



HAL
open science

Application des lasers fibrés à verrouillage de modes à la génération très haute fréquence à haute pureté spectrale

Vincent Auroux

► **To cite this version:**

Vincent Auroux. Application des lasers fibrés à verrouillage de modes à la génération très haute fréquence à haute pureté spectrale. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. UNIVERSITE TOULOUSE 3 PAUL SABATIER (UT3 PAUL SABATIER), 2017. Français. NNT: . tel-01560899v1

HAL Id: tel-01560899

<https://laas.hal.science/tel-01560899v1>

Submitted on 12 Jul 2017 (v1), last revised 24 Oct 2018 (v2)

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :

Vincent AUROUX

le jeudi 30 mars 2017

Titre :

Application des lasers fibrés à verrouillage de modes à la génération très haute fréquence à haute pureté spectrale

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de recherche :

LAAS-CNRS

Directeur/trice(s) de Thèse :

M. Olivier LLOPIS

M. Arnaud FERNANDEZ

Jury :

M. Fabien BRETENAKER, Rapporteur

M. Patrice FERON, Rapporteur

M. Philippe ARGUEL, Examineur

M. Arnaud LE KERNEC, Examineur

Mme Thanh Mai PRIGENT VU, Examineur

M. Giorgio SANTARELLI, Examineur

M. François-Xavier ESNAULT, Invité

Avant-propos

Je suis très heureux d'avoir pu réaliser cette thèse au sein de l'équipe Microondes et Opto-microondes pour Systèmes de Télécommunications (MOST) du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS). Je tiens à remercier en premier lieu mes directeurs de thèse, Olivier Llopis, Arnaud Fernandez et Pierre-Henri Merrer pour leur confiance et leur encadrement tout au long de ce travail. J'ai beaucoup appris à leurs côtés notamment grâce à la complémentarité de leurs compétences. Je tiens également à remercier Alexandre Vouzellaud, directeur de l'entreprise OSAT pour avoir accepté de supporter ces trois années de thèse. Je remercie aussi mes responsables scientifiques Patrick Beures d'Augères et Mathieu Devautour pour leur aide et leur suivi au cours de la thèse.

Je remercie vivement Fabien Bretenaker ainsi que Patrice Féron pour avoir accepté de rapporter sur mes travaux de thèse. Je tiens également à remercier Philippe Arguel pour avoir accepté de présider ma soutenance ainsi que l'ensemble des membres du jury pour avoir évalué ma thèse.

Je remercie l'ensemble des permanents du groupe MOST pour leurs conseils pertinents et leur accompagnement : Thierry Para, Laurent Escotte, Jean-Guy Tartarin, Christophe Viallon, Eric Tournier, Jacques Graffeuil. J'adresse également mes remerciements à l'ensemble des services techniques et logistiques du laboratoire notamment Alexandre Rumeau, Xavier Dollat et Xavier Bouquet dont l'aide a été précieuse pour mes recherches.

Ces trois années ont été égayées par de nombreuses personnes et rencontres.

Tout d'abord, je remercie l'ensemble de mes collègues et amis du bureau G23 : Olga, Zeina et Ramin mais également l'ensemble des doctorants du groupe MOST et des alentours : Napoléon, David, Audrey, Séraphin, Oana, Julien, Charles, Damien, Kamel, Boris, Adem, Ahmet, Audrey, Gautier. Une mention spéciale pour la team BANG avec qui les pauses déjeuner (voir plus... :D) sont passées si vite : Sylvain, Anaïs, Lya, Willou, Fabien, Arnaud, Pascal, Asma, David...

Je remercie l'ensemble de la team Foot du midi, vous êtes beaucoup trop nombreux pour être tous cités ici, ballon d'or toutefois à Marc pour son implication de tout instant, merci pour ces quatre années.

Je pense également à l'ensemble des amis Grenoblois avec qui j'ai plaisir à se retrouver. Commençons d'abord par les personnes sans qui rien n'aurait été possible, Camille et Gwenn qui m'ont mené à mon premier entretien. Je remercie aussi Thibaut, Amélie, Maeva, Alexandre, Gwenn, Simon, Mélanie, Pauline, Fab, Jb, Yasmina, Jeff.

Enfin, je souhaite remercier très fort mes parents, l'ensemble de ma famille pour leur soutien malgré la distance. J'adresse mon plus profond remerciement à ma compagne Anne-Sophie pour son soutien inconditionnel et ses encouragements tout au long de ces années.

Un grand merci à toutes les personnes que j'aurais pu oublier de citer ici mais qui ont apporté leur aide.

Table des matières

Introduction Générale	1
Chapitre I Les oscillateurs optoélectroniques	5
I.1 Introduction	5
I.2 L'oscillateur	7
I.2.a Principe et notions de bruit	7
I.2.b Bruit de phase résiduel et modèle de Leeson	9
I.3 Le laser à blocage de modes	11
I.3.a Principe	11
I.3.b Lasers à blocage de modes régénératif	13
I.4 Les oscillateurs optoélectroniques	14
I.4.a OEO à ligne à retard	14
I.4.b Les résonateurs passifs	18
I.4.c Les oscillateurs optoélectroniques couplés (COEO)	21
I.5 Génération micro-ondes par peignes de fréquences optiques	24
I.5.a Les peignes par effet Kerr dans les résonateurs WGM	24
I.5.b Stabilisation de peignes pour la génération micro-ondes	26
I.6 Vers la génération millimétrique...	29
I.7 Conclusion	30
I.8 Références	31
Chapitre II Le COEO 10 GHz	35
II.1 Introduction	35
II.2 Bruit de phase des amplificateurs optiques	36
II.2.a Caractérisation des amplificateurs optiques	36
II.2.b Conversion amplitude-phase du bruit dans la liaison	39
II.2.c Etude de la saturation des amplificateurs optiques	41
II.2.d Choix de l'amplificateur pour le COEO	44
II.3 COEO à 10 GHz	45
II.3.a Etude de la topologie du dispositif	45
II.3.b Impact de la longueur et de la dispersion totale de la cavité optique	48
II.3.c COEO à partir d'un EDFA	51
II.4 Etude du bruit de phase du COEO par fonction de transfert	53
II.4.a Modélisation du COEO	53
II.4.b Mesure du facteur qualité du COEO	56

II.4.c Bruit de phase résiduel à 10 GHz des amplificateurs	58
II.4.d Résultats du modèle	59
II.5 Conclusion	62
II.6 Références	63
Chapitre III Modélisation numérique du laser à blocage de modes	65
III.1 Contexte	65
III.2 Le laser à blocage de modes actif	67
III.2.a Filtre optique	68
III.2.b Modulateur Mach Zehnder	68
III.2.c Propagation dans les fibres	69
III.2.d Amplification dans le SOA	71
III.2.e Photodétection du signal en sortie	75
III.3 Résultats de la modélisation du laser à blocage de modes	77
III.3.a Train d'impulsion en régime stabilisé	77
III.3.b Etude de l'influence de la dispersion chromatique sur le régime stabilisé	80
III.3.c Photodétection et puissance RF générée à 10 GHz	87
III.4 Conclusion	90
III.5 Références	92
Chapitre IV Vers la génération en gamme millimétrique	93
IV.1 Introduction	93
IV.2 Multiplication de fréquence à partir d'un laser à blocage de modes	94
IV.3 COEO à 30 GHz	97
IV.3.a Topologie du COEO	97
IV.3.b Mesures expérimentales	98
IV.4 Génération harmonique à 90 GHz	101
IV.4.a Montage expérimental	101
IV.4.b Etude de la polarisation DC du MZM	102
IV.4.c Compression d'impulsions pour la génération harmonique	104
IV.4.d Bruit de phase du système	104
IV.5 Conclusion	107
IV.6 Références	108
Conclusion Générale	109
Perspectives	111
Liste des publications	113

Introduction Générale

La découverte et la compréhension du monde dans lequel nous vivons s'est toujours faite à travers l'observation et la métrologie de notre environnement. La notion du temps, de par sa nature abstraite, a amené l'homme à chercher un référentiel sur lequel se baser. Historiquement, l'observation des astres comme le Soleil, en leur qualité d'horloge, a permis de mesurer le temps avec précision. Au fur et à mesure, avec les progrès techniques et scientifiques, la précision et la stabilité des horloges ont progressé très rapidement, passant de l'horloge astronomique à l'horloge mécanique, puis à l'horloge atomique. Actuellement, la mesure du temps est si précise que l'on définit les autres grandeurs physiques à partir de ce dernier. Par exemple, la mesure d'une longueur s'effectue par la mesure du temps écoulé lors de la propagation de la lumière sur cette distance. Cependant, les différentes références de fréquence existantes ne possèdent pas la même stabilité à court et long terme. En effet, selon les applications, la stabilité requise n'est pas la même.

De nombreux travaux de recherche ont été réalisés pour améliorer ces références de fréquence. Le développement des oscillateurs électroniques comme ceux basés sur des résonateurs à quartz a permis l'obtention de signaux ultra stables basses fréquences jusqu'au GHz. D'autres sources ont pris le relai à plus haute fréquence (gamme micro-ondes), comme les oscillateurs à résonateurs diélectriques (DRO). Un résonateur diélectrique réalisé dans un monocristal de saphir a même été utilisé pour atteindre une très haute pureté spectrale. Toutefois, l'essor de nouvelles applications à plus haute fréquence, notamment dans le domaine des télécommunications, requiert de nouvelles références de fréquence. En effet, la multiplication de fréquence à partir de sources stables basses fréquence ainsi que la dégradation du facteur de qualité des résonateurs diélectriques lors de la montée en fréquence discréditent l'utilisation de ces technologies pour l'obtention de sources ultra stables à 30 GHz et au-delà.

Les faibles pertes par propagation dans les fibres ont amené l'utilisation de longues lignes à retard dans les oscillateurs micro-ondes. Les progrès des composants photoniques ont fourni une alternative pour la réalisation d'oscillateurs micro-ondes à haute fréquence notamment grâce à la réalisation de résonateurs optique à très haut facteur de qualité. Dès le début des années 1990, le premier oscillateur optoélectronique (OEO) a vu le jour au sein du Jet Propulsion Laboratory (JPL). Ce système présente l'avantage majeur de voir ses performances principalement déterminées par les composants optiques le constituant, et donc d'être indépendantes de la fréquence. Les performances requises par les différentes applications convergent vers une faible consommation, un dispositif compact et un bruit de phase minimal. Dès lors, de nombreuses architectures différentes ont émergé afin de répondre aux diverses attentes. La meilleure stabilité court terme pour un OEO a été obtenue à partir d'un OEO dont le retard était constitué de 16 km de fibre. Cependant, un tel

système est volumineux et engendre de nombreux modes parasites, problème rédhibitoire pour les applications radars par exemple. Plusieurs alternatives sont alors apparues pour filtrer ces modes parasites. Dans un second temps, l'utilisation de résonateurs passifs a été proposée pour conserver une très haute pureté spectrale et filtrer ces modes parasites. Cependant, les multiples perturbations extérieures (vibrations, température...) impliquent de verrouiller le laser sur le résonateur, complexifiant le système.

A la fin des années 1990, l'équipe de recherche du JPL a proposé une architecture innovante : le système laser résonateur est remplacé par un résonateur fibré actif, un laser à blocage de modes. L'oscillation optoélectronique est donc couplée à l'oscillation optique : on parle d'oscillateur optoélectronique couplé (COEO). Cette architecture présente de nombreux avantages. En effet, le laser étant intégré au résonateur, aucun verrouillage laser-résonateur n'est nécessaire. De plus, comparé à un OEO à ligne à retard, le résonateur actif permet l'utilisation de fibres plus courtes pour un facteur de qualité équivalent identique. L'étude du COEO constitue la motivation principale de cette thèse.

Ce travail de thèse s'inscrit au cœur de deux projets industriels. Le premier est un projet supporté par la région Occitanie dont les partenaires sont le laboratoire LAAS-CNRS, l'entreprise OSAT et l'entreprise ARTEC. L'objectif de ce projet est la réalisation d'un COEO performant, compact et fonctionnant à 10 GHz. Le second est un projet supporté par la Direction Générale de l'Armement (DGA) dont les partenaires sont le Laboratoire Aimé Cotton (LAC), le LAAS-CNRS, l'entreprise OSAT et les entreprises Thales Research and Technology (TRT) et Thales Alenia Space (TAS). Dans le cadre de cette thèse, l'objectif de ce projet est l'étude de la montée en fréquence du COEO jusqu'aux fréquences millimétriques.

Dans un premier temps, les différentes notions et techniques de métrologie du bruit d'un oscillateur sont détaillées. Une étude des différentes topologies d'OEO existantes et de l'état de l'art est menée dans ce premier chapitre. Enfin, les enjeux de la montée en fréquence des sources micro-ondes sont présentés en fin de chapitre.

Les performances en bruit de phase du COEO sont étroitement liées aux performances des éléments actifs du dispositif à savoir les amplificateurs. Le bruit de phase dans les amplificateurs RF est très bien connu et maîtrisé contrairement aux amplificateurs optiques. En début de chapitre II, une étude du bruit de phase amené par les amplificateurs optiques à semiconducteur et à fibres est menée afin de choisir l'amplificateur optique le plus adéquat pour la réalisation d'un COEO et d'optimiser les conditions d'utilisation de ce dernier. Ensuite, un COEO à 10 GHz est réalisé et les performances en bruit de phase sont présentées. Un modèle analytique est également développé afin de comprendre l'impact des différents paramètres du COEO sur le couplage mutuel des deux oscillations et par conséquent sur les performances du COEO.

Le troisième chapitre de ce manuscrit est dédié à la modélisation numérique du laser à blocage de modes, élément essentiel du COEO. L'objectif de cette modélisation est de comprendre le fonctionnement et l'impact des différents paramètres physiques de la cavité optique sur le train d'impulsion en sortie du laser. En effet, il a été montré que les propriétés temporelles et spectrales du train d'impulsions conditionnent le bruit de phase total du COEO. Le modèle numérique développé dans cette thèse étudie le régime transitoire du laser à blocage de modes jusqu'à l'obtention d'un régime stabilisé. Une modélisation itérative au sein de l'amplificateur optique est utilisée, permettant la prise en compte de la dynamique de saturation et de régénération des porteurs, phénomènes occultés dans les modèles analytiques. L'impact de la dispersion chromatique et de la longueur des fibres optiques dans le laser à blocage de modes est également étudié afin de dimensionner le COEO.

Le dernier chapitre est consacré à la génération très haute fréquence à très haute pureté spectrale. Plusieurs techniques sont étudiées. Dans un premier temps, la génération harmonique à partir d'un laser à blocage de modes à 10 GHz en fonction du point de fonctionnement du modulateur est réalisée pour générer des fréquences jusqu'à 50 GHz. Ensuite, la réalisation d'un COEO à 30 GHz est présentée et la génération harmonique d'un signal millimétrique à 90 GHz à partir de ce COEO est effectuée. Un très faible bruit de phase est obtenu pour le signal à 90 GHz, confirmant le potentiel de la montée en fréquence de dispositifs tels que le COEO.

Chapitre I Les oscillateurs optoélectroniques

I.1 Introduction

L'essor des télécommunications et des détections radars ces dernières décennies a accru la nécessité d'obtention de signaux ultra stables utilisés comme références de fréquence dans un dispositif plus complexe, comme un synthétiseur de fréquence. Dès les années 1960, les sources micro-ondes connaissent une évolution de l'oscillateur simple à cavité vers des sources synthétisées, c'est-à-dire verrouillées sur des références basses fréquences très stables. Ces références de fréquence sont des oscillateurs utilisant une résonance piézoélectrique dans le volume d'une lame de quartz. Le fort coefficient de qualité de la résonance piézoélectrique et sa grande stabilité en température conduisent à des références de fréquence très fiables. Les meilleurs oscillateurs de ce type sont les OCXO (Oven Controlled Crystal Oscillators), dont les fréquences fondamentales se situent autour de 10 MHz ou 100 MHz [1]. Dans le système permettant la synthèse micro-onde à partir d'une référence à quartz, basé sur une boucle à verrouillage de phase et des multiplicateurs et/ou des diviseurs de fréquence, le bruit de phase de la source de référence est multiplié par la différence de fréquence entre la référence et la fréquence micro-onde. Par exemple, une synthèse à 10 GHz à partir d'un quartz à 10 MHz conduit à une dégradation de 60 dB du spectre de bruit de phase de la source de référence. Une solution consiste alors à filtrer le bruit loin de la porteuse en verrouillant sur la référence à quartz un oscillateur micro-onde de bonne pureté spectrale et en ajustant au mieux la bande de verrouillage entre les deux sources. Les meilleurs oscillateurs micro-ondes utilisables à cet effet sont les oscillateurs à résonateurs diélectriques (DRO). Ils mettent en œuvre une résonance électromagnétique dans un matériau diélectrique constitué d'une céramique ayant à la fois des propriétés de faibles pertes (donc fort coefficient de qualité) et une très bonne stabilité en température. Cependant, ces sources ne sont utilisables que dans une gamme de fréquence relativement étroite : à basse fréquence (ex : 1 GHz), le résonateur est trop volumineux et à haute fréquence, les pertes dans le matériau céramique augmentent et rendent ses performances moins intéressantes (le coefficient de qualité des résonateurs diélectriques est à peu près inversement proportionnel à la fréquence). Cette technologie est donc principalement utilisée entre 4 GHz et 20 GHz environ [2]. Une alternative au résonateur céramique est le résonateur réalisé dans un monocristal de saphir [3]. Les très faibles pertes de ce matériau diélectrique permettent l'obtention de résonateurs à très fort coefficient de qualité (Q à vide de l'ordre de 10^5 à 10 GHz) et les oscillateurs à base de résonateurs saphir ont longtemps représenté l'état de l'art des sources micro-ondes en ce qui concerne la stabilité court terme (bruit de phase). Ces sources présentent néanmoins plusieurs défauts qui les rendent peu compétitives pour certaines applications : les résonateurs saphir, de par leur faible permittivité diélectrique, doivent fonctionner sur des modes élevés (modes de galerie) et être

confinés dans une cavité métallique. Ils sont donc particulièrement volumineux. De plus, aucune compensation de la variation de la fréquence de résonance avec la température n'est possible dans un cristal (contrairement à la céramique) et la dérive en température de ces oscillateurs est le principal point faible de cette technologie (qui peut être résolu par l'utilisation de la cryogénie [4], mais avec un coût et un volume élevé). Enfin, tout comme pour les résonateurs céramiques, leurs performances se dégradent lorsqu'on monte en fréquence vers la gamme millimétrique. Or, la croissance importante des télécommunications ces dernières décennies a entraîné une saturation progressive des différentes bandes de fréquence allouées à chaque application. La montée en fréquence des dispositifs est devenue un enjeu important. Etant donné que le coefficient de qualité des résonateurs diélectriques diminue avec l'augmentation de la fréquence, ils ne peuvent répondre à ce besoin. Le manque de sources à haute pureté spectrale générées ou bien multipliées dans les gammes de fréquence supérieures à la bande X a motivé la génération de micro-ondes par l'optique. En effet, l'optique permet l'obtention de résonances présentant des coefficients de qualité très élevés (de l'ordre de 10^9 , et plus), ou encore des retards sans pertes de plusieurs microsecondes ou dizaines de microsecondes. Transposés en hyperfréquences, ces retards ou ces coefficients de qualité permettent l'obtention de performances très supérieures aux approches micro-ondes, avec néanmoins un inconvénient : le bruit ajouté par la conversion micro-onde-optique et optique micro-onde nécessaire à l'utilisation de ces dispositifs. Les premiers oscillateurs optoélectroniques sont apparus dans les années 1990 au laboratoire Jet Propulsion Laboratory (JPL) [5]. Ils étaient tout d'abord basés sur des lignes à retard fibrées, puis des dispositifs à résonateurs optiques et des dispositifs utilisant des lasers à blocage de modes ont été proposés.

Dans ce chapitre, la stabilité et la métrologie en bruit des oscillateurs micro-ondes sont décrites. Le principe de fonctionnement d'un laser à blocage de mode, élément essentiel des oscillateurs optoélectroniques que nous avons étudiés, est ensuite détaillé. Enfin, les différentes architectures possibles d'oscillateurs optoélectroniques, ainsi que leurs performances en bruit de phase sont présentées. Les enjeux de la montée en fréquence de tels systèmes sont étudiés et un tableau récapitulatif des performances en bruit de phase des dispositifs existants est dressé.

I.2 L'oscillateur

I.2.a Principe et notions de bruit

Un oscillateur est un dispositif qui émet une onde périodique. Les oscillateurs harmoniques produisent des ondes périodiques sinusoïdales de fréquence fixe ou variable. Ils sont couramment utilisés dans les systèmes radars et plus globalement dans chaque système nécessitant un signal de référence, une horloge.

La Figure 1 représente la topologie classique d'un oscillateur à rétroaction positive. Un oscillateur est composé d'un élément d'amplification, un transistor dans le cas d'un oscillateur électronique ou un amplificateur optique dans le cas d'un laser ; une boucle de rétroaction sur l'amplificateur constituée d'un filtre résonnant ainsi que d'un déphaseur permet l'oscillation. Initialement, le gain de l'amplificateur est supérieur aux pertes introduites par le résonateur et les autres éléments passifs du système. La puissance intracavité va ainsi augmenter jusqu'à ce que le gain de l'amplificateur sature sous l'effet de l'intensité du champ et ainsi diminue jusqu'à compenser les pertes totales sur un tour de cavité. Par ailleurs, pour que l'oscillation ait lieu, le signal généré doit être en phase (modulo 2π) après avoir parcouru un tour de cavité. Cette condition de phase est assurée par le déphaseur.

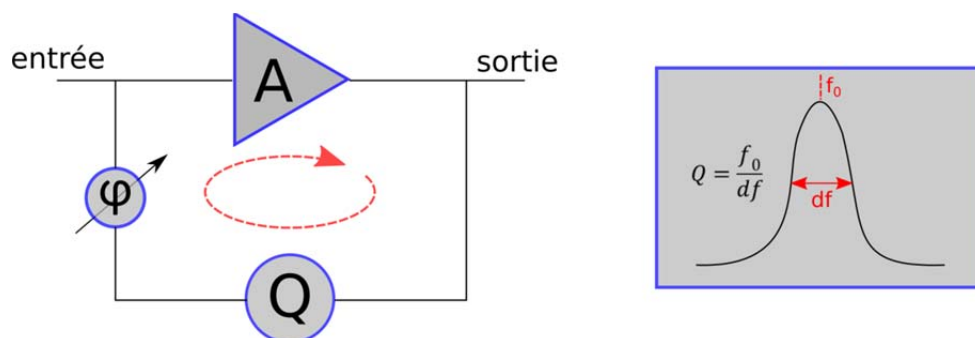


Figure 1 : Schéma de principe d'un oscillateur et définition du facteur qualité d'un résonateur

Le signal émis par un oscillateur n'est pas parfait. En effet, le système est sensible aux perturbations extérieures qui se caractérisent par du bruit de différente nature : le bruit d'amplitude, le bruit de fréquence et le bruit de phase. Ainsi, on peut écrire le signal réel émis par un oscillateur par :

$$A(t) = (A_0 + \Delta A_0(t)) \sin(2\pi f_0 t + \Delta \varphi(t)) \quad (I.1)$$

avec f_0 la fréquence d'oscillation et A_0 l'amplitude du signal.

La Figure 2 illustre le signal réel en sortie d'un oscillateur, avec des bandes latérales de bruit qui peuvent être constituées de bruit de phase et de bruit d'amplitude, mais où généralement le bruit de phase est dominant. Pour caractériser ce signal, on compare l'oscillateur à une référence et les fluctuations de phase $\overline{\Delta \varphi^2}$ sont détectées sur une bande de

fréquence BW correspondant à la bande du filtre basse fréquence de l'appareil de mesure. On obtient alors la densité de fluctuations de phase $S_\varphi(f_m)$ en rad^2/Hz donnée par :

$$S_\varphi(f_m) = \frac{\overline{\Delta\varphi^2}}{BW} \quad (I.2)$$

On peut montrer que [6], si à une distance à la porteuse donnée le bruit de phase est suffisamment faible, $S_\varphi(f_m)$ correspond au rapport du bruit contenu dans les deux bandes latérales de part et d'autre de la porteuse à la puissance totale de la porteuse. Cependant, l'unité standard utilisée pour quantifier le bruit de phase d'un système est la densité de fluctuations de phase intégrée sur une seule bande de fréquence $L_\varphi(f_m)$ qui s'exprime en dB/Hz et qui est donc de 3 dB inférieur à $S_\varphi(f_m)$.

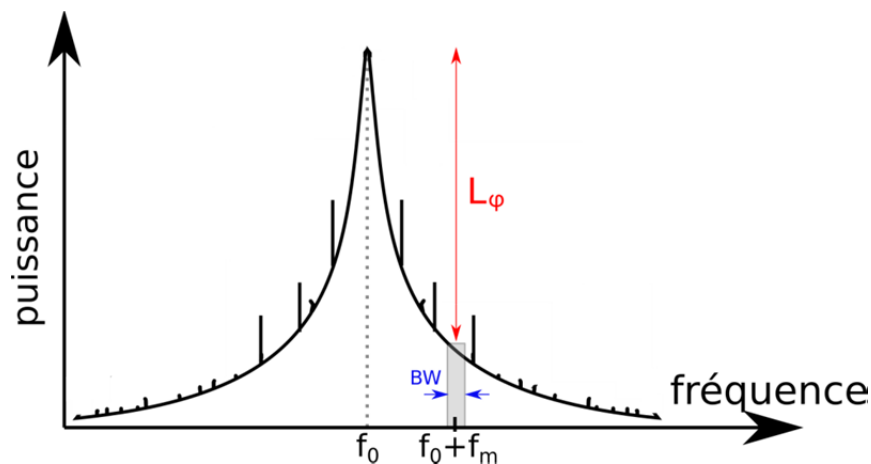


Figure 2 : Signal réel en sortie d'un oscillateur

Cette remarque permet dans de nombreux cas d'effectuer la caractérisation d'un oscillateur sur un analyseur de spectre en mesurant le rapport bruit sur signal à une distance donnée de la porteuse. Toutefois, lorsqu'on se rapproche de la porteuse et que ce rapport se réduit (typiquement, lorsque le bruit de phase devient supérieur à $-40 \text{ dB}/\text{Hz}$), le rapport ainsi mesuré ne correspond plus à la densité spectrale de fluctuation de phase simple bande $L(f)$. D'autre part, sur un analyseur de spectre, la dérive lente de la porteuse rend très difficile ce type de mesure très près de la porteuse. D'autres techniques doivent alors être employées, réalisant une véritable démodulation de phase ou de fréquence. Ces techniques métrologiques présentent des performances très supérieures à un simple analyseur de spectre, y compris vis-à-vis des performances loin de la porteuse (où l'analyseur de spectre est limité par sa dynamique de mesure).

