, *Applied Optics*, Vol 47, No 14, 10 may 2008
- [11] J. Ye, “Absolute measurement of a long, arbitrary distance to less than an optical fringe”, *Optics Letters*, Vol. 29, No. 10, pp. 1153–1155, 2004
- [12] S. Pitois, C. Finot, J. Fatome, B. Sinardet, G. Millot, “Generation of 20-GHz picosecond pulse trains in the normal and anomalous dispersion regimes of optical fibers”, *Optics Communications*, Vol. 260, pp 301-306, 2006
- [13] A. Parmar, T. Peacock, M. Bavdaz, G. Hasinger, M. Arnaud, X. Barcons, D. Barret, A. Blanchard, H. Bohringer, M. Cappi et al., “XEUS - The X-ray evolving universe spectroscopy mission,” *Arxiv e-print*, 1999

BIBLIOGRAPHIE

- [14] P. Ferrando, A. Goldwurm, P. Laurent, O. Limousin, J. Martignac, F. Pinsard, Y. Rio, J. Roques, O. Citterio, G. Pareschi et al., “SIMBOL-X, a formation flying-mission for hard X-ray astrophysics,” *ArXiv e-print*, 2005
- [15] J. Knödseder, “Prospects in space-based gamma-ray astronomy,” *Experimental Astronomy*, vol. 20, no. 1, pp. 3–13, 2005
- [16] Dohlen, K. et al., “SPHERE : A planet finder instrument for the VLT”, *In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 6269 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 2006
- [17] Macintosh B., et al., “The Gemini Planet Imager”. *In Advances in Adaptive Optics II. Edited by Ellerbroek, Brent L. ; Bonaccini Calia, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 6272, pp. 62720L (2006).*, volume 6272 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, 2006
- [18] L. D’Arcio, A. Karlsson, M. Bavdaz, and T. Jagemann, “Search for extraterrestrial planets: the Darwin mission,” *in ESA SP-621: 6th International Conference on Space Optics*, 2006
- [19] D. Coulter, “NASA’s terrestrial planet finder missions,” *in SPIE Conference Series.*, C. Mather, Ed., vol. 5487, pp. 1207–1215, Oct. 2004
- [20] Daniel P. Scharf, Peter R. Lawson, “TPF-I Milestone 2 Report – Formation Control Performance Demonstration”, *Jet Propulsion Laboratory Publication*, January 2008
- [21] M. Ollivier, J. Le Duigou, D. Mourard, O. Absil, F. Cassaing, E. Herwats, L. Escarrat, B. Chazelas, F. Allard, R. Clédassou et al., “PEGASE: a DARWIN/TPF pathfinder”, *Proceedings of the International Astronomical Union*, vol. 1, no. C200, pp. 241–246, 2006
- [22] Estler W. T., Edmundson K. L., Peggs G. N., Parker D. H., “Large scale metrology - an update” *CIRP Ann. Manuf. Technol.*, vol. 51, 587-609, 2002
- [23] Greenwood J. A. and Wojcik G. J., "Massive Metrology: Development and Implementation of a 3D Reference Frame for the Realignment of Fermilab's Tevatron", [http://www.slac.stanford.edu/econf/C06092511/presents/TH011\\_PPT.PDF](http://www.slac.stanford.edu/econf/C06092511/presents/TH011_PPT.PDF)
- [24] T. Appourchaux, R. Burston, Y. Chen, M. Cruise, H. Dittus, B. Foulon, P. Gill, L. Gizon, H. Klein, S. Klioner, S. Kopeikin, H. Krueger, C. Lämmerzahl, A. Lobo, X. Luo, H. Margolis, W.-T. Ni, A. Pulido Paton, Q. Peng, A. Peters, E. Rasel, A. Rüdiger, E. Samain, H. Selig, D. Shaul, T. Sumner, S. Theil, P. Touboul, S. Turyshev, H. Wang, L. Wang, L. Wen, A. Wicht, J. Wu, X. Zhang, and C. Zhao, “Astrodynamical Space Test of Relativity using Optical Devices I (ASTROD I) - A class-M fundamental physics mission proposal for Cosmic Vision 2015-2025”, *ArXiv e-prints*, vol. 802, Feb. 2008
- [25] W.-T. Ni, Y. Bao, H. Dittus, T. Huang, C. Lämmerzahl, G. Li, J. Luo, Z.-G. Ma, J. F. Mangin, Y.-X. Nie, A. Peters, A. Rüdiger, E. Samain, S. Schiller, S. Shiomi, T. Sumner, C.-J. Tang, J. Tao, P. Touboul, H. Wang, A. Wicht, X.-J. Wu, Y. Xiong, C. Xu, J. Yan,