La technique la plus couramment utilisée [6] pour mesurer la densité spectrale de fluctuation de phase d'une source consiste à la comparer à une source de référence de même fréquence (donc accordable en fréquence), les deux sources étant verrouillées l'une sur l'autre à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase (PLL) à bande étroite. A la sortie du détecteur de

phase et au-delà de la fréquence de coupure de la PLL, le signal délivré correspond à la somme des densités spectrales de fluctuation de phase des deux sources. Il est également possible de corriger l'effet de la PLL pour accéder à des données correspondant à des fréquences situées à l'intérieur de la bande de verrouillage. Bien évidemment, la source de référence doit être la plus pure possible, c'est-à-dire que son spectre de fluctuation de phase doit être très inférieur à celui de la source sous test. C'est donc le bruit propre de la référence qui fixe le plancher de mesure. Pour abaisser ce plancher, il est possible de dédoubler la source de référence, ainsi que l'étage de détection de phase, et d'effectuer une détection par corrélation, ce qui élimine le bruit propre des deux références de fréquence qui ne sont pas corrélées entre elles. Le système de mesure que nous avons utilisé pour caractériser nos oscillateurs, l'analyseur de signal Keysight E5052B, est basé sur ce principe.

1.2.b Bruit de phase résiduel et modèle de Leeson

La mesure du bruit de phase d'un oscillateur ne permet pas d'identifier les contributions en bruit des différents éléments du système. Il faut pour cela mesurer séparément la contribution en bruit de chacun des éléments actifs composant l'oscillateur par une mesure de bruit de phase résiduel. Ensuite, un modèle simple et robuste proposé par D.B Leeson [7] permet de calculer la contribution relative de chaque élément au bruit de phase total de l'oscillateur.

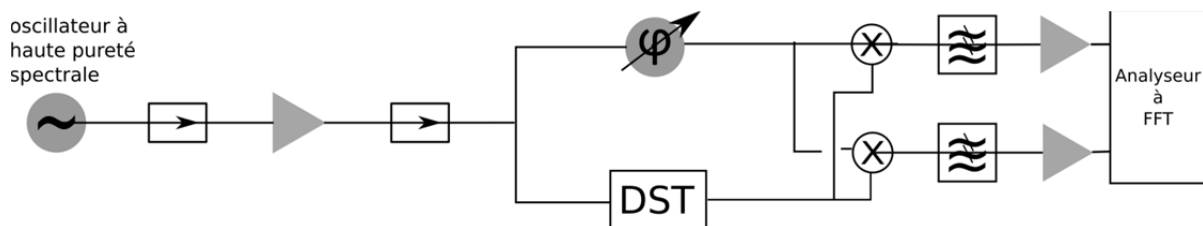


Figure 3 : Montage expérimental pour une mesure de bruit de phase résiduel d'un dispositif sous test (DST)

La Figure 3 illustre le montage expérimental pour une mesure de bruit de phase résiduel mettant en jeu une corrélation croisée. Le bruit de phase résiduel de la liaison et donc en particulier le rapport signal à bruit du laser doit être nettement inférieur au bruit de phase résiduel du DST. La technique de mesure du bruit de phase résiduel est décrite de manière plus approfondie dans [8].

Le modèle de Leeson permet de calculer le bruit de phase d'un système en boucle fermée en connaissant le bruit de phase résiduel de chacun des éléments actifs (amplificateur notamment) du système. Ce modèle nécessite également la connaissance du facteur qualité Q_{RF} de l'oscillateur. On obtient alors le bruit de phase total $L_{\varphi}(f_m)$ par la relation :

$$L_{\varphi}(f_m) = 20 \log \left(\frac{f_0}{2\sqrt{2}Q_{RF}f_m} \right) + 10 \log \left(\overline{\Delta\varphi^2}_{amp} \right) \quad (I.3)$$

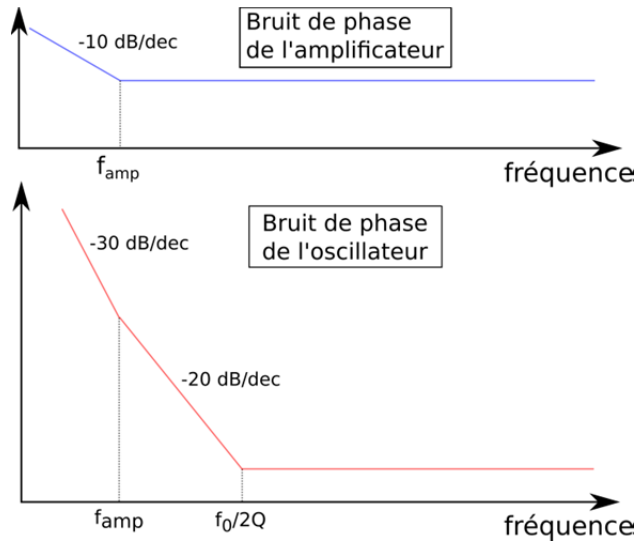


Figure 4 : Détermination du bruit de phase d'un oscillateur à partir du modèle de Leeson

Cette expression traduit une remontée de la pente de bruit de phase de -20 dB/dec en deçà de la fréquence caractéristique $\frac{f_0}{2Q_{RF}}$ comme le montre la Figure 4. Ainsi, une augmentation du facteur qualité Q_{RF} de l'oscillateur permet la réduction du bruit de phase en repoussant cette fréquence de coupure proche de la porteuse. La génération micro-ondes par l'optique devient alors très prometteuse puisque les résonateurs optiques présentent des facteurs Q_{RF} équivalents proches de 10^6 donc très supérieurs aux facteurs qualités des résonateurs diélectriques céramiques qui ne dépassent pas 10^4 .

I.3 Le laser à blocage de modes

Les études sur le laser à blocage de modes ont très vite été menées après la découverte du laser, notamment par Lamb suivi par Gürs et Müller [9]. Par la suite, de nombreux travaux théoriques et analytiques ont été effectués dans les années 1970 sous l'impulsion de Kuizenga, Siegman et Haus [10]. Le développement du laser à blocage de modes harmoniques a ouvert la voie à de nombreuses applications et en particulier concernant la génération micro-ondes. En effet, la génération d'un train d'impulsions stable à des fréquences dépassant la centaine de GHz a permis de nombreux progrès en métrologie, spectroscopie, échantillonnage optique et dans le domaine des télécommunications.

I.3.a Principe

Un laser à blocage de modes est un oscillateur optique comprenant un milieu à gain (l'amplificateur) où le signal laser est modulé dans la cavité. Il existe deux principaux types d'amplificateurs optiques : les amplificateurs à semiconducteur (SOA) et les amplificateurs à fibres dopées par des ions terres rares. Pour des applications de télécommunication dans la bande de transparence des fibres, les amplificateurs à fibres dopées erbium (EDFA) sont les plus couramment utilisés. Les différentes propriétés, avantages ou inconvénients de ces technologies seront présentés plus en détail dans le chapitre suivant. Dans un laser à blocage de modes, la modulation peut être une modulation de fréquence ou bien d'amplitude : on parlera alors de laser à blocage de modes FM ou AM respectivement. Il existe également deux techniques différentes de verrouillage des modes : la voie active où l'utilisateur impose une modulation externe des pertes intracavité, donnant lieu à des systèmes reconfigurables, et la voie passive où l'on utilise les propriétés non linéaires d'un matériau, un absorbant saturable, pour moduler les pertes intracavité. Dans la suite de ce manuscrit, nous traiterons uniquement le cas des lasers à blocage de modes AM actif puisqu'il s'agit de notre étude expérimentale. La modulation des pertes permet d'établir une relation de phase entre tous les modes longitudinaux qui oscillent. En fonction des pertes de la cavité, seuls les modes pour lesquels les pertes sont compensées par le milieu à gain sont permis comme le montre la Figure 5. Chaque mode longitudinal oscillant ayant une fréquence multiple de la fréquence fondamentale de la cavité, cette mise en phase crée le « blocage de modes ». L'interférence de l'ensemble de ces modes longitudinaux entre eux entraîne une répartition périodique de l'énergie qui se regroupe alors sous forme d'impulsions. Plus le nombre de modes mis en phase est important, plus la condition de phase pour que l'oscillation ait lieu est stricte. Temporellement, plus le nombre de modes est important plus les fenêtres temporelles sur lesquelles l'oscillation est permise sont réduites. On obtient alors des impulsions de plus en plus brèves et de plus en plus intenses comme le montre la Figure 6.

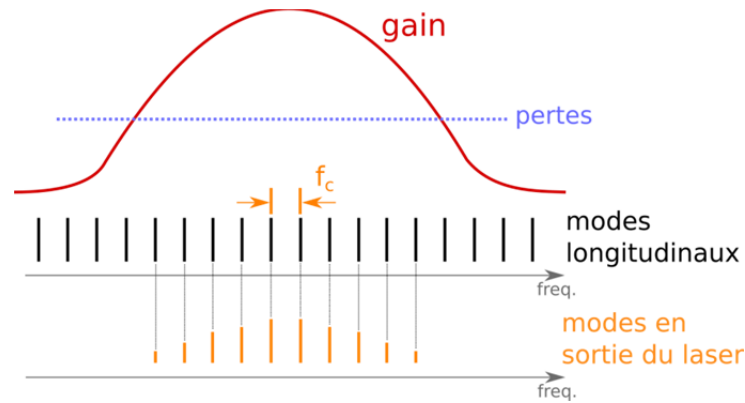


Figure 5 : Sélection des modes en sortie du laser en fonction de l'enveloppe spectrale du gain et des pertes intracavité

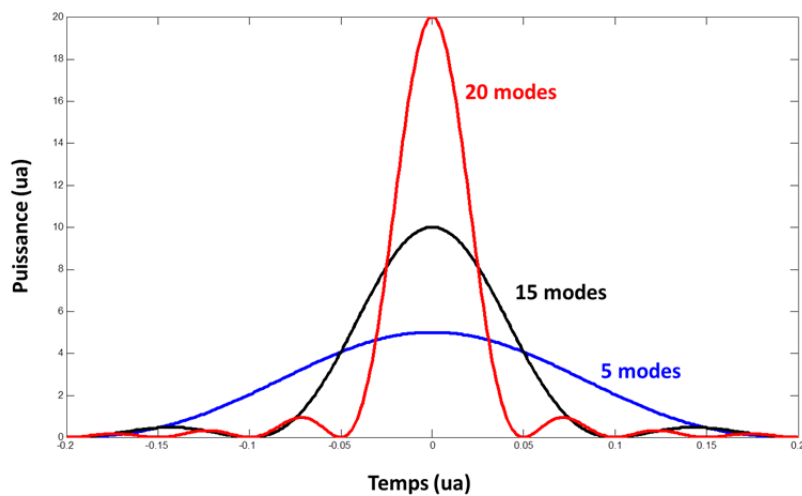


Figure 6 : Formes temporelles d'une impulsion en fonction du nombre de modes mis en phase

Dans le cas d'un laser à blocage de modes fondamental ($N=1$) et pour un laser dont M modes sont verrouillés en phase, on peut montrer que l'enveloppe temporellement lentement variable $A(t)$ s'écrit [11] :

$$A(t) = A_0 \frac{\sin(M\pi f_c t)}{\sin(\pi f_c t)} \quad (I.4)$$

avec f_c la fréquence du mode fondamental de la cavité optique.

On peut alors écrire la puissance P_{out} en sortie de cavité :

$$P_{out} = |A(t)|^2 = |A_0|^2 \frac{\sin^2(M\pi f_c t)}{\sin^2(\pi f_c t)} \quad (I.5)$$

En approximant $\sin^2(x) \approx x^2$ pour $\ll 1$, on peut écrire :

$$P_{out} = M^2 |A_0|^2 \text{sinc}^2(M\pi f_c t) \quad (I.6)$$

Ainsi, le train d'impulsion en sortie possède un taux de répétition f_c et les impulsions ont une largeur à mi-hauteur T_{FWHM} :

$$T_{FWHM} = \frac{T_c}{M} \quad (I.7)$$

avec $T_c = \frac{1}{f_c}$ le temps caractéristique entre deux impulsions

D'autre part, les impulsions en sortie ont une puissance crête $P_{crête}$ de :

$$P_{crête} = M^2 |A_0|^2 \quad (I.8)$$

I.3.b Lasers à blocage de modes régénératif

La cavité optique d'un laser à blocage de modes subit diverses perturbations (température, vibrations...) qui entraînent un désaccord de phase entre le signal de modulation et la fréquence fondamentale de la cavité. Ce désaccord est source de bruit dans le système et il engendre un train d'impulsions possédant des impulsions plus longues et moins intenses jusqu'à l'extinction de l'oscillation. Pour remédier à ce problème, une architecture hybride a été proposée pour la première fois en 1968 par Huggett [12] à partir d'un laser He-Ne : le laser à blocage de modes régénératif. Le principe de fonctionnement se rapproche de celui des oscillateurs optoélectroniques qui sera présenté dans la suite. L'objectif principal de la régénération d'horloge dans les lasers à blocage de modes est le contrôle et la stabilisation temporelle du train d'impulsions en sortie. Les oscillateurs optoélectroniques ont pour visée le domaine fréquentiel avec pour objectif la réduction du bruit de phase du signal radiofréquence (RF) généré. La Figure 7 présente un exemple de topologie pour un laser à blocage de modes régénératif. Dans un tel système la stabilisation du train d'impulsions est réalisée par une rétroaction sur le modulateur. Une partie du signal de sortie est prélevée, photodétectée et le battement RF généré est ensuite amplifié. La bande passante de l'amplificateur sélectionne la fréquence de répétition du train d'impulsions. L'accord de phase entre la fréquence fondamentale de la cavité ou un de ses harmoniques et le battement RF est assuré par un déphaseur.

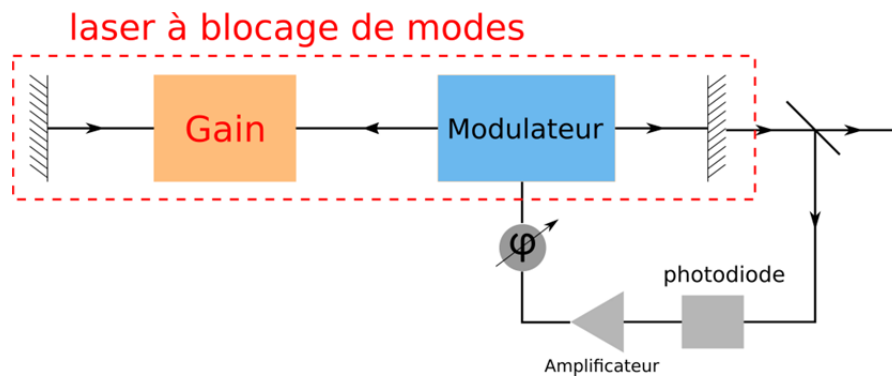


Figure 7 : Architecture classique d'un laser à blocage de modes régénératif

I.4 Les oscillateurs optoélectroniques

Au cours des deux dernières décennies, l'accroissement des besoins en sources micro-ondes à haute pureté spectrale et à haute fréquence a amené l'utilisation de l'optique dans les oscillateurs. En effet, le facteur qualité des résonateurs diélectriques décroît fortement avec l'augmentation de la fréquence de fonctionnement. Au contraire, les faibles pertes par propagation qu'offre l'optique permettent la réalisation de résonateurs faibles pertes et donc de très haut facteur de qualité. L'augmentation du facteur qualité entraîne une diminution du bruit de phase proche de la porteuse comme le montre le modèle de Leeson et c'est donc à partir de ces résonateurs que de nombreuses architectures d'oscillateurs se sont construites. Dans la suite, les principales topologies d'oscillateurs optoélectroniques seront présentées et détaillées. Un tableau récapitulatif des différentes performances des systèmes sera dressé en fin de chapitre.

I.4.a OEO à ligne à retard

Les premiers dispositifs OEO utilisaient de longues lignes à retard fibrées pour augmenter la durée de vie des photons dans la cavité permettant ainsi d'atteindre une très haute pureté spectrale. En effet, la fibre optique standard présente peu de pertes (0,2 dB/km) dans ses fenêtres de transparence (à 1550 nm notamment) permettant ainsi l'utilisation de plusieurs kilomètres de fibres sans affecter le gain de la liaison optoélectronique. Le facteur de qualité équivalent d'un tel système dépend linéairement du retard τ engendré :

$$Q_{RF} = \pi \tau f_{RF} \quad (I.9)$$

Par ailleurs, on peut noter que le facteur qualité est aussi proportionnel à la fréquence RF de modulation. Les OEO à lignes à retard seront donc d'autant plus performants avec l'augmentation de la fréquence d'oscillation.

L'ajout de longues lignes à retard fibrées pour augmenter le facteur qualité Q_{RF} équivalent nécessite quelques précautions. En effet, plus la ligne à retard fibrée sera longue, plus la fréquence du mode fondamental sera faible et par conséquent plus les modes seront resserrés. L'intervalle spectral libre (ISL) entre deux modes consécutifs est donné par :

$$ISL = \frac{c}{n_g L} \quad (I.10)$$

Avec L la longueur de la cavité, n_g l'indice de groupe de la fibre et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Cela entraîne l'apparition de modes parasites sur le spectre de bruit de phase. Par exemple, pour une longueur de fibre de 400 m (qui sera assimilée à la longueur totale de la cavité), les modes seront espacés de 500 kHz. Ces pics parasites ne sont donc pas filtrés par la cavité

optique, ni par le filtre inclus dans la contre réaction RF dont la bande passante est au mieux de l'ordre du MHz (cas d'un résonateur diélectrique possédant un facteur de qualité de l'ordre de quelques milliers). Un bruit important impacte donc le bruit de phase au-delà de cette fréquence caractéristique. Par ailleurs, le système étant autoentretenu, les perturbations extérieures peuvent créer des « sauts de modes » c'est-à-dire que l'oscillateur se met à osciller sur l'harmonique suivant ou précédent : la fréquence RF générée est alors décalée d'un ou plusieurs ISL. En outre, d'autres paramètres entrent en jeu dans l'optimisation d'un OEO à fibre. La dispersion chromatique des fibres lorsque leur longueur est importante influe fortement sur l'étalement spectral du peigne de fréquence et par conséquent sur les performances du dispositif. De plus, dans les OEO mettant en jeu des facteurs de qualité élevés, l'énergie stockée à l'intérieur de la cavité devient importante. Ainsi de nombreux effets non-linéaires tels que la rétrodiffusion Brillouin, l'effet Kerr ou Rayleigh peuvent alors avoir lieu et la combinaison de ces effets avec la dispersion chromatique des fibres peut modifier fortement l'allure du signal optique qui circule en réduisant le gain disponible pour le signal utile ce qui pénalise la génération d'un signal RF important. L'impact des effets dispersifs combinés aux non-linéarités de l'amplificateur optique sur un train d'impulsions ainsi que sa photodétection seront traités plus tard dans le chapitre 3.

Les meilleures performances actuelles obtenues par OEwaves à partir d'un OEO à ligne à retard fibrée l'ont été avec une bobine de fibre de 16 km [13]. La mesure du bruit de phase du système sur deux bancs de tests différents est présentée sur la Figure 8. Le bruit de phase proche de la porteuse présente un bruit en $1/f$ très faible. Le bruit de phase à 10 kHz de la porteuse atteint -162 dB_c/Hz soit le meilleur oscillateur optoélectronique à ce jour. Cependant, on remarque que les modes parasites (« spurious modes ») sont très nombreux et très intenses, leurs niveaux étant 60 dB au-dessus du plancher de bruit. De plus, ils apparaissent très proches de la porteuse, dès 10 kHz environ. Il faut donc bien dimensionner le système pour réduire au maximum les modes parasites et aussi veiller à la compacité du système.

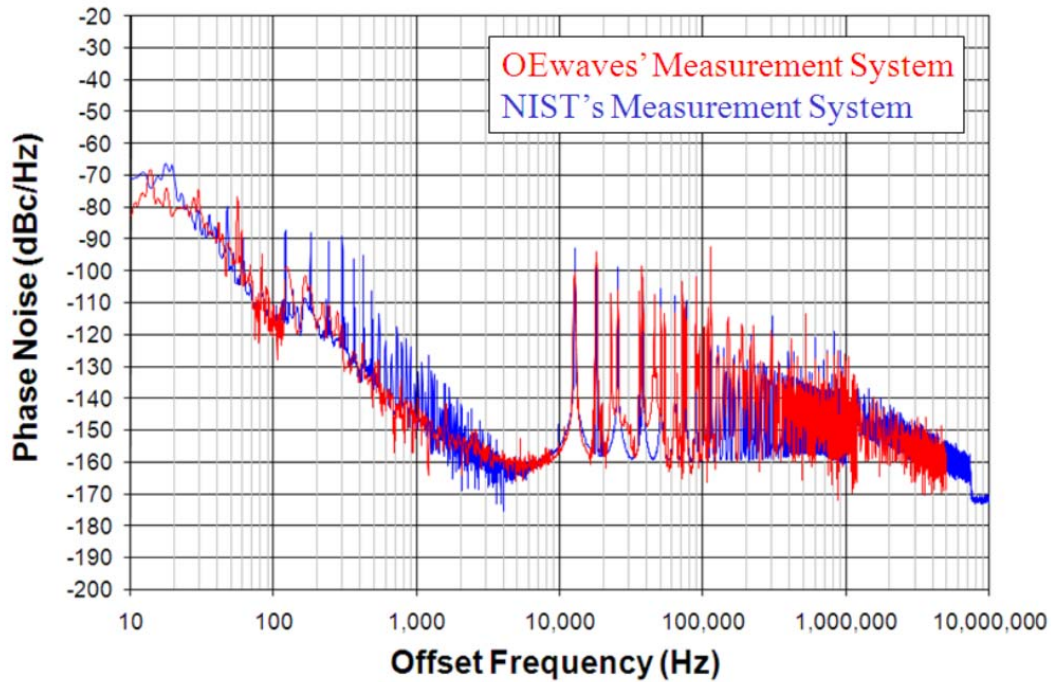


Figure 8 : Spectre de bruit de phase d'un OEO à ligne à retard de 16 km mesuré par deux bancs différents [13]

Les modes parasites étant une instabilité majeure des OEO, et notamment des OEO à fibres, leur réduction est toujours un domaine de recherche. De nombreuses topologies ont été proposées au cours des dernières années pour s'en affranchir. Le verrouillage par injection d'un OEO à partir du signal d'un second OEO a permis une réduction significative des modes parasites [14]. D'autre part, une des premières architectures mise en place a été l'introduction d'une deuxième ligne à retard fibrée comme le montre la Figure 9. Une deuxième cavité optique est insérée et partage la même rétroaction optoélectronique. Les deux photodiodes utilisées doivent être identiques.

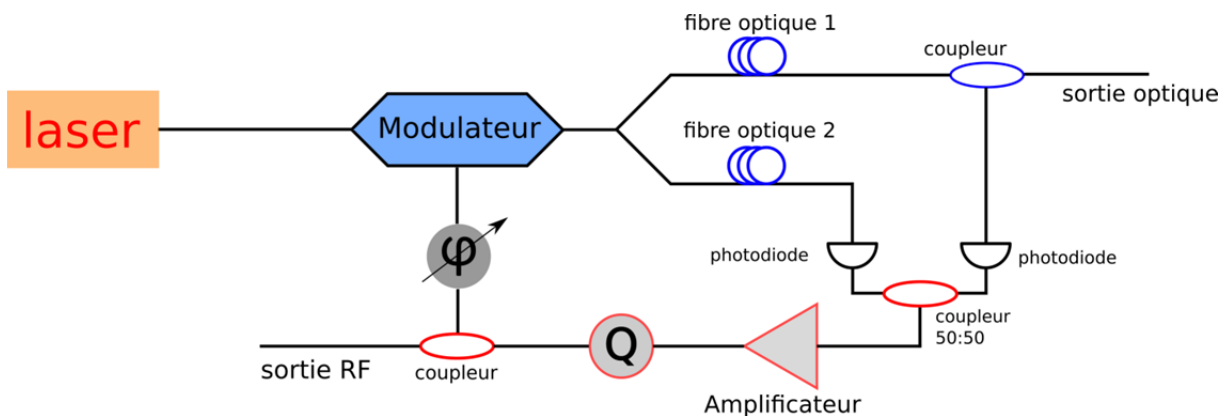


Figure 9 : Topologie d'un OEO à deux cavités possédant deux lignes à retard fibrées de longueur différentes. Les deux photodiodes sont identiques.

Les seuls modes parasites permis sont alors les modes pour lesquels la condition de phase est vérifiée pour les deux cavités simultanément : il s'agit de l'effet Vernier. La condition de phase s'écrit alors :

$$2\pi\tau_1 f_{RF} = 2\pi\tau_2 f_{RF} + 2k\pi \quad (\text{I.11})$$

avec τ_1 et τ_2 les retards engendrés par les deux bobines respectivement et k un entier

Il s'agit d'un effet de filtrage des modes parasites de la longue fibre par une fibre plus courte. Le facteur de qualité équivalent de l'OEO quant à lui, est celui d'une fibre de longueur intermédiaire entre la longueur des deux fibres. L'utilisation de deux longues fibres mais de longueur différentes permet de remédier à cela [15]. Afin d'obtenir un filtrage plus performant, il est possible d'introduire plusieurs cavités supplémentaires comme le montre ces travaux [16], au détriment de la compacité et de la simplicité du système. La Figure 10 présente le spectre de bruit de phase pour un OEO à double cavités fibrée de 8,4 km et 2,2 km. Les premiers modes parasites sont effectivement bien filtrés et seul le quatrième harmonique (issu du rapport proche de 4 entre les deux longueurs de fibre) apparaît. Une seconde méthode de filtrage des modes parasites dans la cavité optique a été proposée par la suite. En effet, l'introduction d'un résonateur Fabry Pérot de faible facteur de qualité peut jouer le rôle de filtre en ne sélectionnant qu'un seul des modes permis à l'intérieur du filtre RF [17].

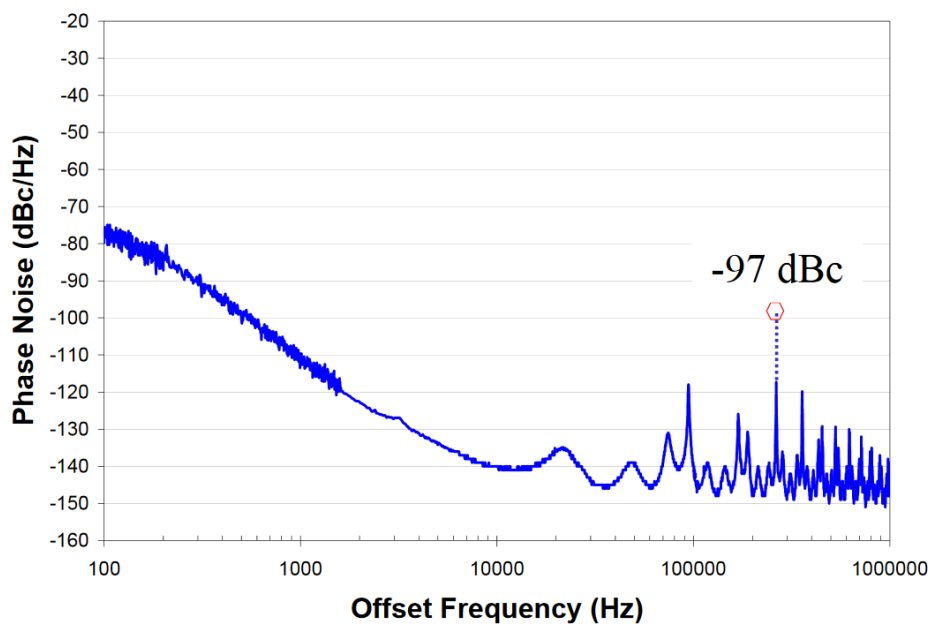


Figure 10 : Spectre de bruit de phase d'un OEO à deux lignes à retard fibrées (8,4 km et 2,2 km) [16]

L'utilisation d'un filtre accordable de type YIG suffisamment sélectif permet également de rendre le dispositif agile. Le « saut de modes » est alors contrôlé et permet d'accorder la fréquence RF en sortie par saut de fréquence d'un ISL.