## BIBLIOGRAPHIE

- D.-Z. Yao, H.-C. Yeh, S.-L. Zhang, Y.-Z. Zhang, and Z.-B. Zhou, "ASTROD I: Mission concept and Venus flybys", *Acta Astronautica*, vol. 59, pp. 598–607, Oct. 2006
- [26] S. G. Turyshev, H. Dittus, M. Shao, K. L. Nordtvedt, Jr., C. Lämmerzahl, S. Theil, W. Ertmer, E. Rasel, R. Foerstner, U. Johann, S. Klioner, M. Soffel, B. Dachwald, W. Seboldt, V. Perlick, M. C. W. Sandford, R. Bingham, B. Kent, T. J. Sumner, O. Bertolami, J. Paramos, B. Christophe, B. Foulon, P. Touboul, P. Bouyer, T. Damour, S. Reynaud, C. Salomon, A. Brillet, F. Bondu, J. . Mangin, E. Samain, C. Erd, J. C. Grenouilleau, D. Izzo, A. Rathke, S. W. Asmar, M. Colavita, and Y. Gursel, "Fundamental physics with the Laser Astrometric Test Of Relativity", *ArXiv General Relativity and Quantum Cosmology e-prints*, Jun. 2005
- [27] E. Samain, "One Way Laser Ranging In The Solar System : TIPO," *EGS XXVII General Assembly*, vol. 27, p. 5808, 2002
- [28] Patrick Vrancken, "Characterization of T2L2 on the Jason 2 ocean altimetry satellite and Micrometric laser ranging", Thèse de doctorat, septembre 2008
- [29] Joëlle Nicolas, « La Station Laser Ultra Mobile, De l'obtention d'une exactitude centimétrique des mesures à des applications en océanographie et géodésie spatiales », Thèse de doctorat, 2000
- [30] C. Bradaschia, R. Del Fabbro, A. Di Virgilio, A. Giazotto, H. Kautzky, V. Montelatici and D. Passuello A. Brillet, O. Cregut, P. Hello, C. N. Man, P. T. Manh, A. Marraud, D. Shoemaker and J. Y. Vinet F. Barone, L. Di Fiore, L. Milano and G. Russo J. M. Aguirregabiria, H. Bel, J. P. Duruisseau, G. Le Denmat and Ph. Tourrenc M. Capozzi, M. Longo, M. Lops, I. Pinto and G. Rotoli T. Damour *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Volume 289, Issue 3, 15 April 1990, Pages 518-525
- [31] José-Philippe Pérez, *Optique : Fondements et Applications*, Dunod
- [32] R. Dändliker, R. Thalmann, D. Prongué, "Two-Wavelength laser interferometry using superheterodyne detection", *Optics letters*, Vo. 13, No. 5, May 1988
- [33] S. Azouigui, T. Badr, J-P. Wallerand, M. Himbert, J. Salgado, P. Juncar, "Transportable distance measurement system based on superheterodyne interferometry using two phase-locked frequency-doubled Nd :YAG lasers", *Review of scientific Instruments*, Vol 81, 053112, May 2010
- [34] O. Lay, S. Dubovitsky, R. Peters, J. Burger, S. Ahn, W. Steier, H. Fetterman, and Y. Chang, "MSTAR: A submicrometer absolute metrology system," *Optics Letters*, Vol. 28, no. 11, pp. 890–892, 2003
- [35] L. Tran-Tien, *Mesure de phase*, *Techniques de l'ingénieur*, R1045
- [36] M.C. Amann, T. Bosch, M. Lescure, R. Myllylä, M; Rioux, "Laser ranging : a critical review of usual techniques for distance measurement", *Optical engineering*, Vol 40 (1), pp 10-19, January 2001