I.4.b Les résonateurs passifs

La stabilisation d'une oscillation micro-onde portée par l'optique sur un résonateur optique passif à très haut facteur de qualité au travers d'une rétroaction optoélectronique est un enjeu majeur. L'oscillation micro-onde étant étroitement liée à la présence de la porteuse optique et de son passage à travers le résonateur, un verrouillage du laser sur le résonateur optique est nécessaire, et une boucle de verrouillage comme décrite initialement par Drever et Hall en 1983 [18] est alors souvent mise en place. Cependant, le verrouillage par la technique de Pound Drever Hall (PDH) complexifie et agrandit le système ainsi que l'optimisation en bruit de phase de celui-ci. En effet, il faut bien ajuster la bande de verrouillage de l'asservissement pour conserver la stabilité du système sans en dégrader fortement les performances. La Figure 11 présente un exemple typique d'architecture d'oscillateur optoélectronique (OEO) avec un résonateur optique passif [19]. Le signal optique issu d'un laser de haute pureté spectrale est modulé à l'aide d'un modulateur de type Mach Zehnder puis envoyé dans le résonateur passif. Une petite partie du signal en sortie de résonateur est prélevée pour la caractérisation optique tandis que le reste est photodéecté. En sortie de photodiode, la composante continue du signal est utilisée pour la boucle PDH tandis que la composante RF est amplifiée et filtrée. Si le gain de la boucle optoélectronique est supérieur aux pertes totales après un tour de cavité, c'est-à-dire que l'amplification micro-onde permet de compenser les pertes de conversion optoélectroniques entre le modulateur et la photodiode et les pertes des résonateurs, une oscillation autoentretenu peut être générée, la condition de phase étant assurée par le déphaseur. Enfin, le signal RF utile est prélevé en sortie du résonateur RF.

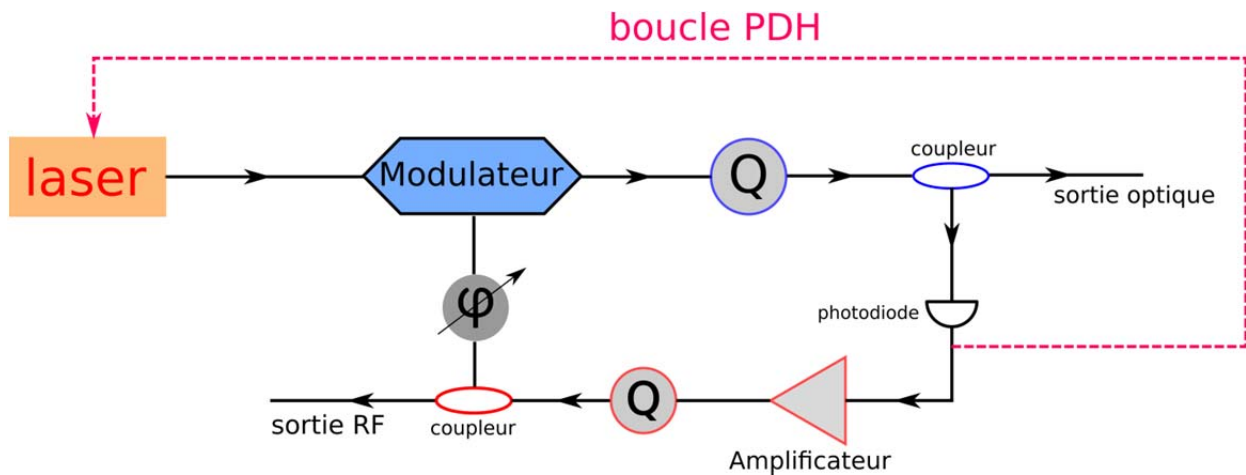


Figure 11 : Topologie typique d'un OEO avec un résonateur passif comprenant une boucle de verrouillage par technique de Pound Drever Hall (PDH)

Les performances de ces dispositifs résident essentiellement dans le facteur de qualité du résonateur optique utilisé. De nombreux types de résonateurs passifs ont donc émergé au cours des dernières années. La connaissance des fibres optiques et de leurs propriétés ainsi que la maîtrise de fabrication a permis la réalisation de résonateurs fibrés en anneaux (FRR : fiber

ring resonator) avec coupleurs intégrés. La Figure 12 illustre un tel résonateur. Les facteurs de qualité obtenus pour les FRR dépassent 10^9 . L'architecture des FRR est assez simple, contrôlable et par conséquent modulable. Il est possible d'ajuster le taux de couplage des différents coupleurs dans le cas d'un résonateur en transmission (ou de l'unique coupleur dans le cas d'un résonateur en absorption). Des travaux ont été effectués pour rendre le dispositif agile à partir d'un laser bi-mode verrouillé sur un FRR par une boucle PDH [20]. Un élément piézoélectrique permet d'accorder le battement entre les deux modes lasers.

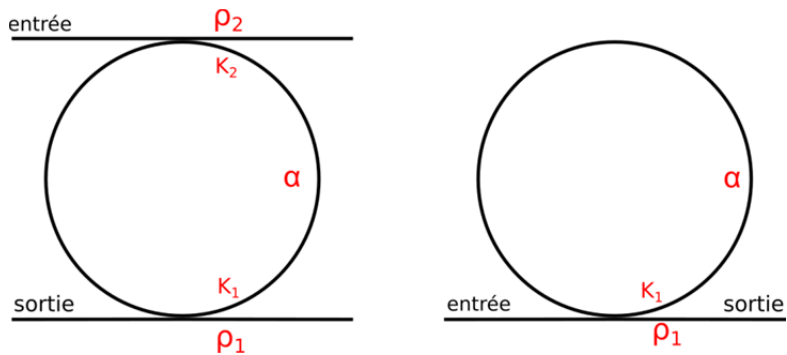


Figure 12 : Résonateurs à fibres en anneau (FRR) à deux coupleurs (gauche) et un seul coupleur (droite). Les taux de couplage de coupleurs sont (K_1, ρ_1) et (K_2, ρ_2) et les pertes par propagation dans la fibre sont notées α .

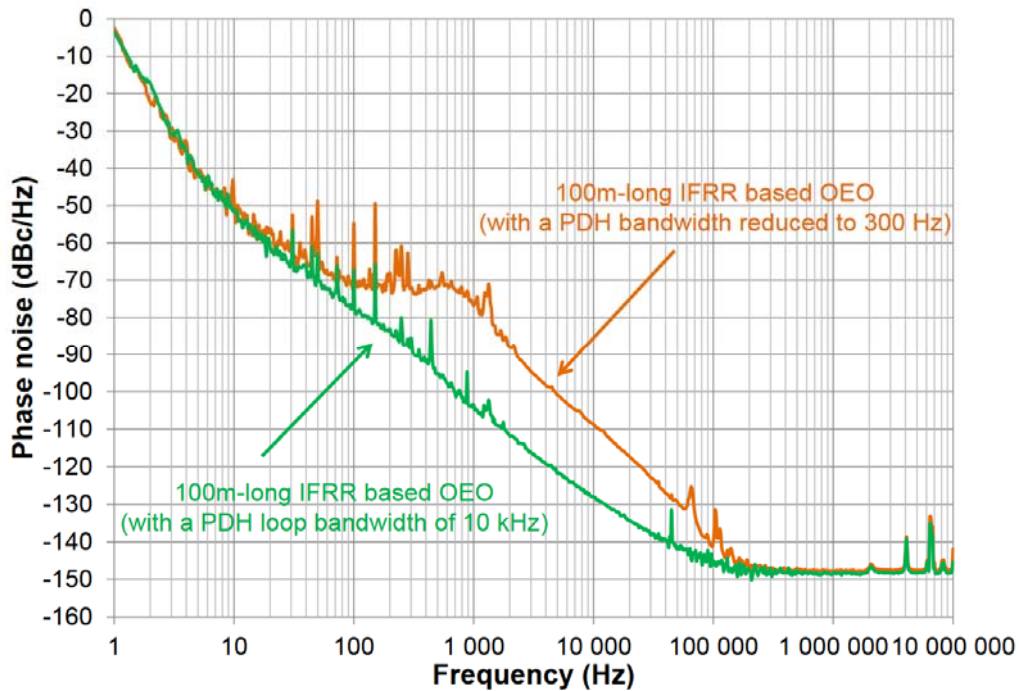


Figure 13 : Spectre de bruit de phase d'un OEO avec un résonateur fibré en anneau de 100 m [19]

La Figure 13 présente le spectre de bruit de phase d'un OEO avec un FRR de 100 m. Cette figure met bien en évidence l'effet de la bande passante de la boucle PDH sur le bruit de phase. Si la bande passante de l'asservissement est trop étroite, l'oscillateur peut dériver ce qui

entraîne une remontée du bruit de phase proche de la porteuse. Dans un cas optimisé, un niveau de bruit de phase de -128 dB_c/Hz à 10 kHz de la porteuse a été obtenu.

D'autres types de résonateurs présentent des facteurs de qualité équivalents aux FRR. C'est le cas des résonateurs à modes de galerie (WGM : Whispering Galery Mode). Ces résonateurs sont souvent réalisés à partir de matériaux cristallins tels que CaF₂, MgF₂, Quartz... [21]. Les résonateurs à modes de galerie sont des résonateurs à symétrie cylindrique ou sphérique à l'intérieur desquels le champ oscillant circule par réflexion totale. Par conséquent, le mode de galerie est étroitement lié à la géométrie du résonateur ou bien à la distribution de l'indice de réfraction dans la structure. Plusieurs géométries de résonateurs peuvent être recensées : les cavités toriques, sphérique, à guide circulaire... Le facteur de qualité des résonateurs WGM est aussi directement lié à la rugosité de la structure. Des facteurs qualité supérieurs à 10^9 ont été obtenus pour des structures de taille millimétrique obtenues par polissage mécanique ou par fusion de la silice [22]. Un facteur de qualité de 10^{11} a même été obtenu pour une microsphère [23]. Les perspectives d'intégration d'OEO à base de résonateurs WGM sont désormais une réalité depuis plusieurs années avec la commercialisation par OEwaves d'un micro oscillateur optoélectronique à 35 GHz à base de WGMR pas plus grand qu'une pièce de monnaie (voir Figure 14). Le bruit de phase mesuré est de -108 dB_c/Hz à 10 kHz de la porteuse. Par ailleurs, toujours dans une perspective d'intégration, des WGMR ont été réalisés à partir de cristaux de LiNbO₃, matériau électro-optique dont l'indice de réfraction change en fonction de la tension appliquée permettant ainsi la modulation du signal. Un OEO à partir de cette technologie a été mis au point par OEwaves en 2010 [24]. De plus, une polarisation continue du matériau permet de rendre le dispositif accordable en changeant la fréquence caractéristique du mode de galerie. Ainsi, les WGMR sont une très bonne alternative pour atteindre de très hauts facteurs de qualité et une intégration du dispositif. Cependant, le couplage optique entre le laser et le résonateur, souvent effectué par prisme mais parfois aussi par fibres effilées ou étirées, reste un défi majeur en termes de complexité et de coût d'assemblage [25]–[27].

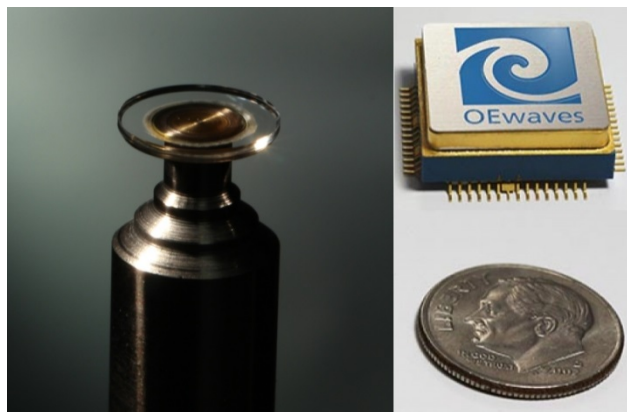


Figure 14 : Photographie d'un résonateur à mode de galerie en disque (à gauche) et d'un micro OEO commercial (à droite)

I.4.c Les oscillateurs optoélectroniques couplés (COEO)

Les différents oscillateurs optoélectroniques présentés précédemment étaient basés sur un laser verrouillé sur une cavité passive ou bien de longues fibres créant des modes parasites. Une méthode pour s'affranchir de ces deux contraintes est l'utilisation d'un résonateur actif possédant un gain suffisant pour déclencher une oscillation. En résumé, il s'agit de mettre en place un laser à blocage de modes régénératif dont la fréquence de fonctionnement n'est pas imposée par un oscillateur externe mais bien par le filtre RF de la rétroaction optoélectronique. Lorsque le blocage de modes démarre, un couplage « intime » a lieu entre l'oscillation optique (le train d'impulsions), et l'oscillation optoélectronique (le signal RF généré) d'où le nom d'OEO « couplé ». Le premier COEO a été proposé en 1997 par le JPL [28]. La topologie typique d'un COEO est reportée sur la Figure 15.

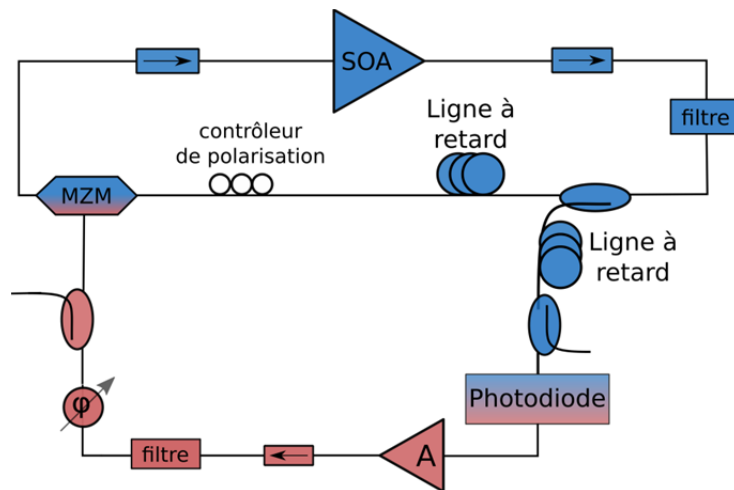


Figure 15 : Topologie d'un oscillateur optoélectronique couplé (COEO)

Le gain du résonateur actif peut être apporté par deux technologies d'amplificateurs optiques : les amplificateurs à fibres dopées erbium (EDFA : erbium doped fiber amplifieur) ou les amplificateurs optiques à semiconducteurs (SOA : semiconductor optical amplifieur). Les différences entre ces deux types d'amplifications seront détaillées dans le chapitre suivant. Le blocage de mode est assuré par un modulateur d'intensité de type Mach Zehnder (MZM) en coupe X. Une ligne à retard fibrée est introduite dans la cavité afin d'augmenter le facteur de qualité du résonateur. Contrairement aux OEO à ligne à retard « classiques », cette fibre est moins longue puisque lorsque le blocage de modes a lieu, la résonance entraîne les photons à parcourir plusieurs fois la longueur de la cavité. Par conséquent le facteur de qualité équivalent est augmenté d'un facteur α . Des travaux de modélisation à partir du laser à blocage de modes permettent de déterminer ce facteur [29]. Une seconde fibre est introduite avant la photodiode. De manière identique à un OEO avec deux cavités, cette dernière permet un filtrage des modes parasites bien que le système ne présente déjà un intervalle spectral libre plus important. Cette fibre permet également d'ajouter une dispersion supplémentaire pour modifier l'aspect temporel des impulsions avant photodétection : ce phénomène sera détaillé dans le chapitre 3.

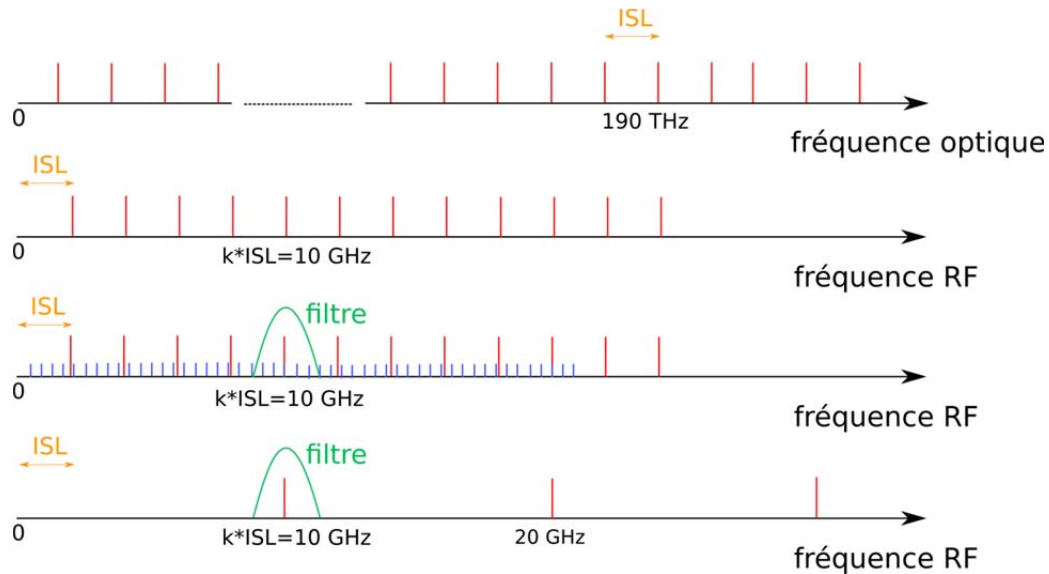


Figure 16 : Principe de fonctionnement d'un COEO

Le principe de fonctionnement d'un COEO est schématisé sur la Figure 16. Le résonateur qui constitue le laser à blocage de modes détermine l'ensemble des modes laser possibles pouvant osciller. Tous ces modes sont espacés d'un ISL fixe lié à la longueur de la cavité. Ainsi, l'ensemble des fréquences RF possiblement générées sont des multiples de cet ISL suivant l'harmonique sur lequel le laser à blocage de modes oscille. Ensuite, la rétroaction optoélectronique possède elle aussi son propre ISL, beaucoup plus faible. Il y a alors plusieurs modes RF pour lesquels l'oscillation optique et optoélectronique sont accordées. Une sélection d'un de ces modes a lieu par le filtrage RF. Ce filtrage sélectionne l'harmonique sur lequel le laser oscille et par conséquent la fréquence RF du signal en sortie de COEO. En résumé, le laser à blocage de modes génère un peigne de fréquences optiques et le battement des raies de ce peigne détecté par la photodiode conduit à la génération d'un signal micro-onde très stable. La cohérence entre chacune des raies du peigne est un facteur déterminant dans la pureté du signal de sortie. Par ailleurs, ce système couplé est très intéressant de par le fait que l'accord de phase entre les deux oscillations est effectué par un simple déphaseur et les oscillations étant couplées, toute dérive d'un des deux oscillateurs est suivie par le second. Il n'y a donc pas de phénomène de décrochage du laser à blocage de modes. Une étude approfondie du COEO à partir d'un modèle analytique a été réalisée en 2009 [30] puis une modélisation du bruit de phase de celui-ci a été publiée en 2013 [31].

Les performances en bruit de phase des COEO sont directement liées aux performances des éléments actifs du système c'est-à-dire les amplificateurs optiques et RF. Des travaux ont été menés afin d'optimiser les pertes par conversion optoélectronique et diminuer le gain RF nécessaire pour faire osciller le dispositif, les amplificateurs à fort gain présentant souvent un bruit de phase plus important. Plusieurs dispositifs ont même été réalisés en s'affranchissant d'un amplificateur RF [32]. De même, la stabilisation du train d'impulsions dans la cavité

optique afin d'améliorer les performances en bruit de phase a été étudié. Une amélioration significative supérieure à 10 dB du bruit de phase proche de la porteuse a été obtenue en introduisant une fibre dopée erbium non pompée à l'intérieur de la cavité optique comprenant un EDFA [33]. En effet, la fibre non pompée agit comme un filtre optique étroit et évite la compétition de modes dans le fonctionnement du laser à blocage de modes. Les meilleures performances en bruit de phase à 10 GHz ont été obtenues à partir d'un COEO utilisant une ligne à retard fibrée de 330 m atteignant un niveau de $-145 \text{ dB}_c/\text{Hz}$ à 10 kHz de la porteuse. Le spectre de bruit de phase de ce COEO est reporté sur la Figure 17.

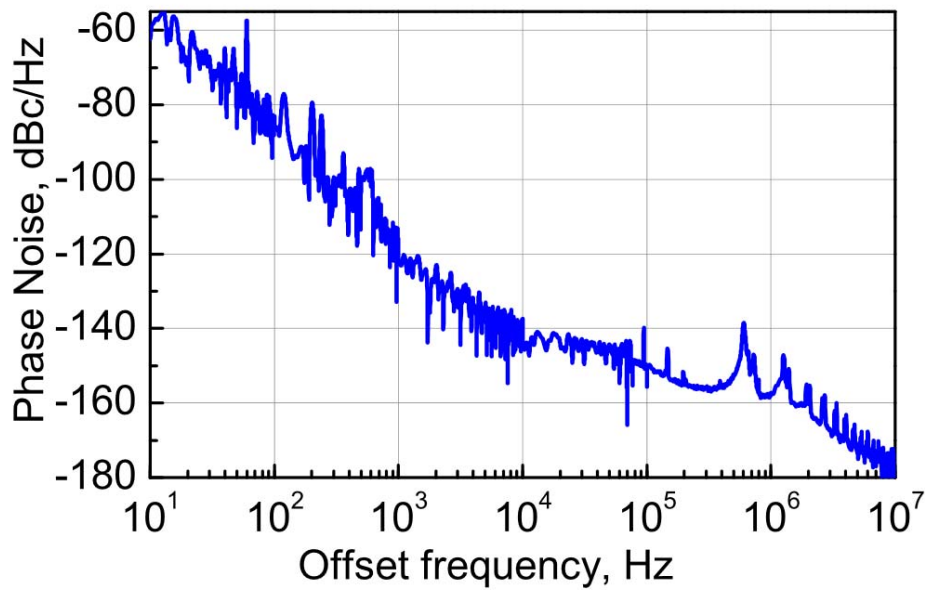


Figure 17 : Spectre de bruit de phase d'un COEO de 330 m de longueur à 10 GHz [29]

I.5 Génération micro-ondes par peignes de fréquences optiques

La génération micro-onde ne nécessite pas obligatoirement une rétroaction optoélectronique pour atteindre les hautes puretés spectrales. En effet, le développement technologique de résonateurs non linéaires à très haut facteur de qualité offre une alternative à l'approche OEO. L'accumulation de puissance dans ces résonateurs permet la génération de peignes de fréquences très larges qui peuvent être utilisés pour la génération micro-onde [34]. Par ailleurs, il est également possible de générer des fréquences millimétriques à partir de lasers verrouillés sur de larges peignes stabilisés [35].

I.5.a Les peignes par effet Kerr dans les résonateurs WGM

Les microrésonateurs à modes de galerie, au-delà de leur intervalle spectral libre élevé (supérieur à 10 GHz), sont capables d'accumuler beaucoup d'énergie comme l'indique leur très fort facteur de qualité (supérieur à 10^6). La non-linéarité de certains matériaux engendre un étalement spectral dû à l'effet Kerr. Lorsque la puissance intracavité dépasse un certain seuil, un mélange à quatre ondes (FWM : Four Wave Mixing) peut avoir lieu : dans le cas dégénéré, deux photons laser identiques, appelés photons de pompe, « fusionnent » pour donner deux photons laser, un de fréquence plus élevée, le photon d'idler, et un de fréquence plus basse, le photon de signal. Le processus non dégénéré a également lieu lorsque les deux photons de pompe ne sont pas identiques. Ce processus nécessite néanmoins la conservation de l'énergie et par conséquent des fréquences des photons générés. La dispersion chromatique doit être bien maîtrisée pour ne pas limiter le mélange à quatre ondes et déclencher de larges peignes [34], [36]. La très grande finesse du WGM permet alors un effet en cascade jusqu'à l'obtention de peignes très larges atteignant plusieurs centaines de GHz ou THz [37]. La Figure 18 présente un exemple de topologie pour la génération d'un peigne de fréquences optiques par effet Kerr dans un microrésonateur à modes de galerie présentant de fortes propriétés non-linéaires. Dans ce dispositif, le laser continu est couplé à un WGMR par prisme ou bien par fibre effilée. De très bonnes performances ont été obtenues avec cette méthode, démontrant une pureté spectrale sans précédent pour cette technologie [38]. La Figure 19 montre le bruit de phase obtenu pour une génération à 10 GHz à partir d'un peigne généré par un WGMR en MgF_2 .



Figure 18 : Schéma expérimental pour la génération d'un peigne de fréquences par effet Kerr

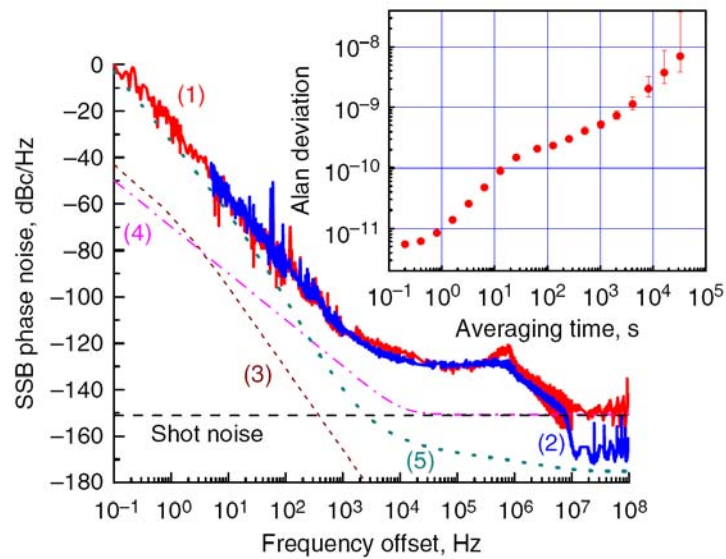


Figure 19 : Spectre de bruit de phase pour un signal à 10 GHz généré à partir d'un peigne issu d'un WGMR en MgF2. La courbe bleue est obtenue avec l'ajout d'un filtre RF étroit après la photodiode. La figure insérée donne la déviation d'Allan pour des temps d'intégration de 0.1 s à 105 s [39]

Toutefois, contrairement au cas des COEO, il est à noter que ces peignes de fréquences ne sont pas toujours cohérents c'est-à-dire que la distribution de phase de chacune des raies du peigne peut être aléatoire [40]. Ces peignes peuvent être utilisés pour la génération très haute fréquence allant jusqu'au THz. D'un point de vue temporel, les impulsions générées par le dispositif ne seront pas ultra-brèves et pourront nécessiter une compression en sortie. Cependant, la mise en phase des raies spectrales ne peut se faire à l'échelle du peigne entier. Néanmoins, l'utilisation de certains matériaux comme le nitrure de silicium (Si_3N_4) permet de changer indépendamment la dispersion de guidage et l'intervalle spectral libre du résonateur. Une grande partie du peigne a donc pu être rendu cohérent afin de générer à partir de microrésonateurs de Si_3N_4 des trains d'impulsions de durée inférieure à 200 fs à 99 GHz de taux de répétition [41].

Concernant la génération micro-onde, le battement RF obtenu à partir de peignes incohérents très larges est un défi. Il faut mettre en phase l'ensemble des raies du peignes afin d'obtenir une interférence constructive du battement des différentes raies entre elles. Pour réaliser cette mise en phase, le système doit être dimensionné a priori afin d'obtenir un régime de fonctionnement bien particulier : le régime soliton. Un soliton est une impulsion dont le parcours n'est affecté ni par les effets non linéaires du milieu, ni par les effets dispersifs [42]. En réalité, ces deux phénomènes se compensent parfaitement et l'impulsion ne se déforme pas pendant son parcours. Au cours des dernières années, plusieurs techniques ont été mises en œuvre pour atteindre ce régime notamment dans les microrésonateurs à modes de galeries [40].

I.5.b Stabilisation de peignes pour la génération micro-ondes

La stabilisation de peignes de fréquence est toujours l'objet de recherches actuelles afin de générer des signaux de très haute pureté spectrale par division de fréquence. Le principe consiste à verrouiller une des raies du peigne sur une référence de fréquence optique pouvant être une transition atomique ou un laser ultra stable. Le cas du laser ultra stable est particulièrement intéressant car le bruit de phase déjà faible de ce composant sera divisé en fréquence par le peigne optique, lorsque celui-ci sera parfaitement stabilisé. Ces lasers sont réalisés à partir de cavités Fabry Perot mécaniquement et thermiquement très stables, comme des cavités ULE (Ultra Low Expansion) dont la finesse est de l'ordre de 200 000. Les peignes de fréquences sont eux obtenus par un laser à blocage de modes. Lorsque le peigne est verrouillé sur le laser, la stabilité et par conséquent la pureté spectrale du laser est transférée à l'ensemble des autres raies du peigne. D'autre part, il est possible de stabiliser la fréquence de décalage du peigne grâce à la technique bien connue du $f-2f$ qui compare (pour un peigne s'étendant à l'octave) la raie du peigne située à la fréquence $2f$ et cette même fréquence obtenue par multiplication directe [43]. Dans ce cas, la fréquence de battement du peigne et la fréquence optique du laser de référence sont reliées par un facteur de division supérieur à 10^4 . Cette approche a conduit aux meilleures sources micro-ondes toutes technologies confondues vis à vis des performances près de la porteuse [44]. La Figure 20 présente le principe de génération micro-ondes par division de fréquence optique. Le signal est issu du battement des différentes raies d'un peigne stabilisé. Une raie de ce peigne est verrouillée sur un laser lui-même verrouillé sur une cavité Fabry Pérot de très grande finesse. La stabilité de la fréquence de répétition du peigne correspond donc à la stabilité du laser. Toutefois, cette technique reste très complexe à mettre en œuvre et n'a pas à ce jour abouti à des dispositifs compacts. Un des inconvénients majeur des peignes de fréquences est que le faible rapport signal à bruit au niveau de la photodiode dégrade le plancher de bruit de phase du signal loin de la porteuse. De nombreux travaux sont effectués dans l'objectif de diminuer ce plancher. Une alternative proposée a été de verrouiller un oscillateur à résonateur saphir sur un peigne de fréquence optique dont le bruit de phase à 1 Hz de la porteuse est de -100 dB/Hz. Cette technique a permis de descendre le plancher de bruit de phase proche de -190 dB/Hz [45].

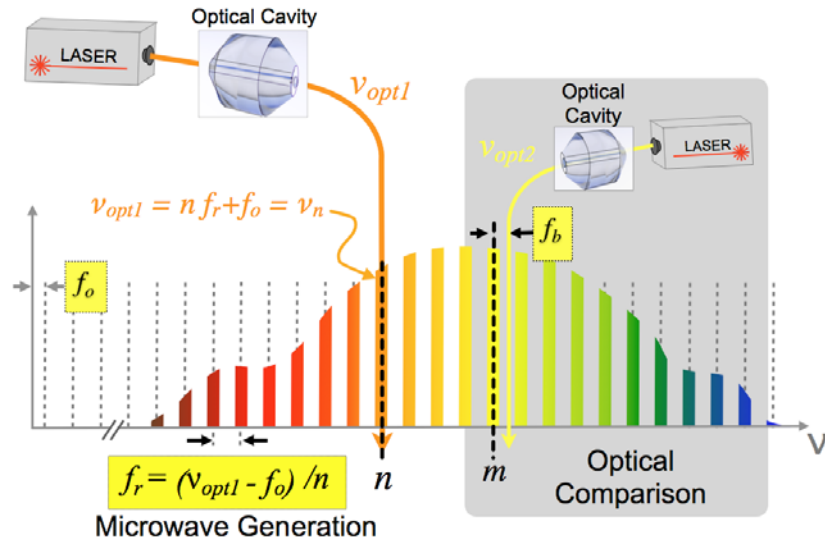


Figure 20 : Génération micro-ondes par division de fréquence. Le peigne de fréquence est stabilisé par le verrouillage d'un laser ultra stable sur une raie du peigne de fréquence

Oscillateur	Type de résonateur	Longueur	Diamètre	Q_{opt}	ISL	f_{osc}	Bruit de phase	Ref
OEO verrouillé par injection	Fibre SMF	6 km + 50 m	-	-	34 kHz	10 GHz	-150 dB _c /Hz	[14]
OEO à fibre	Fibre SMF	6 km	-	-	34 kHz	10 GHz	-155 dB _c /Hz	[46]
OEO à fibre	Fibre SMF	4,4 km	-	-	45 kHz	10 GHz	-143 dB _c /Hz	[16]
OEO à double fibres	Fibres SMF	8,4 km + 2,2 km	-	-	25 kHz	10 GHz	-140 dB _c /Hz	[16]
OEO à fibres multiples accordable	Fibres SMF	4,4 km + 3 km + 1,2 km	-	-	45 kHz	10 GHz	-128 dB _c /Hz	[16]
OEO à fibre	Fibre SMF	16 km	-	-	12,4 kHz	10 GHz	-160 dB _c /Hz	[13]
WGMR-OEO accordable	LiTaO ₃	-	1 mm	$6,7 \times 10^6$	48 GHz	9,8 GHz	-100 dB _c /Hz	[47]
WGMR-OEO	LiTaO ₃	-	2,54 mm	2×10^7	35 GHz	35 GHz	-70 dB _c /Hz	[21]
WGMR-OEO	MgF ₂	-	-	-	35 GHz	35 GHz	-115 dB _c /Hz	[35]
WGMR oscillateur hyper paramétrique	CaF ₂	-	-	$< 3 \times 10^9$	10 GHz	10 GHz	-125 dB _c /Hz	[48]
WGMR Kerr comb	MgF ₂	-	-	-	10 GHz	10 GHz	-135 dB _c /Hz	[38]
WGMR Kerr comb	MgF ₂	-	-	-	10 GHz	10 GHz	-130 dB _c /Hz	[39]
WGMR Kerr comb	SiO ₂	-	-	-	22 GHz	22 GHz	-113 dB _c /Hz	[49]
COEO	DSF+SMF	160 m	-	-	1,5 MHz	10 GHz	-140 dB _c /Hz	[50]
COEO	DSF+SMF	750 m	-	-	210 kHz	10 GHz	-145 dB _c /Hz	[50]
COEO	SMF	330 m	-	-	650 kHz	10 GHz	-140 dB _c /Hz	[29]
COEO	SMF	250 m	-	-	960 kHz	10 GHz	-140 dB _c /Hz	[32]
COEO	SMF	200 m	-	-	1 MHz	10 GHz	-125 dB _c /Hz	[51]
Division de fréquence par peignes	-	-	-	-	-	10 GHz	-150 dB _c /Hz	[44]

I.6 Vers la génération millimétrique...

Le développement technologique croissant des télécommunications ou des applications radars requiert des sources de plus en plus hautes en fréquence et présentant une pureté spectrale la plus grande possible. Alors que dans la gamme centimétrique certaines sources micro-ondes basse fréquence comme le saphir ou plus haute fréquence comme les oscillateurs à base de résonateurs diélectriques restent encore compétitives, la montée en fréquence vers les gammes millimétriques et submillimétriques réduit les potentialités de ces approches. Au contraire, la génération par l'optique qui devenait compétitive en gamme centimétrique le devient encore plus. L'approche standard pour la génération millimétrique par l'optique consiste à mettre à profit le battement de deux lasers, ou de deux modes d'un même laser, à l'aide d'une photodiode rapide [18][50]. Toutefois, la faible cohérence des deux modes (ou l'absence de cohérence dans le cas de deux lasers indépendants) rend le signal ainsi généré très bruyant. Les lasers à blocage de modes ont depuis longtemps fourni les caractéristiques nécessaires à une génération millimétrique mais l'objectif final était principalement l'utilisation du train d'impulsions à haute fréquence de répétition en optique plutôt que la génération micro-onde à partir de ces derniers [53]. Cependant, les progrès aussi bien des oscillateurs optoélectroniques que de la génération de peignes de fréquences stabilisés ont ouvert la voie de la génération très haute fréquence à haute pureté spectrale. En effet, les composants RF en bande millimétrique au-delà de 100 GHz sont très coûteux et peu disponibles. Les peignes de fréquences optiques revêtent alors un intérêt tout particulier : par exemple, à partir d'une modulation de 10 GHz, il est possible d'obtenir des peignes de largesurs THz. Cette technique permet de s'affranchir des contraintes technologiques imposées par le domaine RF. Il est également possible de réaliser de la multiplication de fréquence à partir d'oscillateurs optoélectroniques couplés qui mettent en jeu un peigne de fréquence. Toutefois, cette montée en fréquence suit la progression des détecteurs. De nombreux travaux sont en cours pour augmenter la puissance de saturation des photodiodes ainsi que leur bande passante. Le chapitre 4 de ce manuscrit traitera en particulier de la montée en fréquence de l'oscillateur réalisé en bande X et présenté dans le chapitre suivant.

I.7 Conclusion

Dans ce chapitre, le principe de fonctionnement ainsi que le bruit dans les oscillateurs ont été introduits. Le modèle de Leeson est très utile pour comprendre et anticiper les performances d'un oscillateur en fonction des paramètres de celui-ci et notamment du facteur de qualité. Il a ainsi été montré que l'augmentation du facteur de qualité permet une amélioration du bruit de phase proche de la porteuse en diminuant la fréquence de coupure $\frac{f_0}{2Q_{RF}}$. La multiplication de fréquence à partir d'oscillateurs micro-ondes de type quartz et saphir a longtemps été utilisée pour la génération de signaux à très haute pureté spectrale. Les oscillateurs à base de résonateurs diélectriques ont permis de répondre aux besoins de montée en fréquence des signaux imposée par les avancées technologiques dans un premier temps. Cependant, la dégradation de leur facteur de qualité avec l'augmentation de la fréquence d'utilisation a motivé la recherche de nouvelles approches, comme l'approche optique.

Les lasers à blocage de modes ont fait l'objet d'étude depuis plusieurs décennies mais leur développement pour la génération micro-onde ne s'est développé que depuis 20 ans. Les premiers oscillateurs optoélectroniques ont été proposés et de multiples architectures visant la réduction de bruit de phase ainsi que des modes parasites ont vu le jour. Enfin, le développement de résonateurs à très haut facteur de qualité a ouvert la voie à la génération tout optique de peignes de fréquences très larges dont la mise en cohérence peut permettre la génération de signaux haute fréquence très purs spectralement. Une revue générale mais non exhaustive des différents dispositifs pour la génération micro-onde par l'optique a été effectuée dans ce chapitre.

Un dispositif apparaît néanmoins très prometteur. L'oscillateur optoélectronique couplé (COEO) présente à la fois l'avantage d'un OEO avec un ligne à retard fibrée permettant un stockage important de l'énergie dans la cavité mais aussi d'un laser à blocage de modes avec un train d'impulsions à une fréquence de répétition bien précise. Le couplage de l'oscillation optique et optoélectronique permet également un filtrage des modes parasites. La réalisation d'un COEO en bande X ainsi que l'optimisation en bruit de phase de celui-ci sera présenté dans le chapitre suivant.

I.8 Références

- [1] T. McClelland, C. Stone, and M. Bloch, “100 MHz crystal oscillator with extremely low phase noise,” in *Frequency and Time Forum, 1999 and the IEEE International Frequency Control Symposium, 1999., Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European, 1999*, vol. 1, pp. 331–334.
- [2] M. Régis *et al.*, “Ultra low phase noise C and X band bipolar transistors dielectric resonator oscillators,” in *Frequency Control Symposium, 1998. Proceedings of the 1998 IEEE International*, 1998, pp. 507–511.
- [3] M. E. Tobar, E. N. Ivanov, R. A. Woode, J. H. Searls, and A. G. Mann, “Low noise 9-GHz sapphire resonator-oscillator with thermoelectric temperature stabilization at 300 Kelvin,” *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.*, vol. 5, no. 4, pp. 108–110, 1995.
- [4] J. G. Hartnett, N. R. Nand, and C. Lu, “Ultra-low-phase-noise cryocooled microwave dielectric-sapphire-resonator oscillators,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 18, 2012.
- [5] X. S. Yao and L. Maleki, “Optoelectronic microwave oscillator,” *JOSA B*, vol. 13, no. 8, pp. 1725–1735, 1996.
- [6] O. Llopis, “La mesure du bruit de phase en hyperfréquences,” in *Mesures en hyperfréquences*, Lavoisier.
- [7] D. B. Leeson, “A simple model of feedback oscillator noise spectrum,” *Proc. IEEE*, vol. 54, no. 2, pp. 329–330, 1966.
- [8] G. Cibiel, M. Régis, E. Tournier, and O. Llopis, “AM noise impact on low level phase noise measurements,” *Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control IEEE Trans. On*, vol. 49, no. 6, pp. 784–788, 2002.
- [9] K. Gürs and R. Müller, “Breitband-modulation durch steuerung der emission eines optischen masers (Auskoppelmodulation),” *Phys. Lett.*, vol. 5, no. 3, pp. 179–181, 1963.
- [10] D. Kuizenga and A. Siegman, “FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 11, pp. 694–708, 1970.
- [11] A. Siegman, “chapitre 10,” in *Lasers*, University Science Books, 1986.
- [12] G. R. Huggett, “MODE-LOCKING OF CW LASERS BY REGENERATIVE RF FEEDBACK,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 13, no. 5, p. 186, 1968.
- [13] D. Eliyahu, D. Seidel, and L. Maleki, “Phase noise of a high performance OEO and an ultra low noise floor cross-correlation microwave photonic homodyne system,” in *Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International*, 2008, pp. 811–814.
- [14] Weimin Zhou and G. Blasche, “Injection-locked dual opto-electronic oscillator with ultra-low phase noise and ultra-low spurious level,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 53, no. 3, pp. 929–933, Mar. 2005.
- [15] O. Lelièvre *et al.*, “Ultra low noise 10 GHz dual loop optoelectronic oscillator: Experimental results and simple model,” in *Frequency Control Symposium (IFCS), 2016 IEEE International*, 2016, pp. 1–5.
- [16] D. Eliyahu and L. Maleki, “Low phase noise and spurious level in multi-loop opto-electronic oscillators,” in *Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003 IEEE International*, 2003, pp. 405–410.
- [17] M. Bagnell, J. Davila-Rodriguez, and P. J. Delfyett, “Millimeter-Wave Generation in an Optoelectronic Oscillator Using an Ultrahigh Finesse Etalon as a Photonic Filter,” *J. Light. Technol.*, vol. 32, no. 6, pp. 1063–1067, Mar. 2014.
- [18] R. W. P. Drever *et al.*, “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator,” *Appl. Phys. B*, vol. 31, no. 2, pp. 97–105, 1983.

- [19] K. Saleh, “High spectral purity microwave sources based on optical resonators,” Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2012.
- [20] G. Pillet, J. Maxin, H. Lanctuit, and O. Llopis, “Tunable opto-electronic oscillator based on a fiber-ring resonator and a dual-frequency laser,” in *Microwave Photonics (MWP) and the 2014 9th Asia-Pacific Microwave Photonics Conference (APMP), 2014 International Topical Meeting on*, 2014, pp. 146–149.
- [21] A. A. Savchenkov *et al.*, “Whispering-gallery mode based opto-electronic oscillators,” in *Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, 2010, pp. 554–557.
- [22] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, “Optical resonators with ten million finesse,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 11, pp. 6768–6773, 2007.
- [23] V. Huet *et al.*, “Millisecond Photon Lifetime in a Slow-Light Microcavity,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, no. 13, Mar. 2016.
- [24] L. Maleki, “Sources: The optoelectronic oscillator,” *Nat. Photonics*, vol. 5, no. 12, pp. 728–730, 2011.
- [25] V. S. Ilchenko, X. S. Yao, and L. Maleki, “Pigtailling the high-Q microsphere cavity: a simple fiber coupler for optical whispering-gallery modes,” *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 11, pp. 723–725, 1999.
- [26] V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko, “Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes,” *Phys. Lett. A*, vol. 137, no. 7–8, pp. 393–397, 1989.
- [27] P.-H. Merrer, K. Saleh, O. Llopis, S. Berneschi, F. Cosi, and G. N. Conti, “Characterization technique of optical whispering gallery mode resonators in the microwave frequency domain for optoelectronic oscillators,” *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 20, pp. 4742–4748, 2012.
- [28] X. S. Yao and L. Maleki, “Dual microwave and optical oscillator,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 24, pp. 1867–1869, 1997.
- [29] D. Eliyahu and L. Maleki, “Modulation response (S21) of the coupled opto-electronic oscillator,” presented at the Frequency Control Symposium and Exposition, 2005. Proceedings of the 2005 IEEE International, 2005, pp. 850–856.
- [30] A. B. Matsko, D. Eliyahu, P. Koonath, and L. Maleki, “Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator I: expectation values,” *JOSA B*, vol. 26, no. 5, pp. 1023–1031, 2009.
- [31] A. B. Matsko, D. Eliyahu, and L. Maleki, “Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator II: phase noise.”
- [32] W. Loh *et al.*, “Low-noise RF-amplifier-free slab-coupled optical waveguide coupled optoelectronic oscillators: physics and operation,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 17, pp. 19420–19430, 2012.
- [33] S. Cai, S. Pan, D. Zhu, and X. Chen, “Stabilize the coupled optoelectronic oscillator by an unpumped erbium-doped fiber,” in *Asia Communications and Photonics Conference*, 2012, p. Ath2C–5.
- [34] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams, “Microresonator-Based Optical Frequency Combs,” *Science*, vol. 332, no. 6029, pp. 555–559, Apr. 2011.
- [35] V. S. Ilchenko *et al.*, “Kerr frequency comb-based K a-band RF photonic oscillator,” in *European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC), 2013 Joint*, 2013, pp. 29–32.
- [36] P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator,” *Nature*, vol. 450, no. 7173, pp. 1214–1217, 2007.
- [37] A. Schliesser, N. Picqué, and T. W. Hänsch, “Mid-infrared frequency combs,” *Nat. Photonics*, vol. 6, no. 7, pp. 440–449, Jun. 2012.

- [38] A. Matsko *et al.*, “Turn-key operation and stabilization of Kerr frequency combs,” in *Frequency Control Symposium (IFCS), 2016 IEEE International*, 2016, pp. 1–5.
- [39] W. Liang *et al.*, “High spectral purity Kerr frequency comb radio frequency photonic oscillator,” *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 7957, Aug. 2015.
- [40] T. Herr *et al.*, “Temporal solitons in optical microresonators,” *Nat. Photonics*, vol. 8, no. 2, pp. 145–152, 2014.
- [41] K. Saha *et al.*, “Modelocking and femtosecond pulse generation in chip-based frequency combs,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 1, pp. 1335–1343, 2013.
- [42] W. J. Firth and C. O. Weiss, “Cavity and feedback solitons,” *Opt. Photonics News*, vol. 13, no. 2, pp. 54–58, 2002.
- [43] T. W. Hänsch, “Nobel Lecture: Passion for precision,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 1297–1309, Nov. 2006.
- [44] T. M. Fortier *et al.*, “Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division,” *Nat. Photonics*, vol. 5, no. 7, pp. 425–429, 2011.
- [45] V. Torres-Company and A. M. Weiner, “Optical frequency comb technology for ultra-broadband radio-frequency photonics: Optical frequency comb technology for RF photonics,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 8, no. 3, pp. 368–393, May 2014.
- [46] O. Okusaga, J. P. Cahill, A. Docherty, C. R. Menyuk, W. Zhou, and G. M. Carter, “Suppression of Rayleigh-scattering-induced noise in OEOs,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 19, p. 22255, Sep. 2013.
- [47] A. A. Savchenkov *et al.*, “Voltage-controlled photonic oscillator,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 10, pp. 1572–1574, 2010.
- [48] M. Lute *et al.*, “Spectrally pure and stable hyper-parametric RF photonic oscillator,” in *2014 IEEE International Frequency Control Symposium (FCS)*, 2014, pp. 1–3.
- [49] J. Li, H. Lee, T. Chen, and K. J. Vahala, “Low-pump-power, low-phase-noise, and microwave to millimeter-wave repetition rate operation in microcombs,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, no. 23, p. 233901, 2012.
- [50] E. Salik, N. Yu, and L. Maleki, “An Ultralow Phase Noise Coupled Optoelectronic Oscillator,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 19, no. 6, pp. 444–446, 2007.
- [51] Y. Dai *et al.*, “Sidemode suppression for coupled optoelectronic oscillator by optical pulse power feedforward,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 21, p. 27589, Oct. 2015.
- [52] A. Hallal, S. Bouhier, S. Le Méhauté, and F. Bondu, “Towards optical fiber synthesis of millimeter and submillimeter waves.”
- [53] E. Yoshida and M. Nakazawa, “80 200 GHz erbium doped fibre laser using a rational harmonic mode-locking technique,” *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 15, pp. 1370–1372, 1996.

Chapitre II Le COEO 10 GHz

II.1 Introduction

Les oscillateurs optoélectroniques couplés présentent la particularité d'intégrer une partie active au sein du résonateur optique. La première architecture de COEO a été proposée par le JPL en 1997 [1] intégrant un SOA pour réaliser l'amplification optique. Par la suite, les amplificateurs fibrés notamment EDFA dans les COEO se sont également développés. En effet, les propriétés intrinsèques de ces deux types d'amplificateurs ont permis l'émergence de plusieurs architectures originales exploitant par exemple les caractéristiques d'automodulation dans le SOA ou bien le faible facteur de bruit des EDFA. Dans de tels systèmes, les éléments actifs constituent les principales sources de bruit notamment les amplificateurs optiques et RF. L'objectif principal de cette thèse étant l'obtention d'une référence de fréquence dans la gamme micro-onde, mesurer le bruit de phase résiduel de l'amplificateur optique est essentiel et permet de déterminer la contribution de celui-ci au bruit de phase total du système. Déterminer les conditions optimales de fonctionnement des amplificateurs permet également le dimensionnement du COEO.

Dans ce chapitre, l'étude du bruit de phase résiduel d'amplificateurs optiques sera présentée. A la suite de ce travail, un amplificateur optique a été choisi pour la réalisation d'un COEO à 10 GHz dont les performances seront détaillées dans la suite. Enfin, un modèle analytique du bruit de phase du COEO sera introduit en fin de chapitre.

II.2 Bruit de phase des amplificateurs optiques

Dans un COEO, le peigne de fréquences optiques est généré par le laser à blocage de modes dans lequel l'amplificateur optique joue un rôle essentiel. Pour générer un spectre large, cohérent et intense, la puissance moyenne dans la cavité optique doit être importante. Ainsi, l'amplificateur optique doit présenter un gain petit signal important et une puissance de saturation élevée. Une forte puissance de saturation assure une grande puissance intracavité tandis que le gain petit signal devra compenser les pertes optiques, introduites majoritairement par le modulateur et le coupleur. En pratique, la puissance optique extraite par le coupleur doit être suffisante pour maintenir l'oscillation optoélectronique et celle-ci a un rôle prépondérant sur le bruit de phase, rôle qui sera détaillé dans le modèle en fin de chapitre.

Deux technologies d'amplification conviennent alors pour le système : les amplificateurs à semiconducteur possédant une forte puissance de saturation appelés « booster » (BOA : booster optical amplifier) et les fibres dopées aux ions terres rares, l'erbium dans notre cas pour une longueur d'onde de 1.55 μm . Dans la suite, la caractérisation et la mesure de bruit de phase résiduel de deux types d'amplificateurs seront présentées : un BOA Thorlabs 1004P et un EDFA Manlight.

II.2.a Caractérisation des amplificateurs optiques

Préalablement aux mesures en bruit du SOA et de l'EDFA, la saturation du gain en fonction de la puissance optique en sortie a été mesurée afin de déterminer les deux paramètres intrinsèques de chaque amplificateur que sont la puissance de saturation en sortie P_{sat} (puissance optique pour une saturation de 3 dB du gain petit signal) ainsi que le gain petit signal G_0 . Par ailleurs, le facteur de bruit NF de ces amplificateurs a également été mesuré en fonction de la puissance optique en sortie. Le facteur de bruit est défini comme le ratio entre le rapport signal à bruit en entrée et le rapport signal à bruit en sortie. Ce paramètre est essentiel pour connaître la dégradation du plancher de bruit après amplification. Le plancher de bruit de phase d'une liaison optoélectronique étant souvent limité par le rapport signal à bruit au niveau de la photodiode, il est essentiel d'employer des amplificateurs présentant un faible facteur de bruit. Nous verrons par la suite que le gain de l'amplificateur vient atténuer ce phénomène.

Le schéma expérimental pour la mesure du facteur de bruit est présenté sur la Figure 21. Dans notre cas, un laser DFB (Distributed FeedBack) Mitsubishi (FU-68PDF-V520M94B) a été utilisé. Un atténuateur variable a été placé avant l'amplificateur pour varier la puissance optique incidente P_{in} .

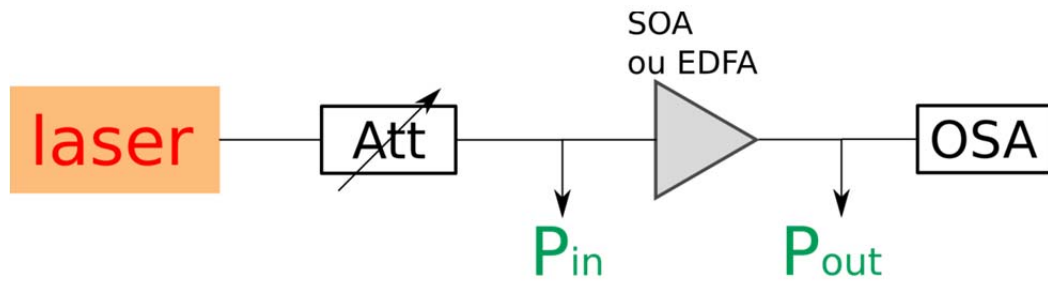


Figure 21 : Schéma expérimental pour la mesure de facteur de bruit

Dans le cas d'une mesure optique, le facteur de bruit en sortie est donné par le rapport entre la puissance optique du pic laser et la puissance optique moyenne d'émission spontanée à l'aplomb du pic laser. Le principe de mesure est illustré sur la Figure 22. Le facteur de bruit mesuré dépend donc de la bande passante $\Delta\nu$ de l'analyseur de spectre optique utilisé. Il faut donc en tenir compte dans le calcul. Pour le rapport signal à bruit en entrée, le bruit d'amplitude du laser est souvent négligeable devant le bruit d'émission spontanée amplifiée (ASE). Ainsi, on peut exprimer le facteur de bruit d'un amplificateur optique par la relation [2] :

$$F = \frac{2 P_{ASE}}{G \cdot h\nu \cdot \Delta\nu} \quad (\text{II.1})$$

avec $G = \frac{P_{laser}}{P_{in}}$ le gain de l'amplificateur, P_{ASE} la puissance d'émission spontanée amplifiée, h la constante de Planck et ν la fréquence optique.