- [37] B. Swinkels, T. Wendrich, N. Bhattacharya, A. Wielders, and J. Braat, "Absolute distance metrology for space interferometers," *Proc. of the SPIE*, Vol. 5879, pp. 216–222, 2005
- [38] L. Perret, P. Pfeiffer, and A. Chakari, "Multi-target range finder with optical continuous frequency modulation," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 6189, 2006
- [39] A. Cabral, J. Rebordão et al., "Accuracy of frequency-sweeping interferometry for absolute distance metrology," *Optical Engineering*, Vol. 46, p. 073602, 2007
- [40] K. Nakamura, T. Hara, M. Yoshida, T. Miyahara, and H. Ito, « Optical frequency domain ranging by a frequency-shifted feedback laser », *IEEE J. Quantum Electron.* Vol 36, pp. 305-316, 2000
- [41] M. Cui, R. Schouten, N. Bhattacharya, and S. Berg, "Experimental demonstration of distance measurement with a femtosecond frequency comb laser," *Journal of the European Optical Society*, Vol. 3, 2008
- [42] K-N. Joo, Y. Kim, S-W Kim, "Distance measurements by combined method based on a femtosecond pulse laser", *Optics Express*, Vol. 16, No. 24, November 2008
- [43] I. Coddington, W. C. Swann, L. Nenadovic, N. R. Newbury, "Rapid and precise absolute distance measurements at long range", *Nature Photonics*, Vol. 3, pp 351-356, 2009
- [44] F. Hartmann, F. Stoeckel, « Stabilité de fréquence et pureté spectrale des lasers », *Journal de Physique*, Vol. 39, C1-32, 1978
- [45] L. Cacciapuoti, M. de Angelis, M. Fattori, G. Lamporesi, T. Petelski, M. Prevedelli, J. Stuhler, G. M. Tino, "Analog+digital phase and frequency detector for phase locking of diode lasers", *Review of Scientific Instruments*, Vol. 76, 053111, 2005
- [46] A. A. Fotiadi, O.L. Antipov, P. Mégret, "Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical Fiber", *Optics Express*, Vol. 16, No. 17, August 2008
- [47] S. C. Fleming, T. J. Whitley, "Measurement of pump induced refractive index change in Erbium doped fibre amplifier", *Electronics letters*, Vol. 27, No. 21, October 1991
- [48] Loic Morvan, Daniel Dolfi, Jean-Pierre Huignard, Stéphane Blanc, Marc Brunel, Marc Vallet, Fabien Bretenaker, and Albert Le Floch, "Dual-frequency laser at 1.53  $\mu\text{m}$  for generating high-purity optically carried microwave signals up to 20 GHz", Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Francisco, California, May 16, 2004, Mode-Locked Solid-State Lasers (CTuL)
- [49] F. Bondu, "Some issues with multiple servo loop systems", VIR-NOT-OCA-1390-234, Issue: 1, June 2003