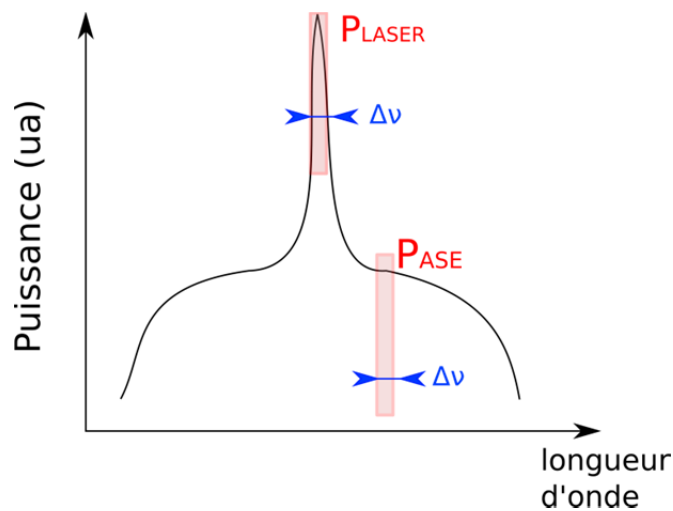


Figure 22 : Principe de mesure du facteur de bruit d'un amplificateur optique à l'aide d'un analyseur de spectre optique de bande passante $\Delta\nu$

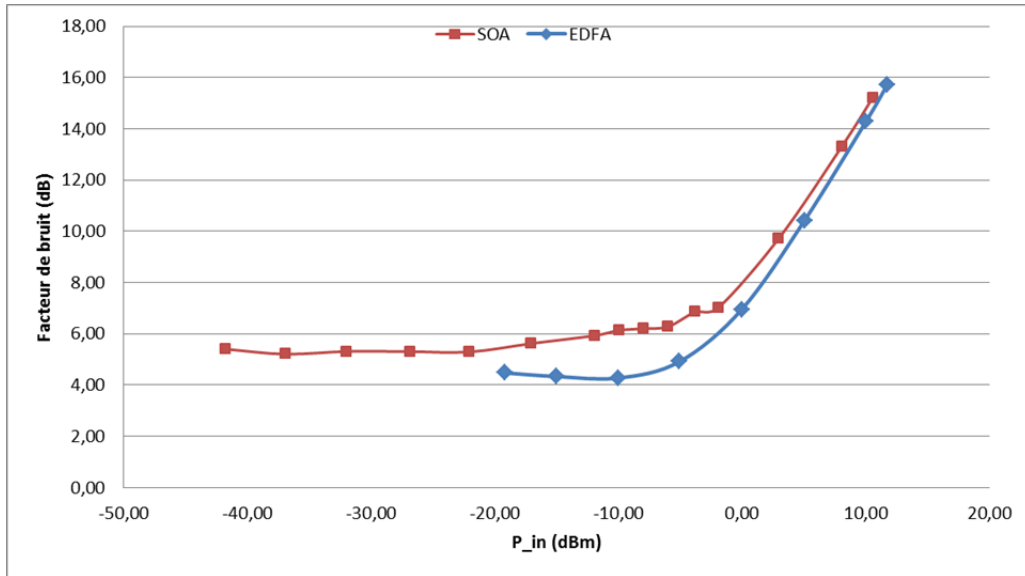


Figure 23 : Facteurs de bruit mesurés en fonction de la puissance incidente

On peut noter sur la Figure 23 que le facteur de bruit augmente avec la puissance incidente. Ceci est principalement dû à la saturation de l'amplificateur : en effet, le signal laser désexcite l'ensemble des niveaux d'énergies des ions erbium à la longueur d'onde laser tandis qu'il reste beaucoup de niveaux d'énergie excités disponibles, et donc de gain, aux longueurs d'ondes adjacentes pour l'ASE. D'autre part, le facteur de bruit pour des puissances incidentes faibles est bien inférieur dans le cas de l'EDFA que pour le SOA. Cette différence est structurelle puisque le facteur de bruit moyen est proche de 7 dB pour un SOA et de 4 dB pour un EDFA. L'ensemble des valeurs intrinsèques des deux amplificateurs est reporté sur le Tableau 1.

Tableau 1 : Paramètres du SOA et de l'EDFA étudiés

	Amplificateur optique	
	<i>SOA</i>	<i>EDFA</i>
Gain petit signal	28 dB	33 dB
Puissance de saturation en sortie	16 dBm	20 dBm
Facteur de bruit	5.5 dB	4.2 dB

Les deux amplificateurs étudiés possèdent donc un gain petit signal important, proche de 30 dB. Ce gain est largement supérieur aux pertes de la cavité optique et par conséquent la puissance intracavité sera supérieure à la puissance de saturation en sortie soit proche de 19 dBm pour le SOA et 22 dBm pour l'EDFA.

II.2.b Conversion amplitude-phase du bruit dans la liaison

Le bruit de phase résiduel RF ajouté par l'amplificateur à une liaison optique a été mesuré pour chacun des amplificateurs optiques selon la technique décrite en [3] et dont le schéma expérimental est présenté sur la Figure 24. Pour cette mesure, la source utilisée doit être un oscillateur à haute pureté spectrale présentant à la fois un faible bruit d'amplitude ainsi qu'un faible bruit de phase. Les mesures ont été effectuées à partir du meilleur oscillateur disponible, un oscillateur à résonateur diélectrique à 3.5 GHz dans un montage à détection de phase par corrélation. Une mesure de bruit d'amplitude optique basse fréquence pour chacun des amplificateurs optiques a également été réalisée.

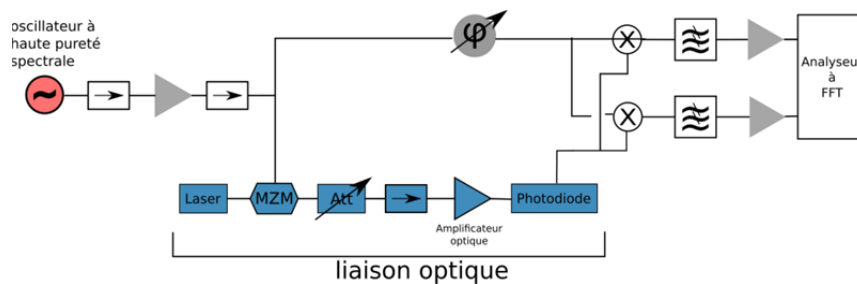


Figure 24 : Montage expérimental pour la mesure de bruit de phase résiduel du SOA et de l'EDFA

Les mesures de bruit de phase et de bruit d'amplitude pour le SOA et l'EDFA sont présentées sur les Figure 25 et Figure 26 respectivement. Les deux amplificateurs sont en régime saturé : la puissance incidente sur le SOA est de -7 dBm et de $2,9$ dBm pour l'EDFA. On constate une forte corrélation entre le bruit de phase et le bruit d'amplitude pour les deux amplificateurs. Cette corrélation indique probablement une conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase. Cette conversion a notamment lieu au travers de phénomènes non linéaires. Ces phénomènes peuvent aussi bien avoir lieu au sein même des amplificateurs optiques qu'au niveau de la photodiode. Pour la photodiode, des études précédentes détaillées en [4] ont montré qu'un retard à la photogénération de porteurs pouvait entraîner une conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase. Cette conversion peut être minimisée en ajustant la puissance optique incidente au niveau de la photodiode. En effet, il existe un point de fonctionnement pour lequel la variation de phase RF en fonction de la variation de puissance optique est minimale [5]. Ce point de fonctionnement varie en fonction de la fréquence du signal RF ainsi que de la nature de la photodiode. La photodiode utilisée est une photodiode Discovery DSC30S de 40 GHz de bande passante : pour minimiser le bruit de phase à 3.5 GHz, la puissance optique optimale est de 10 dBm. Les mesures ont été réalisées à nouveau et les résultats sont reportés sur la Figure 27. Une amélioration significative du bruit de phase supérieure à 15 dB proche de la porteuse est obtenue pour l'EDFA tandis qu'aucune amélioration n'est observée pour le SOA. Cela signifie qu'un ou plusieurs mécanismes de conversion amplitude phase ont lieu au sein du SOA. Ces aspects seront mis en relief par la simulation numérique présentée dans le chapitre suivant.

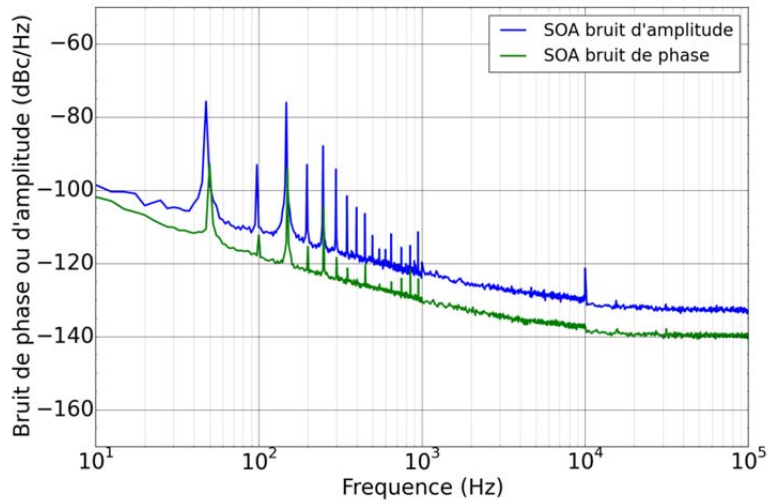


Figure 25 : Bruit d'amplitude basse fréquence et bruit de phase à 3.5 GHz du SOA pour une puissance incidente de -7 dBm

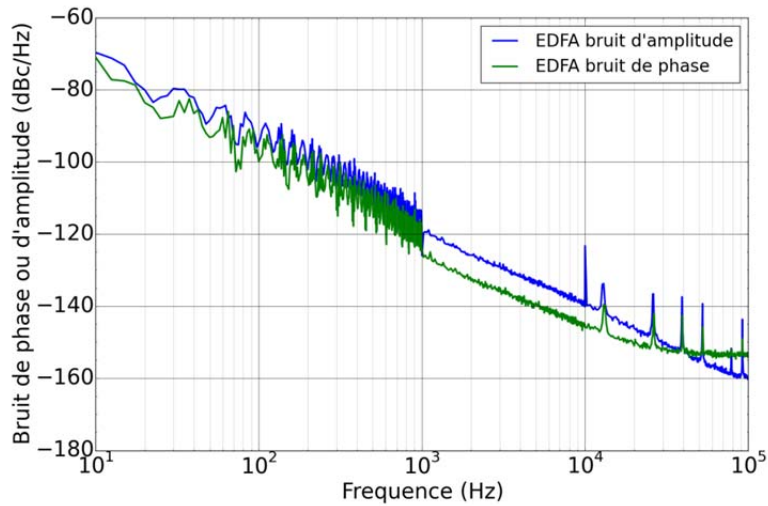


Figure 26 : Bruit d'amplitude basse fréquence et bruit de phase à 3.5 GHz de l'EDFA pour une puissance incidente de $2,9$ dBm

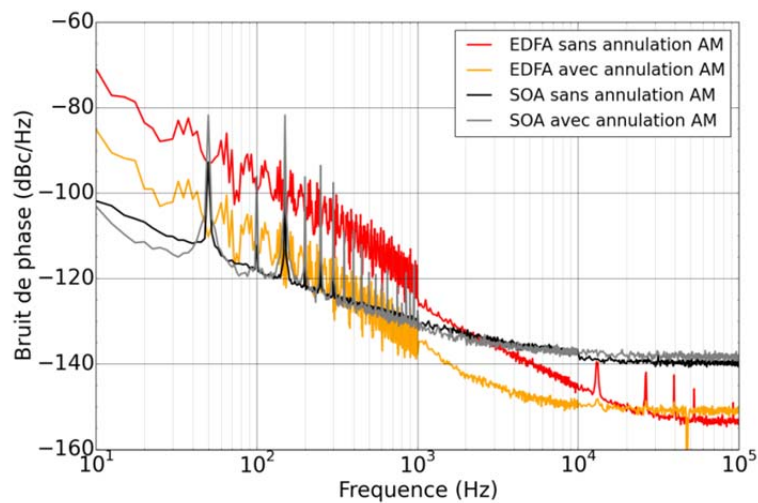


Figure 27 : Bruit de phase à 3.5 GHz avec (10 mW) et sans (16 mW) ajustement de la puissance optique sur la photodiode

II.2.c Etude de la saturation des amplificateurs optiques

Une fois intégré dans l'oscillateur optoélectronique couplé, l'amplificateur optique sera nécessairement en régime de saturation. Cependant, il est nécessaire de connaître l'impact de cette saturation sur le bruit de phase du système. Le choix de l'amplificateur optique sera effectué en conséquence. Dans la suite, les mesures de bruit de phase résiduel ont été réalisées selon le même protocole. Un atténuateur optique variable précède l'amplificateur permet de faire varier la puissance optique en entrée et par conséquent la saturation de ce dernier. Chacun des amplificateurs étudiés a été mesuré en régime proche du régime linéaire et en régime de saturation. La puissance optique sur la photodiode est maintenue proche de 10 mW par des atténuateurs fixes.

Les résultats expérimentaux sont illustrés sur les Figure 28 et Figure 29. Pour les deux amplificateurs, on constate que la saturation de l'amplificateur entraîne une diminution du plancher de bruit de phase. Ceci est principalement dû à l'amélioration du rapport signal à bruit au niveau de la photodiode. Proche de la porteuse, le bruit en f^{-1} est peu modifié pour l'EDFA alors que l'on peut noter une amélioration globale du spectre de bruit de phase pour le SOA.

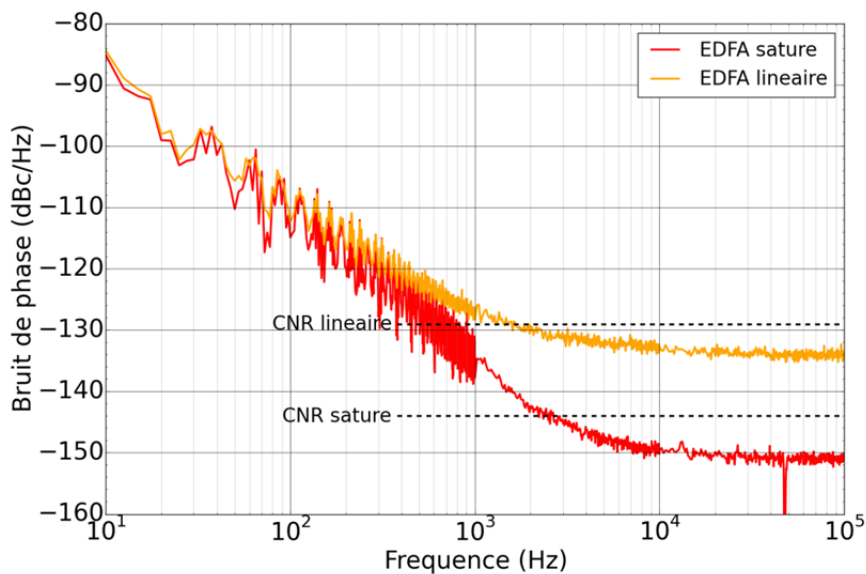


Figure 28 : Bruit de phase à 3.5 GHz en régime linéaire et en régime saturé de l'EDFA

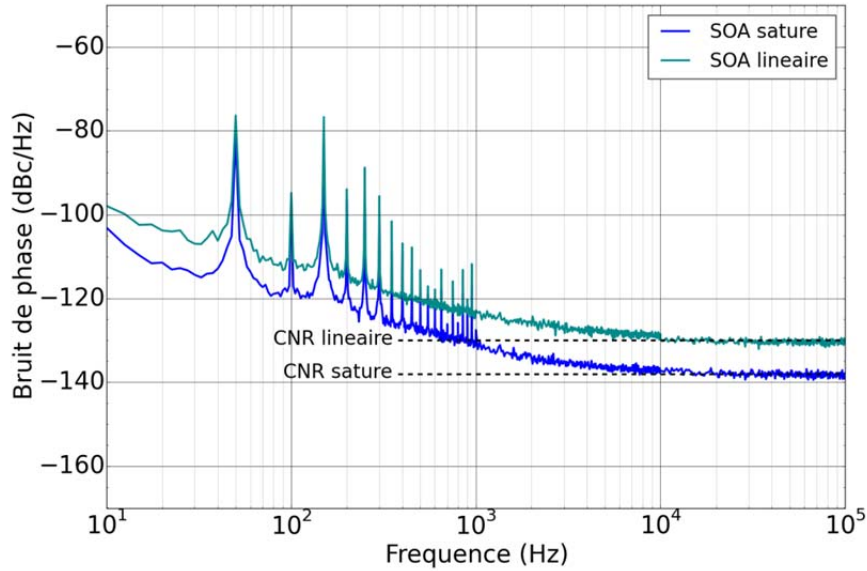


Figure 29 : Bruit de phase à 3.5 GHz en régime linéaire et en régime saturé du SOA

Pour mieux comprendre l'impact de la saturation des amplificateurs sur le plancher de bruit de phase, le rapport signal à bruit a été calculé en fonction du bruit thermique, du bruit de grenaille, du bruit d'amplitude du laser (RIN : relative intensity noise) et du bruit apporté par l'amplificateur. La densité de bruit de phase de l'amplificateur s'écrit :

$$S_{\phi} = \frac{4h\nu \cdot F}{m^2 \cdot P_{in}} \quad (\text{II.2})$$

avec m la profondeur de modulation, F le facteur de bruit de l'amplificateur, P_{in} la puissance en entrée d'amplificateur, I_{PD} le courant en sortie de la photodiode.

Ainsi, en combinant toutes les sources de bruit, on obtient le rapport signal à bruit au niveau de la photodiode :

$$CNR = 10 \log \left(\frac{I_{PD}^2 m^2}{2 \left(RIN \cdot I_{PD}^2 + \frac{4kT}{R_d} + 2qI_{PD} + \frac{2h\nu \cdot I_{PD}^2 \cdot F}{P_{in}} \right)} \right) \quad (\text{II.3})$$

avec $\frac{4kT}{R_d}$ le bruit thermique et $2qI_{PD}$ le bruit de grenaille.

A courant de photodiode constant, le rapport signal à bruit dépend principalement du rapport $\frac{F}{P_{in}}$ tant que le bruit d'amplitude du laser ($RIN = -155 \text{ dBc/Hz}$) ainsi que le bruit thermique reste négligeable devant le bruit de phase de l'amplificateur. A mesure que l'amplificateur optique sature, c'est-à-dire que P_{in} augmente, le facteur de bruit reste stable puis augmente. La Figure 30 présente l'évolution du rapport en fonction de P_{in} . Cette courbe montre bien que le plancher de bruit de phase diminue avec la saturation de l'amplificateur. Les planchers de bruit de phase calculés pour l'EDFA et le SOA en régime linéaire et en

régime de saturation ont été reportés sur les Figure 28 et Figure 29. L'ensemble des paramètres pour chacun des régimes de fonctionnement est donné dans le Tableau 2. Le calcul du CNR correspond à 1 dB près au plancher de bruit de phase pour le SOA, validant l'hypothèse selon laquelle le plancher de bruit de phase est limité par le rapport signal à bruit au niveau de la photodiode [6]. Cependant, pour l'EDFA, le CNR calculé est supérieur au plancher mesuré. Cette différence peut provenir d'une mauvaise évaluation du facteur de bruit (les facteurs de bruit des EDFA sont plus souvent proches de 4 dB. Toutefois, l'évolution du plancher correspond bien à la saturation de l'EDFA puisque le CNR calculé en régime saturé est 15 dB inférieur au cas du régime linéaire.

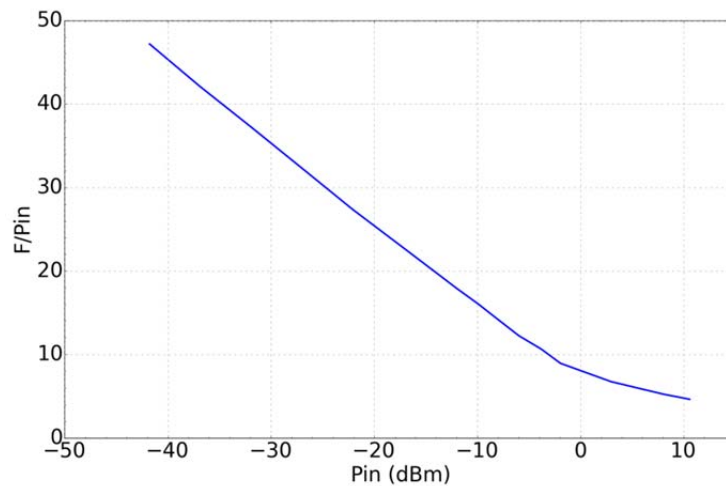


Figure 30 : Rapport F/Pin en fonction de la puissance d'entrée pour le SOA

Tableau 2 : Paramètres des amplificateurs dans les différents régimes de saturation

	EDFA saturé	EDFA linéaire	SOA saturé	SOA linéaire
Puissance incidente (dBm)	2.9	-15.1	-7.0	-13.6
Puissance de sortie (dBm)	20.2	10.0	16.0	12.4
Gain (dB)	17.3	25.1	23	26
Facteur de bruit (dB)	8.8	5	6.7	5.7
Bruit de phase mesuré (dB _c /Hz)	-150 dB_c/Hz	-134 dB_c/Hz	-138 dB_c/Hz	-130 dB_c/Hz
CNR calculé (dB _c /Hz)	-144 dB_c/Hz	-129 dB_c/Hz	-137 dB_c/Hz	-130 dB_c/Hz

En résumé, la saturation d'un amplificateur optique permet une réduction significative du rapport signal à bruit au niveau de la photodiode et donc du plancher de bruit de phase. Afin de définir quel amplificateur utiliser pour la réalisation du COEO, les performances des deux composants doivent être comparées.

II.2.d Choix de l'amplificateur pour le COEO

L'objectif initial est l'obtention d'une référence de fréquence à haute fréquence pour des applications radars et télécommunications. La stabilité à moyen terme va donc être recherchée c'est-à-dire un bruit de phase minimal sur une bande de fréquence de 10 Hz à 10 kHz. La Figure 31 montre le bruit de phase des deux amplificateurs en régime saturé. On peut noter néanmoins à partir du Tableau 2 que le SOA est dans un régime moins saturé que l'EDFA ce qui explique en partie la grande différence au niveau du plancher de bruit de phase. Le SOA présente un bruit de phase en f^{-1} proche de la porteuse inférieur à celui de l'EDFA. Pour une stabilité court-terme au-delà de quelques kHz, l'EDFA présente le plus faible bruit de phase. Il y a donc un compromis à réaliser en fonction de la stabilité recherchée.

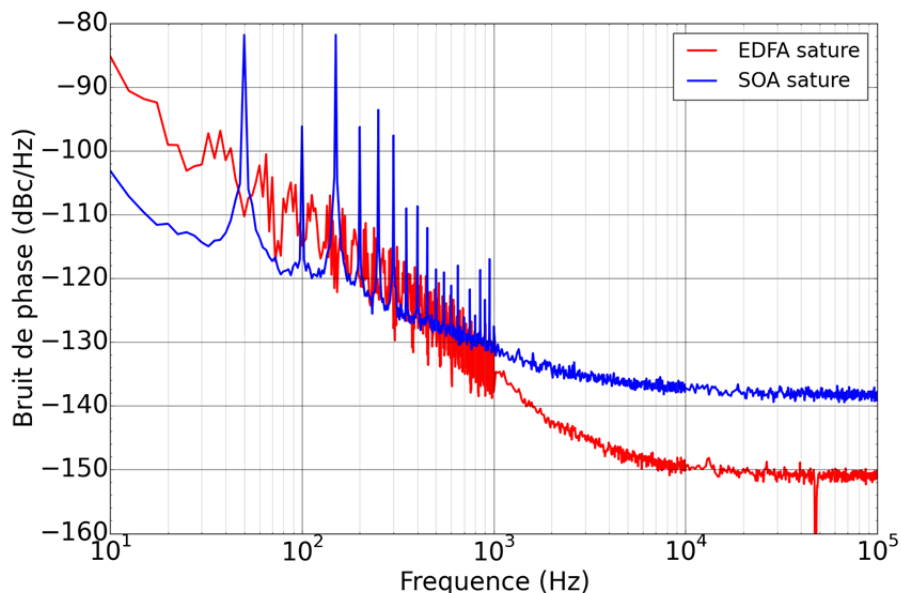


Figure 31 : Bruit de phase à 3.5 GHz du SOA et de l'EDFA en régime saturé

Dans notre cas, nous avons choisi les SOA pour ses performances proches de la porteuse ainsi que pour l'aspect intégration et compacité du dispositif. Toutefois, la réalisation d'un COEO à partir d'un EDFA a été tentée et certains phénomènes détaillés ultérieurement ont empêché le verrouillage de l'oscillation. La topologie ainsi que les performances du COEO à 10 GHz réalisés à partir d'un SOA seront présentés dans la suite.

II.3 COEO à 10 GHz

Pour réaliser un COEO performant à 10 GHz, il est essentiel d'étudier au préalable le comportement mutuel de chacun des composants du système afin d'établir une topologie convenable. De plus, le laser à blocage de mode présente de nombreux effets non-linéaires que ce soit au niveau du SOA [7] ou bien dans les fibres ce qui conditionne les propriétés optiques des composants. Le bruit de phase mesuré du COEO ainsi réalisé est présenté en fin de partie.

II.3.a Etude de la topologie du dispositif

La topologie conventionnelle d'un COEO a été décrite dans le chapitre précédent et la topologie adoptée pour la réalisation est donnée dans la Figure 32. La caractérisation électrique du COEO est effectuée à l'aide d'un analyseur de spectre électrique Agilent E4044. Le profil temporel des impulsions a pu être mesuré temporairement grâce à un prêt d'un oscilloscope à échantillonnage optique (OSO) EXFO PSO-100 tandis que le spectre optique est observé sur un analyseur de spectre optique JDSU. Enfin, le bruit de phase du COEO est mesuré à partir du signal RF généré par une seconde photodiode Discovery DSC30S, identique à la première, sur un analyseur de bruit de phase Agilent E5052B combiné à un convertisseur de fréquence E5053.

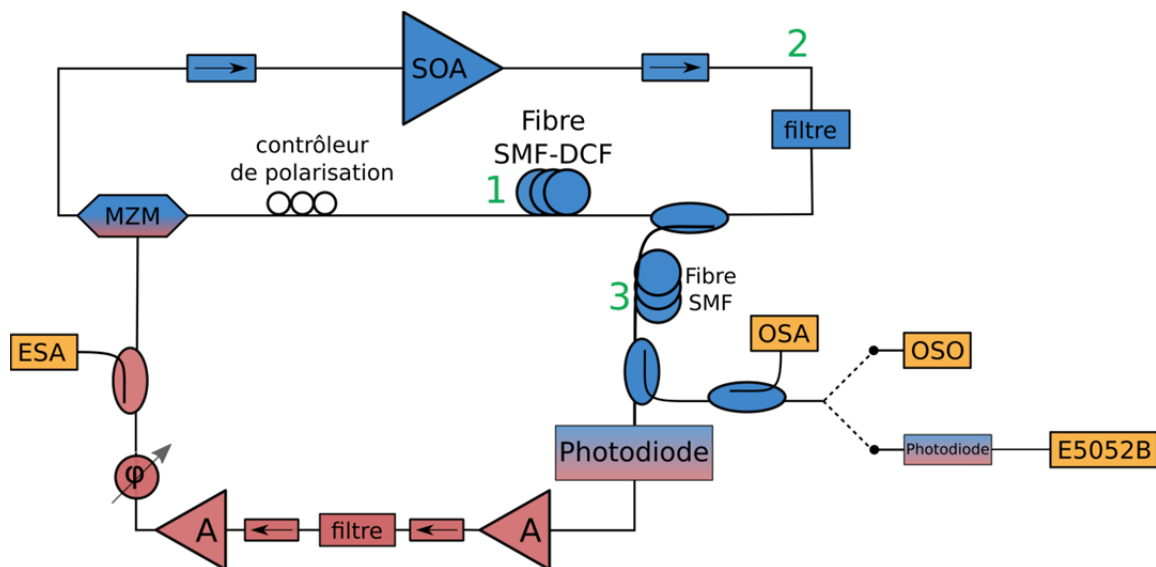


Figure 32 : Topologie du COEO à 10 GHz réalisé au laboratoire ; ESA : Analyseur de spectre électrique ; OSA : Analyseur de spectre optique ; OSO : oscilloscope à échantillonnage optique ; E5052B : Analyseur de bruit de phase

Oscillateur optique

Dans un premier temps, la composition de la boucle optique a été étudiée. L'agencement des composants est en effet essentiel dans la réduction du bruit de phase. Tout d'abord, la position du coupleur optique a été étudiée. Le rôle du coupleur optique est de prélever une partie du signal pour alimenter la boucle de rétroaction optoélectronique. Toujours dans un

objectif de réduction du bruit, la puissance optique prélevée doit être suffisamment importante pour générer une puissance non négligeable en sortie de photodiode et ainsi diminuer le gain RF nécessaire pour obtenir l'oscillation. En effet, le bruit de phase des amplificateurs RF a tendance à augmenter avec l'augmentation du gain RF. Ainsi, tous les éléments présentant de fortes pertes optiques vont être placés avant l'amplificateur et le coupleur en sortie de ce dernier. Deux isolateurs ont été utilisés afin d'isoler le SOA (BOA Thorlabs 1004P) de toute réflexion parasite ou de rétrodiffusion Brillouin qui pourrait nuire au fonctionnement du système.

Une étude de l'influence du filtrage optique sur le comportement du système a pu être réalisée grâce au prêt d'un filtre optique accordable en longueur d'onde ainsi qu'en bande passante (Yenista XTM-50 Wide). Le laser à blocage de modes génère un peigne de fréquences optiques. Ce peigne est couramment limité par la cohérence du système et donc par la dispersion chromatique dans la cavité. Cependant, l'insertion d'un filtre optique étroit peut limiter la largeur de ce peigne. Ce n'est bien évidemment pas l'objectif ici, mais a contrario, l'absence de filtrage entraîne une dégradation du bruit de phase du COEO puisque l'émission spontanée amplifiée du SOA couvre une large plage de longueur d'onde. Il faut donc trouver la largeur idéale pour le filtre optique afin de minimiser l'ASE sans limiter la largeur du peigne optique. Les mesures expérimentales ont montrées qu'une largeur de filtre inférieure à 1.8 nm ne permettait pas l'oscillation tandis qu'une largeur supérieure à 5 nm dégradait les performances du COEO. Par ailleurs, la longueur d'onde centrale du filtre a été choisie afin de maximiser le gain optique du SOA et aucune modification du système n'a été observée en changeant la longueur d'onde de travail.

Les longues lignes à retard fibrées sont essentielles au système pour augmenter le facteur qualité de l'oscillateur optique et par conséquent améliorer le bruit de phase du COEO. Cependant, la position des fibres dans la cavité a un impact majeur. On peut distinguer trois positions différentes dans le COEO qui sont indiquées sur la Figure 32. Comme présenté dans le chapitre précédent, le couplage des oscillations dans le COEO intervient par la mise en phase de deux peignes de fréquences. Un premier peigne issu de la cavité optique représentant l'ensemble des modes RF qui peuvent être excités (des multiples du fondamental de la cavité optique) et un peigne optoélectronique dont l'intervalle spectral libre (ISL) dépend de la longueur de fibre avant la photodiode et du facteur qualité du filtre RF. Ainsi, l'ajout de fibres optiques en position 1 « agrandit » la cavité optique et donc diminue l'ISL du peigne optique. En position 3, c'est l'ISL du peigne optoélectronique qui est réduit. Enfin, en position 2, les deux cavités sont modifiées permettant l'obtention de peignes plus fins. Cependant, pour obtenir un facteur qualité optique important, la longueur totale utilisée des fibres dépasse 300 m. Cela entraîne une instabilité du COEO occasionnant des « sauts de modes ». Les peignes étant tous les deux très fins, plusieurs modes adjacents dans la bande passante du filtre

RF peuvent vérifier la condition de phase et osciller : la fréquence RF du COEO change alors constamment. Afin de dissocier la longueur de la cavité optoélectronique et de la cavité optique, des bobines en position 1 et 3 ont été insérées. Elles permettent également un filtrage des modes parasites par effet Vernier. Une étude sur les fibres optiques sera détaillée dans la suite. Les fibres utilisées n'étant pas à maintien de polarisation (PM), un contrôleur de polarisation est placé juste après les fibres optiques, l'ensemble des autres composants étant PM.

Boucle optoélectronique

Le train d'impulsions généré par le laser à blocage de modes est détecté par une photodiode Discovery (DSC30S) dont la bande passante est de 40 GHz chargée sur une résistance 50 Ω . Le signal RF en sortie de photodiode est amplifié dans un premier temps par un amplificateur simple étage constitué d'un transistor à effet de champ (LP7612) possédant un gain de 10 dB environ. Le signal est ensuite filtré par un montage incluant un résonateur diélectrique réalisé au laboratoire et enfin amplifié à nouveau par un amplificateur Minicircuit (ZVA213) de 25 dB de gain. Idéalement, le filtre RF devrait être positionné après les amplificateurs afin de filtrer le bruit de ces derniers en dehors de la fréquence de fonctionnement. Cependant, l'étude du laser à blocage de modes a montré un meilleur fonctionnement lorsque la puissance incidente sur le modulateur Mach-Zehnder (MZM) était de l'ordre de 20 dBm. De plus, la succession des deux amplificateurs entraînerait une saturation importante de l'amplificateur en second étage et donc une possible dégradation du composant. Le filtre à résonateur diélectrique n'étant pas adapté sur 50 Ω , deux isolateurs permettent d'éviter les réflexions de puissance vers les amplificateurs. Enfin, un coupleur 10 dB est ajouté en bout de chaîne pour analyser le signal RF en sortie du COEO. Le couplage entre l'oscillation optique et optoélectronique est assuré par un déphaseur placé avant le MZM. Le MZM utilisé pour le COEO (JDSU 10020420) possède une bande passante à 3 dB de 11 GHz. L'ensemble des composants utilisés pour la réalisation du COEO est répertorié dans le Tableau 3.

Tableau 3 : Tableau récapitulatif des composants utilisés dans le COEO

	Bande passante (GHz)	Gain (dB)	Puissance de saturation (dBm)	Longueur (m)	Dispersion (ps/nm)	Largeur à mi-hauteur (nm ou MHz)
BOA Thorlabs 1004P	-	28	16	2	-	-
Isolateurs	-	-0,1	-	2	-	-
Contrôleur de polarisation	-	-0,1	-	1	-	-
Filtre optique AFR	-	-0,1	-	2	-	3 nm
Fibres SMF	-	-0,1	-	400	17	-
Fibres SMF	-	-0,02	-	100	17	-
Fibre DCF	-	-0,05	-	100	-90	-
Coupleur optique	-	-3,1	-	2	-	-
MZM JDSU	11	-5	25	2	-	-
Photodiode DSC30S	40	0	-	1	-	-
Filtre RF (résonateur diélectrique)	8 – 15	-4	-	-	-	2 MHz
Isolateurs	DC – 26	-0,5	-	-	-	-
Amplificateur Minicircuit ZVA-213	8 – 12	30	25	-	-	-
Amplificateur LP7612	8 – 12	9	2	-	-	-
Déphaseur MACOM	DC – 26	-0,5	-	-	-	-

II.3.b Impact de la longueur et de la dispersion totale de la cavité optique

Longueur de la cavité optique

Le coefficient de qualité d'un résonateur optique dépend à la fois des pertes dans le résonateur et de la longueur de celui-ci. Or comme les pertes dans les fibres optiques sont négligeables devant les pertes dans les autres éléments, plus les fibres sont longues, plus la bande à 3 dB sera réduite et plus le coefficient de qualité sera grand. L'ajout d'une plus longue fibre optique doit donc conduire à une amélioration du bruit de phase proche de la porteuse, comme le prédit le modèle de Leeson [8] (voir chapitre précédent). Les premières mesures expérimentales du COEO ont donc été réalisées avec deux cavités optiques de longueur différentes : dans un cas, la cavité est composée de 200 m de fibre SMF et dans le second de 400 m de fibre SMF. Le bruit de phase des deux COEO est présenté sur la Figure 33. Tel que le prévoit le modèle de Leeson, la remontée du bruit de phase en -30 dB/dec. intervient à une fréquence d'offset plus faible pour le COEO dont la cavité est la plus longue. Néanmoins, le premier mode parasite intervient à une fréquence deux fois plus faible soit 500 kHz. Le bruit de phase très proche de la porteuse est limité par les vibrations du dispositif ce qui explique le rapprochement des deux niveaux de bruit.

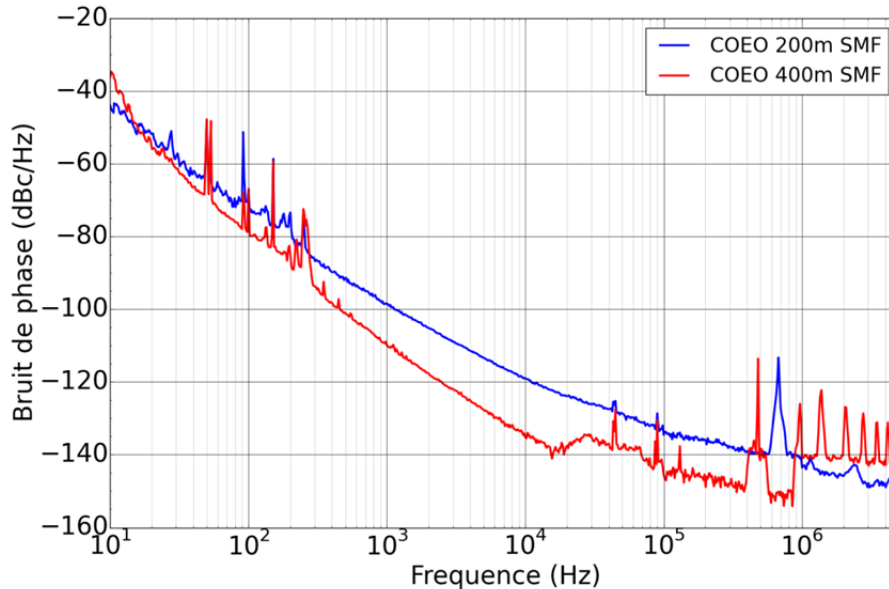


Figure 33 : Bruit de phase du COEO à 10 GHz pour deux longueurs de cavité différentes

Dispersion totale de la cavité optique

Les performances d'un laser à blocage de modes sont étroitement liées aux caractéristiques de dispersion de la cavité optique. En effet, il a été montré que certains régimes de fonctionnement ne pouvaient être obtenus que pour certaines gammes de dispersion bien précises [9]. Dans le cas d'un COEO, la rétroaction optoélectronique assure constamment le verrouillage des deux oscillations contrairement au laser à blocage de modes où le synthétiseur de fréquence et l'oscillateur optique sont indépendants. Les contraintes dispersives sont alors moins importantes mais les performances du COEO sont toutefois très dépendantes de la dispersion totale de l'oscillateur optique. Pour étudier l'influence de la dispersion chromatique, une fibre à compensation de dispersion (DCF) peut être intégrée dans la cavité. La dispersion chromatique nominale de cette fibre est de $-90 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$. Deux configurations ont été analysées : un COEO dont la cavité est composée de 200 m de fibre SMF dont la dispersion chromatique sur un tour de cavité est de 4 ps.nm^{-1} et un second COEO dont la cavité est composée de 100 m de fibre DCF et 400 m de fibre SMF et dont la dispersion chromatique est alors de $-2,2 \text{ ps.nm}^{-1}$. Ces dispersions sont estimées à partir des propriétés intrinsèques des fibres et de leurs longueurs. Dans les deux cas, une bobine de fibre SMF de 100 m de longueur a été ajoutée avant la photodiode. La Figure 34 présente le spectre optique, le spectre RF, le profil temporel du train d'impulsion ainsi que le bruit de phase pour les deux COEO réalisés.

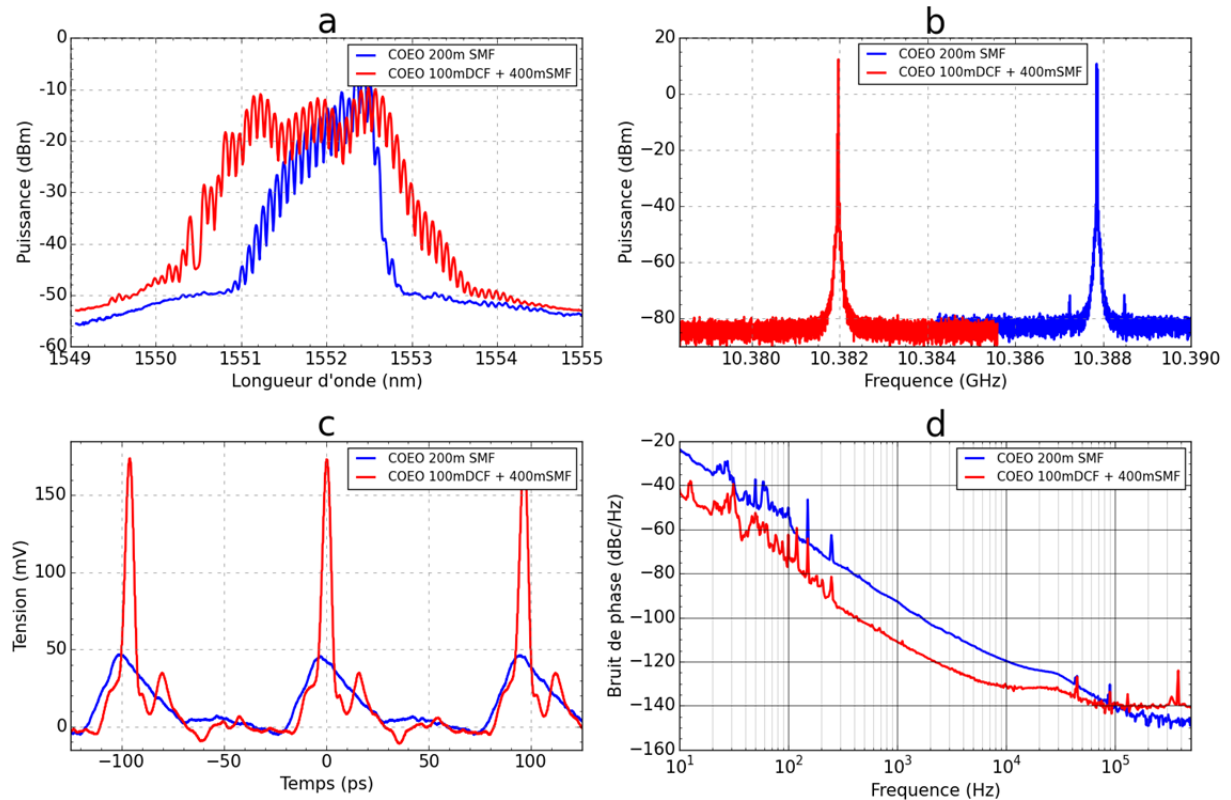


Figure 34 : Spectre optique (a), spectre RF (b), profil temporel des impulsions (c) et bruit de phase (d) mesurés à 10.38 GHz des deux COEO réalisés

Les spectres optiques obtenus pour les deux COEO sont très différents. Ces spectres optiques sont directement liés aux profils temporels des impulsions circulant dans la cavité par la transformée de Fourier. Dans la suite, nous distinguerons les deux cas par le signe de leur dispersion (rouge pour la dispersion négative et bleu pour celle positive). Dans le cas d'une dispersion positive, le spectre de 2 nm de bande passante est très asymétrique témoignant de l'impact du SOA sur le profil temporel de l'impulsion qui possède alors une forme triangulaire. Ce point sera plus détaillé dans le chapitre suivant. Les impulsions possèdent une largeur à mi-hauteur de 25 ps. Dans le cas d'une dispersion plus faible et négative, les impulsions sont beaucoup plus brèves (5 ps), intenses et présentent un profil gaussien : le spectre optique est alors plus symétrique que dans le premier cas. Toutefois, lors de la compression de l'impulsion dans la bobine de fibre placée avant la photodiode, une partie de la puissance optique a été extraite de l'impulsion pour former un second pic. Ce pic participe au bruit de phase du système et doit être minimisé dans la mesure du possible. Les spectres RF à 10.38 GHz pour les deux COEO sont assez similaires présentant une très forte réjection des modes parasites bien que les deux premiers modes apparaissent dans le cas d'une dispersion positive. La réjection est néanmoins supérieure à 70 dB, ce qui correspond à l'état de l'art pour un oscillateur optoélectronique. C'est un des avantages principaux du COEO : le couplage des deux oscillations et le filtrage par effet Vernier permet l'obtention de très bonnes performances pour des longueurs de fibres plus courtes et une très bonne réduction des modes parasites. Le

bruit de phase mesuré à 10.38 GHz pour le COEO présentant une cavité à faible dispersion négative est 20 dB inférieur à celui du second COEO proche de la porteuse. C'est l'effet de deux paramètres combinés. D'une part, la longueur de la cavité est plus importante (500 m au lieu de 200 m) et d'autre part les effets dispersifs de la cavité sont très fortement compensés par la fibre SMF à l'extérieur de la cavité. On obtient alors des impulsions brèves et puissantes qui entraînent une diminution du bruit de phase. Dans le cas de la dispersion fortement positive, une fibre DCF aurait pu être placée avant la photodiode mais la longueur nécessaire aurait été faible (20 m environ) ce qui aurait réduit le filtrage par effet Vernier.

Le bruit de phase du COEO intégrant la fibre DCF et la fibre SMF présente deux ruptures de pente à deux fréquences caractéristiques. La première intervient proche de 10 kHz tandis que la seconde fréquence de coupure est de plusieurs dizaines de kHz. Ce profil de bruit sera étudié, modélisé et expliqué dans la partie suivante. Le niveau de bruit de phase mesuré pour ce COEO est de $-111 \text{ dB}_c/\text{Hz}$ à 1 kHz de la porteuse. Le COEO présentant une cavité de 400 m de fibre SMF dont le bruit de phase est présenté sur la Figure 33 possède un niveau de bruit similaire mais la stabilité à long terme observée pour ce COEO est bien plus faible que dans le cas du COEO intégrant une fibre DCF. Il s'agit des meilleures performances obtenues à 10 GHz pour le COEO au laboratoire.

II.3.c COEO à partir d'un EDFA

Il a été démontré dans un premier temps que le SOA induisait un bruit de phase inférieur à l'EDFA proche de la porteuse. Bien que l'EDFA présente une remontée importante du bruit de phase, son faible facteur de bruit devrait permettre l'obtention d'un COEO dont le bruit de phase est très bon à court terme. Un COEO dont l'amplification optique est assurée par un EDFA commercial a été réalisé au laboratoire. Cependant, le verrouillage entre les deux oscillateurs s'est avéré impossible. Au lieu d'obtenir un signal de haute pureté spectrale à 10 GHz, un peigne de fréquence RF est obtenu dont l'intervalle spectral libre correspond à 30 kHz. Ce peigne est filtré par la fonction de transfert du laser à blocage de modes. Le contrôle du gain de cet amplificateur étant asservi, le signal à 30 kHz pouvait provenir de la boucle de contrôle. Un second EDFA à partir de composant à maintien de polarisation (PM) a alors été assemblé au laboratoire. Le laser de pompe utilisé est un laser Oclaro à 976 nm, l'injection de la pompe étant assurée par des multiplexeurs PM. La fibre dopée erbium utilisée est une fibre iXblue PM dont l'absorption est de $25 \text{ dB}\cdot\text{m}^{-1}$. Le bruit de phase résiduel ajouté à une liaison optique par cet EDFA a été mesuré et reporté sur la Figure 35.

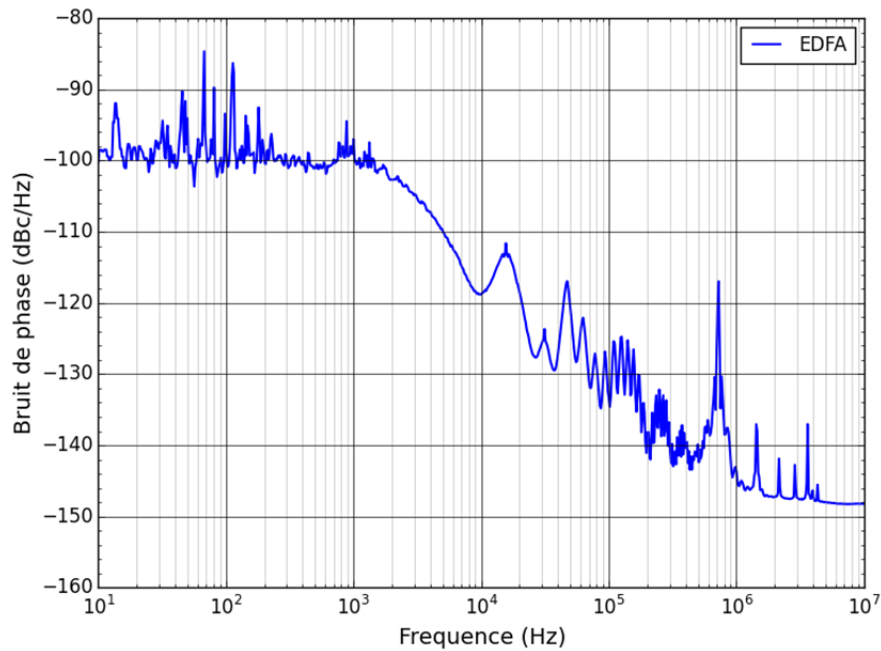


Figure 35 : Bruit de phase à 3.5 GHz de l'EDFA PM assemblé au laboratoire

De nombreux pics situés à plusieurs dizaines de kHz apparaissent sur le bruit de phase. Ces résonances correspondent à la fréquence caractéristique des oscillations relaxation des ions erbium [10],[11]. En effet, la durée de vie des électrons sur le niveau excité des ions erbium est de l'ordre de la ms. Pour vérifier que ce phénomène a bien lieu, des mesures de bruit d'amplitude basse fréquence ont aussi été faites et les pics de relaxation apparaissent aux mêmes fréquences. Une courte étude bibliographique a été menée afin de déterminer une méthode de suppression de ces oscillations de relaxation [12], [13]. Toutefois, aucune méthode simple n'a été mise en évidence. Ainsi, les difficultés rencontrées pour la réalisation d'un COEO à partir d'un EDFA ainsi que la compacité du SOA ont confirmé le choix du SOA pour la réalisation du COEO. Dans la suite, un modèle est présenté pour comprendre le comportement et la dynamique du COEO.

II.4 Etude du bruit de phase du COEO par fonction de transfert

Plusieurs modèles dans le domaine temporel ont été présentés pour étudier les propriétés du COEO [14] ou son bruit de phase [15]. La référence [16] utilise une approche de Langevin et des calculs stochastiques pour décrire le bruit de phase des OEO. Cependant, ces modèles sont complexes et font intervenir de lourds calculs. L'objectif du travail présenté ici est de construire un modèle simple permettant de mettre en relief les paramètres clés qui régissent le couplage des deux oscillations dans un COEO. La topologie du COEO et l'impact des différents paramètres physiques de la cavité ont été étudiés pour l'amélioration des performances du système et en particulier du bruit de phase. Le modèle est développé afin de comprendre et d'expliquer l'allure de la courbe de bruit de phase du COEO.

II.4.a Modélisation du COEO

La modélisation du COEO est très complexe puisque plusieurs signaux circulent dans le dispositif à des fréquences très différentes. Dans un OEO classique, le signal optique THz est issu d'un laser externe et est modulé par un signal RF à 10 GHz, signal issu de la photodétection de ce même signal optique. Dans le COEO, le régime de fonctionnement du laser est intimement lié à la présence du signal micro-onde au travers du couplage bidirectionnel entre les deux oscillateurs. La méthode proposée dans la suite pour appréhender l'influence des différents composants du COEO sur le bruit de phase du système global utilise pour chaque composant une fonction de transfert basse fréquence associée.

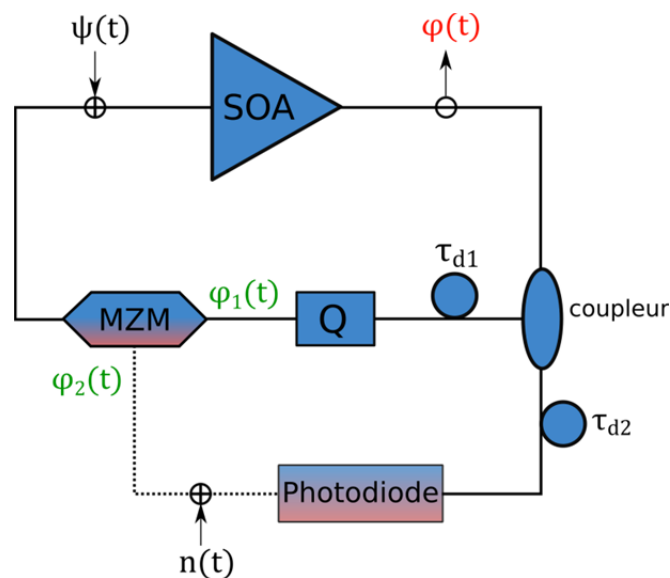


Figure 36 : Topologie utilisée pour le modèle par fonction de transfert du COEO

La Figure 36 présente la topologie utilisée pour le présent modèle. Il s'agit de construire un modèle simple mais réaliste du comportement du système. Le bruit de phase du COEO est issu de la transformation du bruit de phase de l'amplificateur RF $n(t)$ ainsi que du SOA $\psi(t)$, chacun filtré par les deux cavités. Comme la mesure de bruit de phase est effectuée à partir du

signal optique en sortie de SOA, le signal $\varphi(t)$ représente le bruit de phase à la sortie du COEO.