## BIBLIOGRAPHIE

- [50] M. Vajta, "Some remarks on Padé-Approximations", 3<sup>rd</sup> TEMPUS-INTCOM Symposium, Veszprém, Hungary, September 9-14, 2000
- [51] C. Courde, M. Lintz, A. Brillet, "Elimination of systematic errors in two-mode laser telemetry", *Measurement Science and Technology*, 20, 127002, pp. 4, 2009
- [52] Patrick P. Juncar, H. Elandaloussi, Marc E. Himbert, J. Pinard, Annick Razet, "A New Optical Wavelength Ratio Measurement Apparatus : The Fringe Counting Sigmameter", *IEEE Transactions on Instrumentation and measurement*, Vol. 46, No. 3, June 1997
- [53] P.Balling et al., "Absolute frequency measurement of wavelength standard at 1542nm: acetylene stabilized DFB laser", *Optics Express*, Vol. 13, p.9196, 2005
- [54] C. Finot J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, "All-Fibered High-Quality Low Duty-Cycle 20-GHz and 40-GHz Picosecond Pulse Sources", *IEE Photonics Technology Letters*, Vol. 19, No. 21, pp 1711-1713, 2007
- [55] S. Pitois, C. Finot, J. Fatome et M. Lintz, "Impact d'une modulation de phase anti-Brillouin sur la génération d'un train d'impulsions picoseconde dans une fibre optique", présenté à JNOG 2008
- [56] J. Fatome, S. Pitois, C. Fortier, B. Kibler, C. Finot, G. Millot, C. Courde, M. Lintz, E. Samain, Real time monitoring of an all fibered 20 GHz optical pulse source and generation of high quality 1.5-2 THz femtosecond pulse sources based on multiple four wave mixing approach, *Optics Communications* 283, 11, 2425-2429, 2010
- [57] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," *Applied Physics B*, Vol. 31, pp. 97–105, 1983
- [58] T. W. Hansch, B.Couillaud, "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity", *Optics communications*, Vol. 35, No. 3, pp 441-444, December 1980
- [59] Andreas Othonos, Kyriacos Kalli, Fiber Bragg Gratings, *Artech house Publishers*, P335
- [60] International Vocabulary of Metrology – Basic and General Concepts and Associated Terms, VIM, 3<sup>rd</sup> edition, JCGM 200:2008
- [61] J.P. Coulon, Analog filters : the « state variable » method, Note VIR-015A-07

## BIBLIOGRAPHIE

# Liste des acronymes

ACES : Atomic Clock Ensemble in Space  
AOM : Acousto-Optic Modulator  
ARTEMIS : Astrophysique Relativiste, Théories, Expériences, Métrologie, Instrumentation, Signaux  
ASE : Amplified Spontaneous Emission  
ASI : Agenzia Spaziale Italiana  
ASTROD : Astrophysical Space Test of Relativity using Optical Devices  
BS : Beam Splitter  
CDP : Contrôleur De Polarisation  
CNES : Centre National d'Etudes Spatiales  
DCF : Dispersion Compensating Fiber  
DFF : D Flip Flop  
DS : Détection Synchrone  
DSP : Densité Spectrale de Puissance  
EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier  
EOM : Electro-Optic Modulator  
ESA : European Space Agency  
FC-APC : Fiber Connector – Angled Physical Contact  
FC-PC : Fiber Connector – Physical Contact  
FP : Fabry Perot  
FPGA : Field Programmable Gate Array  
GPI : Gemini Planet Imager  
GPS : Global Positioning System  
GRI : Gamma Ray Imager  
HF : Haute Fréquence  
ICB : Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne  
ISL : Intervalle Spectral Libre  
ISS : International Space Station  
IXO : International X-ray Observatory  
JAXA : Japan Aerospace Exploration Agency  
JILA : Joint Institute for Laboratory Astrophysics  
JPL : Jet Propulsion Laboratory  
LATOR : Laser Astrometric Test Of Relativity  
MEMS : Micro-Electro-Mechanical Systems  
NAR : Non Ambiguity Range  
NASA : National Aeronautics and Space Administration  
OCA : Observatoire de la Côte d'Azur  
PBS : Polarizing Beam Splitter  
PM : Polarization Maintaining  
PPN : Parametrized Post Newtonian  
RIN : Relative Intensity Noise  
RMS : Root Mean Square  
RF : Radio Fréquence  
SMF : Single Mode Fiber  
SPHERE : Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch  
T2L2 : Time Transfer by Laser Link

## Liste des acronymes

T2M : Télémètre à 2 modes

TPF-I : Terrestrial Planet Finder Interferometer

VCO : Voltage Controlled Oscillator

XEUS : X-ray Evolving Universe Spectroscopy