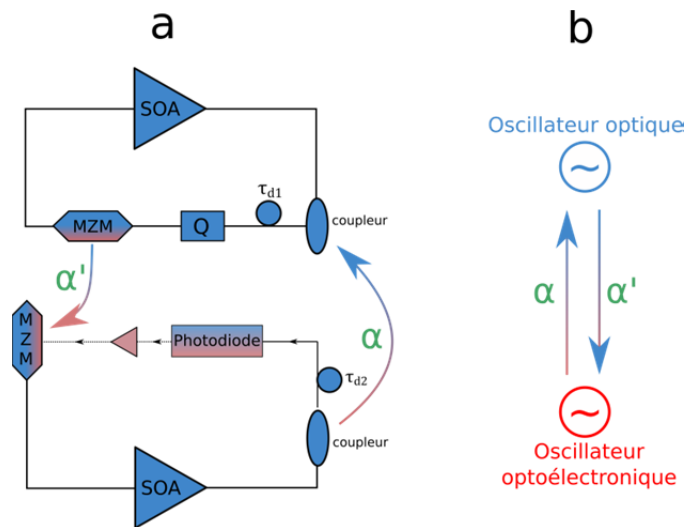


Figure 37 : Schéma des deux oscillateurs (a) et schéma de principe du couplage bidirectionnel dans le COEO (b)

La Figure 37 présente le schéma éclaté des deux oscillateurs optique et optoélectronique du COEO. Pour bien comprendre le couplage bidirectionnel et la modélisation de celui-ci, la Figure 37.b présente un schéma de principe de verrouillage par injection de deux oscillateurs couplés. A chaque oscillateur est affecté un coefficient α et α' correspondant à l'injection de signal d'un oscillateur vers l'autre. Pour le couplage de l'oscillateur optique vers l'oscillateur optoélectronique, il est assez immédiat qu'il s'agit du coefficient de couplage α du coupler optique qui extrait le signal du laser à blocage de modes. Pour l'injection du signal RF dans l'oscillateur optique, le processus est plus complexe. Il faut prendre en compte les conversions optoélectroniques qui ont lieu au niveau de la photodiode et du modulateur. Le coefficient de couplage va dépendre fortement de la dynamique du système et donc des paramètres dispersifs, des effets non-linéaires qui ont lieu dans le laser à blocage de modes. Ce coefficient α' ne peut donc être exprimé explicitement de manière simple en fonction des paramètres physiques ou mesurés du système. Ainsi, pour modéliser l'injection de l'oscillateur optoélectronique vers l'oscillateur optique, le MZM est assimilé à un coupler dont le coefficient de couplage est α' .

Dans le modèle, l'oscillateur optique et l'oscillateur optoélectronique comporte chacun un retard fibré. Dans le cas d'un retard pur, le facteur de qualité équivalent s'exprime par :

$$Q_{RF} = \pi \cdot \tau_{di} \cdot f_{RF} \quad (\text{II.4})$$

avec τ_{d1} et τ_{d2} les retards associés aux fibres optiques

Cependant, dans un COEO, le résonateur optique est actif. Le signal optique qui transporte le signal RF parcourt plusieurs fois la cavité. Ainsi, le signal parcourt une longueur beaucoup plus importante que le retard réel sur un tour de cavité ce qui a pour effet d'augmenter le

facteur de qualité équivalent du résonateur optique [17]. Pour conserver la modélisation de l'effet Vernier, il n'est pas envisageable d'augmenter le retard τ_{d1} afin d'obtenir le facteur Q_{RF} réel. Un filtre résonant du premier ordre a alors été ajouté au système dont la fonction de transfert s'écrit :

$$H_Q = \frac{1}{1 + 2j \frac{Q\omega}{\omega_0}} \quad (\text{II.5})$$

où Q est le facteur de qualité en charge mesuré pour le COEO en boucle fermée et ω_0 est la fréquence angulaire de résonance du COEO.

Comme l'oscillateur optique possède le facteur de qualité le plus important, le filtre a été placé entre le coupleur et le modulateur, partie qui n'est pas commune aux deux oscillateurs. En effet, si le filtre est placé avant ou après le SOA, l'ensemble des harmoniques permises par l'effet Vernier seraient elles aussi filtrées. Pour calculer le bruit de phase total, les fonctions de transfert du bruit du SOA $H_{Total\psi}$ et de l'amplificateur RF H_{Totaln} ont été calculées séparément en considérant l'autre amplificateur éteint. Le théorème de superposition permet alors de calculer le bruit de phase total en sortie du COEO.

Tout d'abord, en supposant le bruit de phase n de l'amplificateur RF égal à zéro, la fonction de transfert totale du COEO s'écrit :

$$\varphi(t) = \alpha' \varphi_1(t) + (1 - \alpha') \varphi_2(t) + \psi(t) \quad (\text{II.6})$$

Dans le domaine fréquentiel, φ_1 et φ_2 peuvent s'écrire (avec $S = jw$ et w la fréquence angulaire) :

$$\Phi_1(S) = \alpha \cdot H_Q \cdot e^{-S\tau_{d1}} \Phi(S) \quad (\text{II.7})$$

$$\Phi_2(S) = (1 - \alpha) e^{-S\tau_{d2}} \Phi(S) \quad (\text{II.8})$$

avec α le coefficient de couplage du coupleur optique (0,5 dans notre cas)

En remplaçant les équations (8) et (9) dans la transformée de Fourier de l'équation (7), on obtient :

$$H_{Total\psi}(S) = \frac{\Phi(S)}{\Psi(S)} = \frac{1}{1 - (\alpha\alpha' \cdot H_Q \cdot e^{-S\tau_{d1}} + (1 - \alpha)(1 - \alpha')e^{-S\tau_{d2}})} \quad (\text{II.9})$$

Cette équation décrit le filtrage du bruit du SOA par les deux cavités en fonction du couplage bidirectionnel des deux oscillateurs.

En supposant de même que le bruit de phase ψ du SOA est égal à zéro, on peut écrire :

$$\Phi_2(S) = (1 - \alpha')((1 - \alpha)e^{-S\tau_{d2}} \Phi(S) + N(S)) \quad (\text{II.10})$$

En remplaçant $\Phi_2(S)$ dans la transformée de Fourier de l'équation (7), on obtient :

$$H_{Total_n}(S) = \frac{\Phi(S)}{N(S)} = \frac{1 - \alpha'}{1 - (\alpha\alpha' \cdot H_Q \cdot e^{-S\tau_{d1}} + (1 - \alpha)(1 - \alpha')e^{-S\tau_{d2}})} \quad (\text{II.11})$$

Ainsi, par superposition, connaissant la densité spectrale en puissance (DSP) du bruit de phase S_ψ du SOA et S_n de l'amplificateur RF, on peut déterminer la DSP du bruit de phase en sortie :

$$S_\varphi = S_\psi \times |H_{Total_\psi}|^2 + S_n \times |H_{Total_n}|^2 \quad (\text{II.12})$$

Le modèle présenté ci-dessus requiert néanmoins quelques caractérisations bien précises afin de comprendre le comportement du système. En effet, le facteur de qualité du COEO doit être mesuré avec précision ainsi que les spectres de bruit de phase résiduel des deux amplificateurs.

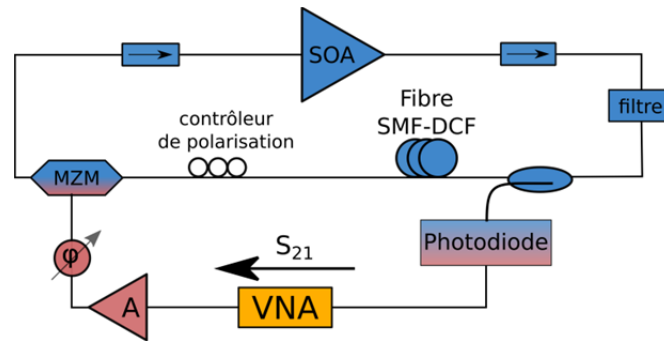
II.4.b Mesure du facteur qualité du COEO

Le facteur de qualité d'un oscillateur peut être mesuré de plusieurs manières. Si on peut isoler le résonateur, une mesure de la fonction de transfert en amplitude et de la largeur à mi-hauteur Δf de la résonance permet de déterminer Q_{RF} . En fonctionnement, une mesure quasi-statique peut être effectuée sans dissocier le résonateur de l'oscillateur. Dans ce cas, le système est en boucle fermée et une petite perturbation de phase va entraîner un décalage fréquentiel. Ce décalage fréquentiel permet de déterminer la pente de phase $\frac{d\varphi}{df}$ qui est proportionnelle au facteur de qualité. Ainsi on obtient le facteur de qualité par :

$$Q_{RF} = \frac{f_0}{2} \cdot \frac{d\varphi}{df} \quad (\text{II.13})$$

Mesure à l'analyseur de réseau vectoriel

La Figure 38 donne le montage expérimental pour la mesure de la fonction de transfert en amplitude du laser à blocage de mode. Après calibration des pertes de l'analyseur de réseau vectoriel, un balayage en fréquence autour d'une résonance à 10 GHz est effectué. Un amplificateur de 15 dB de gain et de 27 dBm de puissance de saturation en sortie est utilisé afin d'étudier la réponse du laser à blocage de modes en fonction de la puissance RF injectée. Le reste des composants est identique aux composants du COEO.



**Figure 38 : Montage expérimental pour la mesure du facteur de qualité ;
VNA : Analyseur de réseau vectroiel**

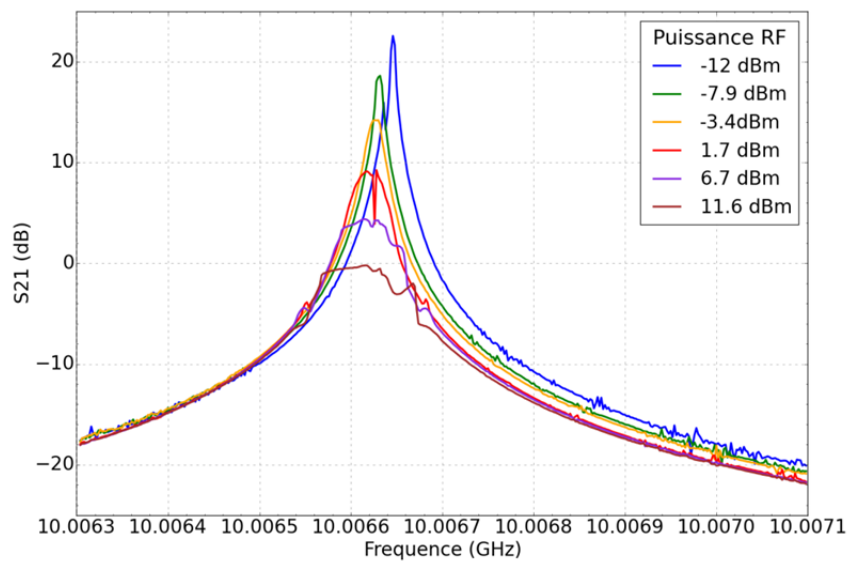


Figure 39 : Fonction de transfert en amplitude du laser à blocage de modes pour plusieurs puissances RF injectées

La Figure 39 présente la fonction de transfert du laser à blocage de modes pour différentes puissances RF injectées au niveau du MZM. On constate qu'à faible puissance, le laser se comporte comme un filtre résonnant duquel on peut calculer le facteur de qualité. Pour une puissance RF de -12 dBm, la largeur à mi-hauteur est de $6,5$ kHz pour une fréquence de résonance $10,00665$ GHz : le facteur qualité obtenu est donc de $1,5 \cdot 10^6$. Le facteur qualité du laser à blocage de mode est très élevé, meilleur que tout autre résonateur micro-onde (saphir inclus) à même fréquence. Pour des puissances RF plus importantes, on constate que la résonance « s'aplatit ». Cela ne traduit pas une diminution du facteur de qualité mais cela est dû à une « accroche » du laser à blocage de modes sur le signal de l'analyseur de réseau vectoriel. Cet effet est donc dépendant du balayage en fréquence de l'analyseur. Pour une mesure précise de Q_{RF} , le balayage doit être suffisamment rapide pour négliger le décalage fréquentiel de la résonance pendant la durée de mesure.

Mesure quasi statique du facteur de qualité

Pour la mesure quasi statique de facteur de qualité, le COEO complet est caractérisé en boucle fermée. La sortie du coupleur RF est alors connectée à un analyseur de spectre électrique. La perturbation de phase générée manuellement à l'aide du déphaseur doit être suffisamment faible pour ne pas déverrouiller le système mais suffisamment forte pour conduire à une variation de fréquence mesurable. Pour un déphasage de $2,2^\circ$, un décalage fréquentiel de 1,1 kHz a été mesuré. On obtient alors un facteur de qualité Q_{RF} de $1,75 \cdot 10^6$. Cette méthode est assez précise car la mesure est très rapide, l'incertitude sur la phase étant faible puisque le déphaseur a été calibré à l'analyseur de réseau vectoriel.

Ainsi, les deux méthodes de mesure pour le facteur de qualité donnent des résultats très proches. Le facteur de qualité mesuré peut alors être intégré au modèle présenté dans la partie précédente.

II.4.c Bruit de phase résiduel à 10 GHz des amplificateurs

Les mesures de bruit de phase résiduel pour le SOA et l'EDFA ont été réalisées à 3,5 GHz pour la comparaison en raison du très faible bruit de phase et d'amplitude de la source (DRO). Mais il est nécessaire de connaître précisément le bruit de phase résiduel des amplificateurs utilisés dans le COEO pour pouvoir l'intégrer dans le modèle. Des mesures ont donc été effectuées à 10 GHz à partir d'une seconde source présentant les meilleures performances dans cette gamme de fréquence. Le protocole expérimental est identique aux mesures à 3,5 GHz. Les résultats obtenus pour le SOA sont présentés sur la Figure 40. Le bruit de phase a été mesuré pour une saturation du SOA importante expliquant le faible plancher de mesure.

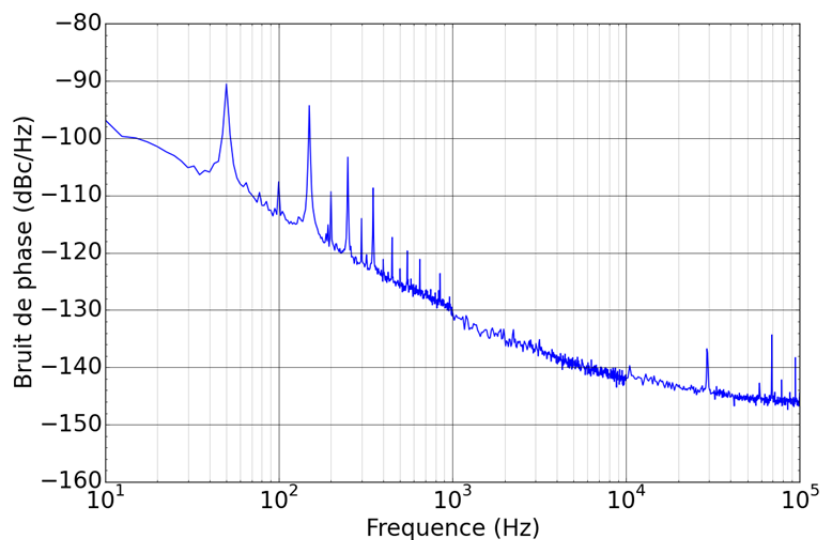


Figure 40 : Bruit de phase résiduel à 10 GHz du SOA

Les mesures de bruit de phase résiduel pour les amplificateurs RF utilisés à savoir le ZVA-213 ou le LP7612 avaient été effectuées lors d'un projet précédent la thèse. Ces mesures sont reportées sur la Figure 41.

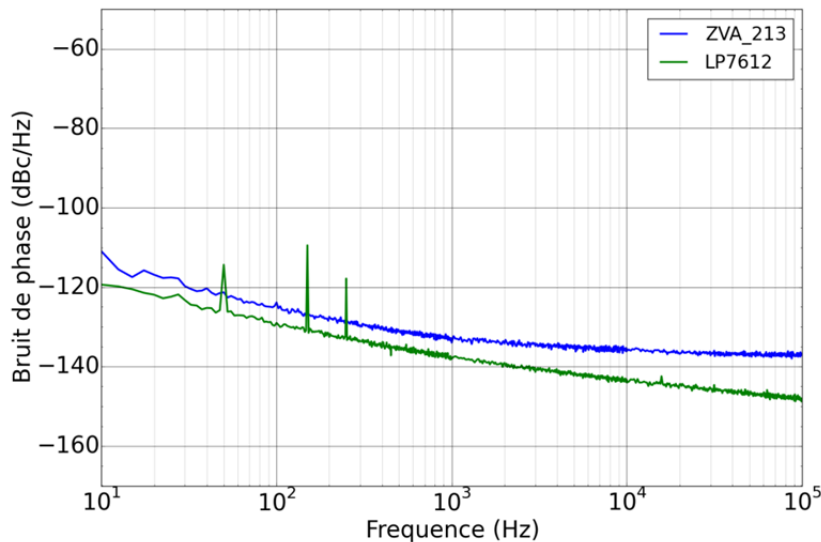


Figure 41 : Bruit de phase résiduel à 10 GHz des deux amplificateurs RF utilisés

Le bruit de phase mesuré pour le ZVA-213 n'est pas autant saturé que dans la configuration du COEO, de même que le LP7612 est un peu moins saturé dans le COEO. Pour le modèle qui suit, le bruit de phase utilisé est le bruit de phase total en ajoutant les deux contributions.

II.4.d Résultats du modèle

Le modèle développé dans ce travail a pour objectif de comprendre et d'identifier les paramètres clés qui influent sur le bruit de phase du COEO. Dans la suite, l'influence du facteur de qualité ainsi que celle du couplage qui a lieu au niveau du modulateur seront étudiées.

Couplage mutuel et coefficient α'

Le comportement du COEO est étroitement lié au couplage mutuel entre l'oscillateur optoélectronique et l'oscillateur optique. Contrairement à un verrouillage d'un oscillateur par injection, le couplage est bidirectionnel. Le couplage optique est un paramètre physique fixé par le coefficient de couplage du coupleur optique. Il est de 0,5 dans notre cas. Le couplage au niveau du modulateur est quant à lui dépendant de nombreux paramètres dont la durée d'impulsion, la dispersion et surtout la puissance RF générée au niveau de la photodiode. Ce couplage caractérisé par α' influe très fortement sur le bruit de phase en sortie du système. Les résultats de bruit de phase obtenus par le modèle pour plusieurs valeurs de α' sont présentés sur la Figure 42. Pour un couplage nul ($\alpha'=0$), le signal RF ne parcourt que l'oscillateur optoélectronique et est donc considéré comme l'oscillateur « libre » : le bruit de phase de cet oscillateur a pu être mesuré. Cependant, le laser à blocage de mode à 10 GHz n'existe qu'en

présence d'un signal micro-onde et donc en présence de l'oscillateur libre. Le modèle fournit alors un bruit de phase pour l'oscillateur de référence, lorsque la valeur de α' est égale à 1. Le bruit de phase de l'oscillateur de référence dépend uniquement du bruit de phase du SOA ainsi que de son facteur de qualité. Alors que le coefficient de qualité a été mesuré avec précision, le bruit de phase du SOA n'a pu être caractérisé dans les mêmes conditions de saturation que lorsqu'il est intégré au COEO. De plus, l'étude sur le bruit de phase résiduel a montré que le SOA possédait un bruit additif qui diminuait avec la saturation. Le plancher de bruit de phase du SOA intégré au modèle a donc été diminué.

Par analogie à un oscillateur verrouillé par injection, le coefficient α' donne le régime d'injection : pour une valeur de α' proche de 1, le système est en forte injection et le bruit de phase tend rapidement de celui de l'oscillateur libre vers celui de l'oscillateur de référence. Pour des valeurs de α' proche de 0, en faible injection, le bruit de phase du système se rapproche de l'oscillateur libre. Le modèle se rapprochant le plus des mesures expérimentales a été obtenu pour une valeur de α' égale à 0,33. Ce processus explique bien le « plateau » qui est observé après 10 kHz. Il s'agit donc d'un phénomène de dynamique dû au couplage au niveau du modulateur. D'autre part, on remarque sur la Figure 42 que le filtrage des harmoniques par effet Vernier est très bien modélisé. En effet, seul les pics à 1,1 MHz et 2,2 MHz sont visibles soit 3 et 6 fois l'intervalle spectral libre (380 kHz environ). Ceci est en accord avec le rapport des longueurs entre la cavité optique (500 m environ) et la cavité optoélectronique (150 m environ).

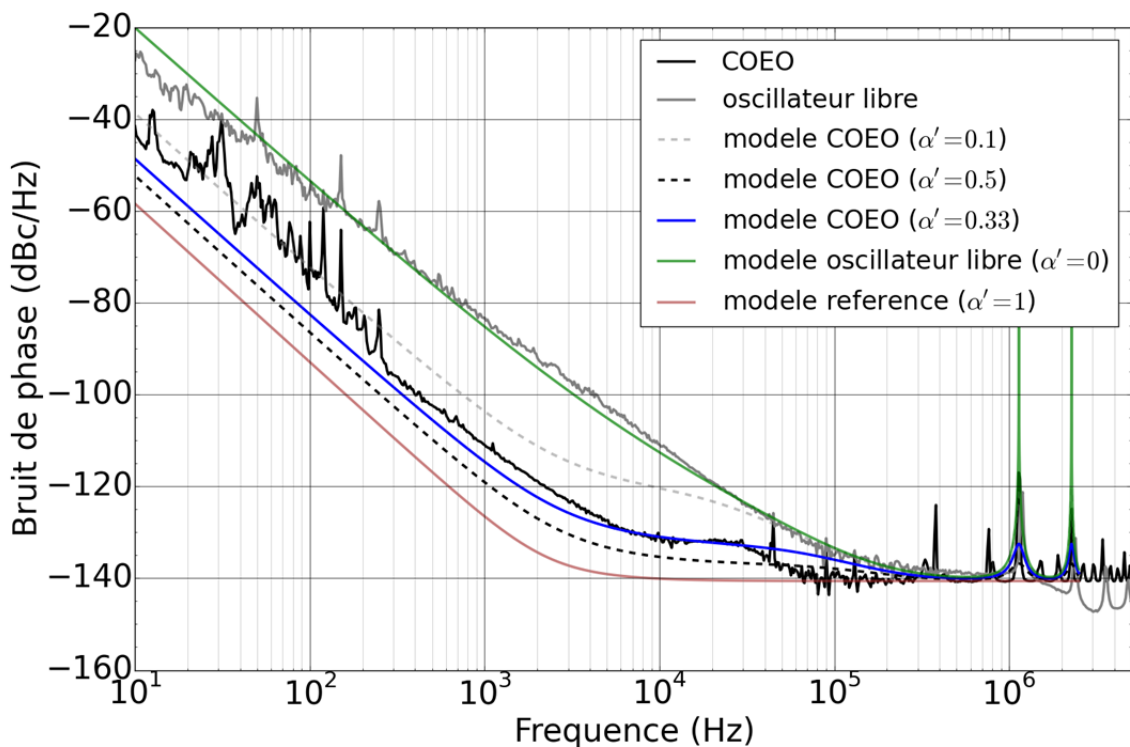


Figure 42 : Bruit de phase expérimentaux et modélisés de l'oscillateur libre ainsi que du COEO pour différentes valeurs de α'

Impact du facteur de qualité

L'augmentation du facteur de qualité d'un oscillateur tend à diminuer la fréquence de coupure à partir de laquelle le bruit de phase remonte de 20 dB/dec. Ce comportement est bien pris en compte dans notre modèle comme le montre la Figure 43. L'ensemble des courbes ont été obtenues pour une valeur de α' de 0,33. L'accord entre les mesures et le modèle est meilleur pour un facteur de qualité autour de $2 \cdot 10^5$, soit plus faible que celui mesuré. Cependant, l'écart entre les mesures et le modèle est certainement dû à une modification du bruit du SOA dans le système en boucle fermée, d'autant plus que le COEO est un système mettant en jeu un couplage bidirectionnel. Toutefois, l'amélioration du facteur de qualité par ce couplage est dépendant de nombreux paramètres dont l'accord en phase entre les deux oscillateurs. Les mesures de bruit de phase et de facteur de qualité n'ayant pas été réalisées simultanément, il est difficile de conclure sur la cause de cet écart.

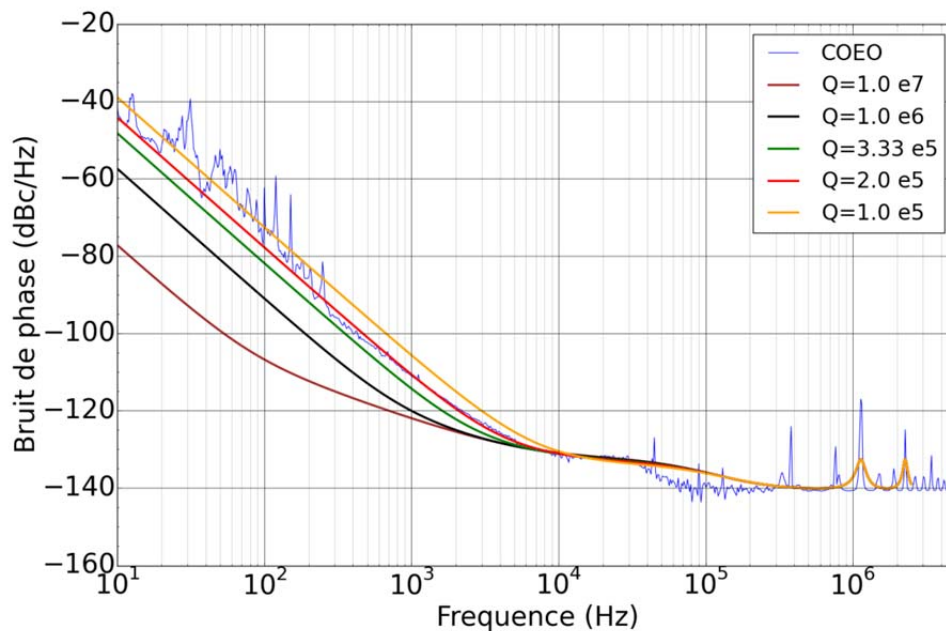


Figure 43 : Evolution du bruit de phase du COEO à 10 GHz en fonction du facteur de qualité Q_{RF}

En conclusion, un modèle à partir de fonctions de transfert et du théorème de superposition a été développé afin de comprendre l'effet du couplage bidirectionnel dans le COEO. Il permet *a posteriori* de connaître le coefficient de couplage de l'oscillateur libre vers l'oscillateur de référence, le couplage inverse étant fixé par le coupleur optique. Ce modèle, construit à partir des caractérisations et des paramètres physiques des composants du COEO, est en bon accord avec les mesures expérimentales et le filtrage des harmoniques par effet Vernier est très bien décrit.

II.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, le bruit de phase résiduel RF de deux amplificateurs optiques a été étudié dans le but de choisir l'amplificateur le mieux adapté à la réalisation d'un COEO à 10 GHz. Les premières mesures ont mis en évidence un processus de conversion amplitude phase dans la liaison optique. En ajustant la puissance optique sur la photodiode, la conversion amplitude phase due à la photodiode a été annulée. Une réduction de 15 dB du bruit de phase a été obtenue pour l'EDFA. Cependant, certains processus non-linéaires ont encore lieu dans le SOA participant ainsi à cette conversion. L'EDFA présente une forte remontée du bruit proche de la porteuse mais un plancher de bruit très faible. Au contraire, le SOA présente un faible bruit en f^{-1} mais un moins bon plancher, dû au facteur de bruit du composant. Il faut réaliser un compromis. Nous avons choisi le SOA pour le COEO étant donné les performances de stabilité moyen terme visées. De plus, un COEO à partir d'un EDFA n'a pu être obtenu à cause des oscillations de relaxation des ions erbium : le verrouillage des oscillations est très difficile. Une étude de la topologie du COEO a été menée, les deux cavités optiques et optoélectroniques étant optimisées pour minimiser le bruit de phase. Les meilleures performances ont été obtenues avec une cavité composée de 400 m de fibre SMF et 100 m de fibre DCF. Un niveau de bruit de phase de -111 dB $_{\phi}$ /Hz à 1 kHz de la porteuse 10,38 GHz a été mesuré. Enfin, un modèle simple a été développé afin de comprendre l'effet du couplage bidirectionnel sur le bruit de phase du COEO. A partir des mesures de bruit de phase résiduel des amplificateurs optiques et RF ainsi que des coefficients de couplage, nous avons pu retrouver le bruit de phase expérimental du COEO. Un paramètre de couplage reste néanmoins très difficile à exprimer en fonction des paramètres physiques du COEO puisqu'il dépend fortement des aspects dispersifs et non-linéaires ayant lieu dans le laser à blocage de modes.

II.6 Références

- [1] X. S. Yao and L. Maleki, "Dual microwave and optical oscillator," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 24, pp. 1867–1869, 1997.
- [2] D. M. Baney, P. Gallion, and R. S. Tucker, "Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 6, no. 2, pp. 122–154, 2000.
- [3] G. Cibiel, M. Régis, E. Tournier, and O. Llopis, "AM noise impact on low level phase noise measurements," *Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control IEEE Trans. On*, vol. 49, no. 6, pp. 784–788, 2002.
- [4] Z. Abdallah *et al.*, "Photodiode nonlinear modeling and its impact on optical links phase noise," *EFTF proceeding*, 2014.
- [5] D. Eliyahu, D. Seidel, and L. Maleki, "RF Amplitude and Phase-Noise Reduction of an Optical Link and an Opto-Electronic Oscillator," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 56, no. 2, pp. 449–456, 2008.
- [6] V. Auroux, A. Fernandez, O. Llopis, P.-H. Merrer, A. Vouzelaud, and others, "Microwave phase noise properties of optical links involving small signal and gain saturated optical amplifiers," in *European Frequency and Time Forum*, 2014.
- [7] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers," *Quantum Electron. IEEE J. Of*, vol. 25, no. 11, pp. 2297–2306, 1989.
- [8] D. B. Leeson, "A simple model of feedback oscillator noise spectrum," *Proc. IEEE*, vol. 54, no. 2, pp. 329–330, 1966.
- [9] O. E. Martinez, R. L. Fork, and J. P. Gordon, "Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion," *Opt. Lett.*, vol. 9, no. 5, pp. 156–158, 1984.
- [10] F. Sanchez, P. Le Boudec, P.-L. François, and G. Stephan, "Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers," *Phys. Rev. A*, vol. 48, no. 3, p. 2220, 1993.
- [11] H. L. An, E. Y. B. Pun, X. Z. Lin, and H. D. Liu, "Effects of ion-clusters on the intensity noise of heavily erbium-doped fiber lasers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, no. 7, pp. 803–805, Jul. 1999.
- [12] H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Stabilisation of a modelocked Er-doped fibre laser by suppressing the relaxation oscillation frequency component," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 4, pp. 292–293, février 1995.
- [13] H. Chen, G. Zhu, N. K. Dutta, and K. Dreyer, "Suppression of self-pulsing behavior in erbium-doped fiber lasers with a semiconductor optical amplifier," *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 18, pp. 3511–3516, 2002.
- [14] A. B. Matsko, D. Eliyahu, P. Koonath, and L. Maleki, "Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator I: expectation values," *JOSA B*, vol. 26, no. 5, pp. 1023–1031, 2009.
- [15] A. B. Matsko, D. Eliyahu, and L. Maleki, "Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator II: phase noise."
- [16] Y. K. Chembo, K. Volyanskiy, L. Larger, E. Rubiola, and P. Colet, "Determination of phase noise spectra in optoelectronic microwave oscillators: a Langevin approach," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 45, no. 2, pp. 178–186, 2009.
- [17] D. Eliyahu and L. Maleki, "Modulation response (S21) of the coupled opto-electronic oscillator," presented at the Frequency Control Symposium and Exposition, 2005. Proceedings of the 2005 IEEE International, 2005, pp. 850–856.

Chapitre III Modélisation numérique du laser à blocage de modes

III.1 Contexte

La modélisation d'un système aussi complexe que le COEO est très difficile. Le modèle pour le bruit de phase du COEO présenté dans le chapitre précédent décrit le COEO comme deux oscillateurs micro-ondes couplés mutuellement. Cependant, aucun phénomène optique n'est pris en compte, les composants optiques étant considérés uniquement comme sources de pertes et l'amplificateur comme source de gain et de bruit. Ainsi, seul le signal micro-onde est étudié et l'influence de la dynamique du laser à blocage de modes est négligée. Toutefois, le COEO est autant un oscillateur optique que micro-onde [1]. Cette dualité est transcrite au travers du couplage de l'oscillateur optoélectronique vers l'oscillateur optique qui se traduit par le paramètre α' . Ce paramètre, déduit des mesures expérimentales, n'a pu être explicité par des paramètres physiques car il dépend notamment du profil des impulsions qui circulent dans la cavité [2]. Il est donc très intéressant d'étudier le laser à blocage de modes afin de connaître les profils spectraux et temporels du train d'impulsions généré.

Le COEO comporte deux oscillations transitant sur des fréquences porteuses très éloignées. La première, optique, appartient au domaine THz (190 THz environ) tandis que la seconde, micro-onde, est dans le domaine du GHz (10 GHz dans ce travail). Pour étudier de manière complète le COEO, un échantillonnage des deux signaux avec une précision de l'ordre du MHz doit être mis en place. Or, un signal optique de 190 THz échantillonné au MHz demande de très nombreuses ressources (190 millions de points). Il n'est donc pas envisageable de prendre en compte l'impact du bruit RF sur le comportement dynamique du système. Par ailleurs, réunir au sein d'un même modèle le domaine optique et micro-onde est un réel challenge. Le verrouillage mutuel de l'oscillateur optique avec l'oscillateur optoélectronique est complexe puisque le système s'enclenche à partir du bruit de l'amplificateur optique et de l'amplificateur RF, le filtre RF permettant de sélectionner un ou plusieurs harmoniques sur lesquels le système peut osciller. Étudier l'oscillateur optique séparément est une première étape nécessaire à la compréhension du système global. Le système étudié sera donc restreint au laser à blocage de modes dont le signal de consigne au niveau du modulateur est un signal purement sinusoïdal à 10 GHz. Cette étude permet ainsi d'approfondir et de comprendre l'impact des paramètres physiques de la cavité optique du COEO sur le signal en sortie.

La modélisation du laser à blocage de modes a été étudiée à de nombreuses reprises ces dernières décennies [3]–[5]. L'approche la plus commune réside dans une résolution analytique de la « Master Equation », équation dans laquelle intervient l'ensemble des

phénomènes considérés dans le laser [6]. A chaque phénomène pris en considération est associée une fonction de transfert. On tente de trouver des solutions analytiques pouvant être supportées par la « Master équation » ce qui dans certains cas n'est pas forcément très réaliste. En effet, dans certaines configurations de laser à blocage de modes, ce qui est le cas ici, la non-linéarité apportée par l'amplificateur optique est source de distorsion temporelle et spectrale du signal optique pulsé pour lequel aucune approximation analytique n'est convenable et n'ont pas de solution analytique sans que de fortes approximations soient faites [7]–[9].

Une seconde approche dérivant de la résolution de la « Master Equation » est la méthode des moments (employée par Matsko). C'est une méthode dite semi-analytique pour laquelle l'équation aux dérivées partielles qu'est la « Master Equation » est décomposée en plusieurs équations algébriques plus faciles à calculer décrivant l'énergie de l'impulsion, sa gigue temporelle, son chirp ... [10],[11].

La dernière approche utilise la simulation numérique afin de calculer le régime transitoire jusqu'à l'obtention d'un régime stationnaire. Qualifiée de chronophage et lourde en mise en œuvre, l'étude analytique de la « Master Equation » peut être considérée comme plus séduisante. Cependant l'évolution des moyens matériels durant cette dernière décennie nous permet de réduire grandement les temps de calcul et d'entreprendre des modélisations numériques de plus en plus lourdes en termes de nombre d'opérations et de taille de vecteurs de données. Aussi cette solution permet une plus grande liberté dans la prise en compte de phénomènes physiques dont certains sont occultés par la « Master Equation » (e.g. la saturation et la régénération du gain dans le SOA source d'un profil temporel et spectral non-linéaire). Nous montrerons que la prise en compte de ces non-linéarités est capitale dans notre système. En effet, la fonctionnalité principale du laser à blocage de modes est de générer une porteuse micro-onde d'une puissance efficace optimale afin de déclencher plus aisément une oscillation dans la boucle optoélectronique. Or le profil temporel des impulsions générées et leur contenu en phase ont un impact direct sur la synthèse microonde par photodétection. Nous montrerons que les non-linéarités du SOA et les propriétés dispersives de la fibre en sont les principaux responsables. Pour toutes ces raisons nous avons privilégié l'approche numérique que nous détaillerons dans la suite de ce chapitre.

III.2 Le laser à blocage de modes actif

Le laser à blocage de mode étudié ici est celui qui compose le COEO à 10 GHz présenté dans le chapitre précédent. Il est mis en évidence par l'encadré vert sur la Figure 44. Il est composé d'un SOA, d'un filtre optique, d'isolateurs, d'un MZM et d'un assemblage de deux fibres SMF et DCF.

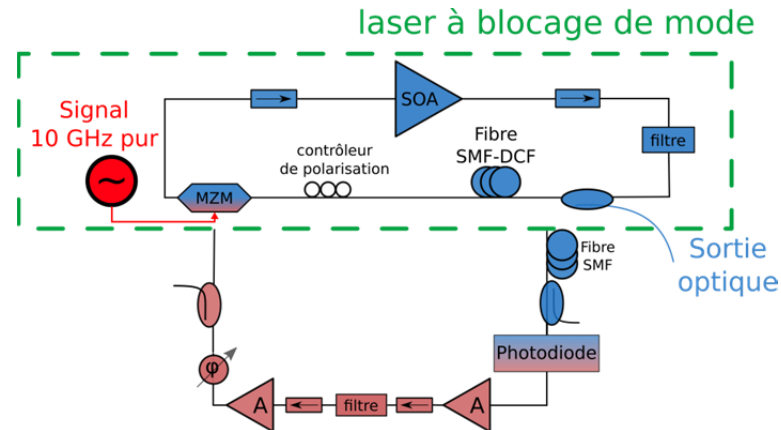


Figure 44 : Schéma du laser à blocage de modes à 10 GHz simulé numériquement

L'ensemble des composants constituant le laser à blocage de modes est modélisé par leur fonction de transfert respective. Cette méthode permet d'utiliser librement le domaine, spectral ou bien temporel, le plus adapté pour simuler le comportement du composant. Les pertes optiques de tous les composants sont localisées et intégrées dans les fonctions de transfert. Seuls le SOA ainsi que la propagation dans les fibres sont traités différemment. Les paramètres utilisés sont dans la mesure du possible les paramètres physiques expérimentaux.

La cavité optique est de 500 m environ soit un intervalle spectral libre correspondant de 400 kHz. Le fonctionnement à 10 GHz implique un blocage de modes harmonique dont l'ordre est proche de la dizaine de milliers. Cela signifie qu'il y a autant d'impulsions qui circulent dans la cavité simultanément. Il est alors assez évident que pour conserver une bonne résolution fréquentielle, on ne peut prendre en compte l'ensemble du signal optique dans la cavité. Le taux de répétition étant de 100 ps, une fenêtre temporelle de 15 impulsions soit 1600 ps a été choisie. L'échantillonnage est réalisé à partir de $N=2^{12}$ points. La résolution temporelle de 0,19 ps est suffisante pour décrire une impulsion de plusieurs picosecondes. Du point de vue spectral, la fenêtre fréquentielle observée est de 5,12 THz soit bien supérieure aux quelques centaines de GHz que peut représenter le peigne de fréquence. La résolution fréquentielle obtenue est donc de 625 MHz. La fenêtre temporelle a été choisie afin que la fréquence de fonctionnement de 10 GHz soit un multiple entier de la résolution fréquentielle. En effet, comme le signal RF au niveau du MZM est un signal micro-onde pur de fréquence 10 GHz, le peigne de fréquences optique sera idéalement un peigne de Dirac de 10 GHz d'espacement.

Présentons maintenant les différents composants constituant la cavité optique et la méthode numérique ou analytique que nous avons mise en œuvre pour les simuler.

III.2.a Filtre optique

Le choix du filtre optique a été étudié dans le chapitre précédent. Le filtre optique utilisé expérimentalement est un filtre gaussien d'une largeur à mi-hauteur de 2,5 nm, centré à 1550 nm dont les pertes d'insertions sont de 0,5 dB. La fonction de transfert du filtre a été mesurée sur un analyseur de spectre optique à partir d'une source blanche. Nous avons choisi de représenter la fonction de transfert spectrale du filtre par une fonction analytique gaussienne d'ordre 5 centrée à 1550 nm et de 2,55 nm de largeur à mi-hauteur. Ce choix garantit un très bon accord avec le filtre expérimental jusqu'à 20 dB d'atténuation. Au-delà, les fonctions de filtrage concordent moins mais cela est sans importance car les longueurs d'ondes concernées rencontreront des pertes bien plus fortes que les pertes intracavité.

Les fonctions de transfert du filtre expérimental et du filtre numérique sont représentées sur la Figure 45.

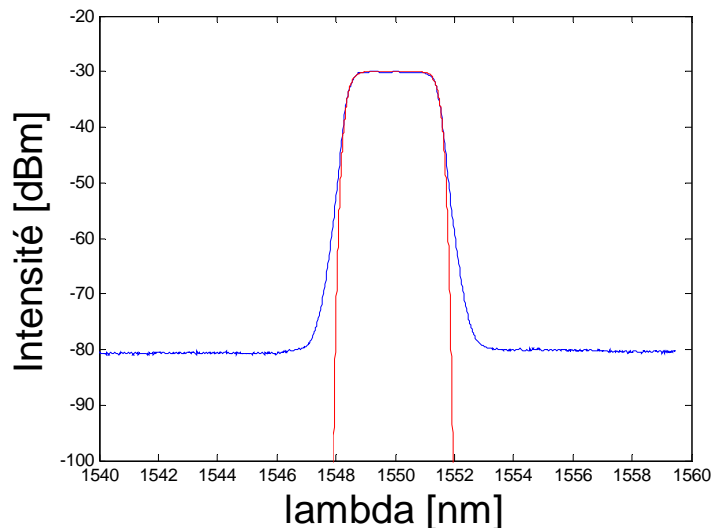


Figure 45 : Fonction de transfert expérimentale (bleue) et numérique (rouge) du filtre optique

III.2.b Modulateur Mach Zehnder

Le modulateur utilisé expérimentalement est un MZM JDSU de 11 GHz de bande passante dont la tension demi-onde V_{π} est de 6V. Les pertes d'insertion sont de 5 dB. Le signal modulé pour une fréquence de répétition f_{rep} de 10 GHz peut s'écrire :

$$V_{rf}(t) = V_{rf_{crête}} \cos(2\pi f_{rep}(t - t_0) + \pi) \quad (\text{III.1})$$

avec t_0 le temps pour lequel le MZM est à l'extinction maximale et $V_{rf_{crête}}$ la tension crête efficace.

La puissance de saturation de l'amplificateur RF utilisé dans le COEO étant de 25 dBm et sachant que le coupleur ainsi que le déphaseur sont placés après l'amplificateur (Fig. 1), la puissance RF a été fixée à 20 dBm. En supposant que le modulateur est adapté sur 50 Ω , on peut écrire :

$$V_{rf\ crête} = \sqrt{2 \cdot 50 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{\frac{P_{RF}}{10}}} \quad (III.2)$$

Ainsi, l'enveloppe complexe u_{out} sortante s'exprime en fonction de l'enveloppe complexe u_{in} entrant dans le MZM selon l'expression :

$$u_{out} = \left(\frac{1}{2} \cdot 10^{\frac{IL}{10}} \cdot e^{-j\pi \left(\frac{V_{dc} + V_{rf}(t)}{V_{\pi}} \right)} \right) u_{in} \quad (III.3)$$

avec IL les pertes d'insertion et V_{dc} la tension de polarisation continue

III.2.c Propagation dans les fibres

Equation de Schrödinger non linéaire (NLSE)

La propagation d'un signal optique dans une fibre est décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire. Cette équation décrit l'évolution de l'enveloppe supposée lentement variable en fonction de la distance de propagation z et de la durée τ définie par :

$$\tau = t - \frac{z}{v_g} \quad (III.4)$$

avec v_g la vitesse de groupe de l'impulsion

Dans le cadre d'une enveloppe lentement variable, connaître la vitesse de phase de l'impulsion est inutile, l'enveloppe se propageant à la vitesse v_g . Ainsi, on peut décrire l'évolution de l'enveloppe dans ce nouveau référentiel par la NLSE [6]:

$$j \frac{\partial}{\partial z} A(z, \tau) = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \gamma |A|^2 A - j \frac{\alpha}{2} A \quad (III.5)$$

avec :

- γ le coefficient non-linéaire de la fibre optique, responsable de l'automodulation de phase (SPM) dans la fibre. La SPM dans les fibres, source d'élargissement spectral, sera d'autant plus importante que la densité de puissance est importante. En effet, le coefficient γ s'exprime en fonction de l'indice de réfraction non-linéaire n_2 , de la pulsation ω_0 ainsi que de l'aire effective A_{eff} du mode propagé selon la relation :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (III.6)$$

- α le coefficient de pertes linéiques de la fibre

- β_2 la dérivée seconde de la constante de propagation $\beta(\omega)$ décrivant la dispersion d'ordre deux. La constante de propagation $\beta(\omega)$, qui dépend de la fréquence, peut se développer en série de Taylor autour de la fréquence centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) - \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots + \frac{\beta_k}{k!}(\omega - \omega_0)^k \quad (\text{III.7})$$

Le coefficient β_2 peut être calculé à partir de la dispersion de vitesse de groupe D , exprimée en $\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$, par [12]:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda} \beta_2 \quad (\text{III.8})$$

avec c la vitesse de la lumière dans le milieu et λ la longueur d'onde du signal

Pour le COEO, la durée des impulsions est de quelques ps donc la dispersion de vitesse de groupe n'est pas négligeable. Toutefois, les effets dispersifs d'ordre supérieur sont négligeables puisque la largeur spectrale du peigne de fréquence est de quelques dizaines de GHz. Ces phénomènes ne sont pris en compte que dans les cas d'impulsions très brèves de l'ordre de quelques fs et dans le cas de la génération de supercontinuum.

La propagation d'un signal optique dans les fibres entraîne de nombreux autres phénomènes parmi lesquels on peut citer l'auto-raïdissement, l'effet Raman auto-induit, la rétrodiffusion Rayleigh, l'effet Raman. Certains de ces effets requièrent une densité de puissance importante. Ils n'ont donc lieu qu'en présence d'une forte puissance optique ou pour des impulsions très brèves présentant des puissances crêtes très élevées. Ces effets n'ont pas été pris en compte dans la modélisation de la propagation du signal au travers de la NLSE. Par ailleurs, deux types de fibres sont utilisés dans le COEO : une fibre SMF standard et une fibre à compensation de dispersion (DCF). La NLSE ne tient pas compte des paramètres structuraux des fibres puisque la propagation est unidirectionnelle, selon l'axe de propagation de l'enveloppe complexe de l'impulsion. La polarisation est considérée linéaire et inchangée durant la propagation. Néanmoins, la propagation dans chaque fibre est modélisée successivement car les paramètres dispersifs ainsi que les aires effectives du mode propagé, et donc le coefficient γ sont différents. Expérimentalement, l'adaptation modale est réalisée par l'ajout d'une seconde fibre DCF dont les paramètres physiques sont intermédiaires entre les deux fibres.

Configuration expérimentale

La différence principale entre les deux fibres réside dans leur propriété dispersive puisque la fibre DCF présente une dispersion anormale D de $-90 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ tandis que la fibre SMF possède une dispersion normale de $+17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$. Nous avons vu dans le chapitre précédent que la combinaison de ces deux fibres permet de minimiser la dispersion chromatique totale sur un tour de cavité et par conséquent d'améliorer les performances du

COEO. Expérimentalement, la succession de 100 m de fibre DCF avec 400 m de fibre SMF dans la cavité engendre une dispersion totale de $-2,2 \text{ ps.nm}^{-1}$.

Les paramètres physiques de chacune des fibres sont reportés sur le Tableau 4.

Modélisation numérique

La résolution numérique de la NLSE a été effectuée à partir de la « Split Step Fourier Method » (SSF). Cette méthode consiste à traiter séparément les effets linéaires et non-linéaires dans le domaine spectral et temporel respectivement. On obtient alors les deux équations (9) et (10) :

$$j \frac{\partial}{\partial z} A(z, \tau) = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - j \frac{\alpha}{2} A = \hat{D} \cdot A \quad (\text{III.9})$$

$$j \frac{\partial}{\partial z} A(z, \tau) = -\gamma |A|^2 A = \hat{N} \cdot A \quad (\text{III.10})$$

Pour résoudre ces équations, la fibre est découpée en M tranches de longueur dz comme représentée sur la Figure 46. Dans chacune de ces tranches, la propagation est traitée successivement dans le domaine temporel et spectral par transformée de Fourier. Dans le modèle numérique, la résolution des équations sur une tranche dz est effectuée par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Au cours de la propagation du signal, le profil de l'enveloppe de l'impulsion est modifié. Afin de conserver l'approximation de l'enveloppe lentement variable, un pas adaptatif a été utilisé. Après chaque itération, la longueur de la tranche suivante dz est recalculée afin que la modification de l'enveloppe de l'impulsion après propagation sur la tranche dz soit inférieure à une tolérance fixée.

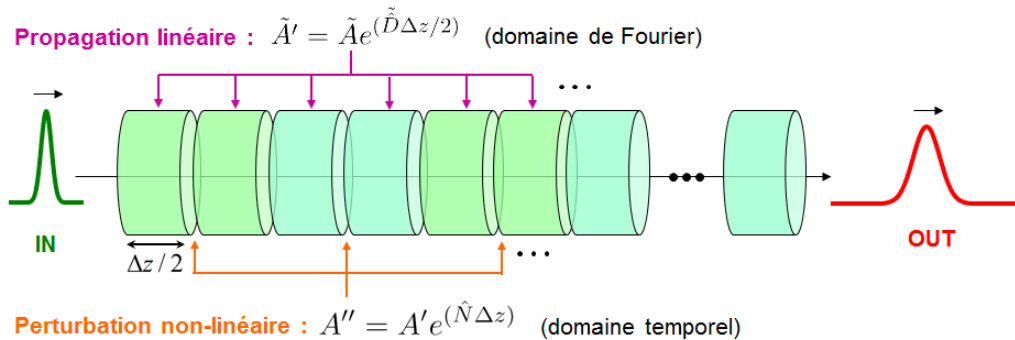


Figure 46 : Schéma explicatif de la méthode numérique utilisée (SSF) [13]

III.2.d Amplification dans le SOA

Phénomènes physiques mis en jeu

Le SOA apporte le gain nécessaire à l'oscillation optique pour le fonctionnement du laser à blocage de modes. Il contribue également à la réduction des pertes de la liaison optoélectronique en augmentant la puissance optique au niveau de la photodiode.

Cependant, l'amplification optique d'impulsions très brèves entraîne également plusieurs effets.

Tout d'abord, l'oscillation optique entraîne nécessairement une saturation du SOA. Lors de l'amplification d'un signal continu, le gain est constant. Toutefois, lorsque le signal est composé d'impulsions très brèves et intenses, le gain en régime stationnaire n'est pas constant. En effet, la dynamique de saturation et de régénération des porteurs et donc du gain dans le SOA crée une asymétrie de l'impulsion en sortie. Le front montant de l'impulsion entraîne une forte saturation du gain ce qui réduit le gain disponible pour le front descendant de l'impulsion. Ce phénomène est donc étroitement lié à la durée de vie des porteurs τ_c dans le semiconducteur.

D'autre part, l'indice de réfraction du semiconducteur possède la propriété de changer en fonction de la densité de porteurs. Par conséquent, comme la densité de porteurs dépend de la saturation du gain, l'indice de réfraction dépend de la puissance optique. Cette variation d'indice à l'échelle de la durée de l'impulsion entraîne de la SPM dans le SOA. Le couplage amplitude-phase est caractérisé par le facteur de Henry α_H défini par [14]:

$$\Delta\varphi = -\frac{\alpha_H}{2} \cdot h(\tau) \quad (\text{III.11})$$

avec $\Delta\varphi$ le déphasage après passage de l'impulsion dans le SOA et $h(\tau)$ le gain intégral en tout point de l'impulsion, défini par :

$$h(\tau) = \int_0^L g(z, \tau) dz \quad (\text{III.12})$$

La saturation du gain dans le SOA est donc à l'origine de la déformation temporelle de l'impulsion et par conséquent du spectre optique. La SPM qui a lieu dans le SOA crée un décalage fréquentiel en fonction du temps au sein de l'impulsion [15]. Le spectre optique est alors décalé vers les basses fréquences.

Le SOA présente aussi plusieurs autres propriétés comme la dispersion spectrale du gain ou la régénération rapide de porteurs. Ces phénomènes sont négligeables tant que la durée des impulsions est supérieure à la picoseconde, ce qui est notre cas (5-20 ps en moyenne). Par ailleurs le filtre optique est bien trop étroit ($\approx 3 \text{ nm}$) pour que la dispersion spectrale du gain puisse être visible dans la bande spectrale allouée.

Configuration expérimentale

Le SOA que nous avons utilisé est un SOA commercial dont certaines propriétés, notamment les propriétés dynamiques, sont inconnues. Ainsi, la durée de vie des porteurs τ_c ainsi que le facteur de Henry α_H ont été choisis en fonction des valeurs moyennes pour un semiconducteur. Le facteur de Henry a donc été fixé à 4 et la durée de vie des porteurs à

100 ps. Néanmoins, les propriétés statiques du SOA sont connues et répertoriées dans le Tableau 4.

Modélisation numérique

Une méthode itérative a été employée pour la modélisation complète du SOA basé sur les travaux de Chi [16]. Le principe de calcul est illustré sur la Figure 47. Le SOA est « découpé » en M tranches de longueur dx . Le champ $E(x, t + dt)$ est calculé à partir du champ $E(x - dx, t)$. Au cours de la propagation du champ $E(x - dx, t)$ sur une longueur dx , le signal est amplifié d'un gain $g(x, t)$ et déphasé dû au couplage phase amplitude dans le SOA. Le champ $E(x, t + dt)$ s'écrit alors :

$$E(x, t + dt) = E(x - dx, t) \cdot e^{\left(\frac{1}{2}(g(x,t) - j\alpha_H \cdot g(x,t)) \cdot dx\right)} \quad (\text{III.13})$$

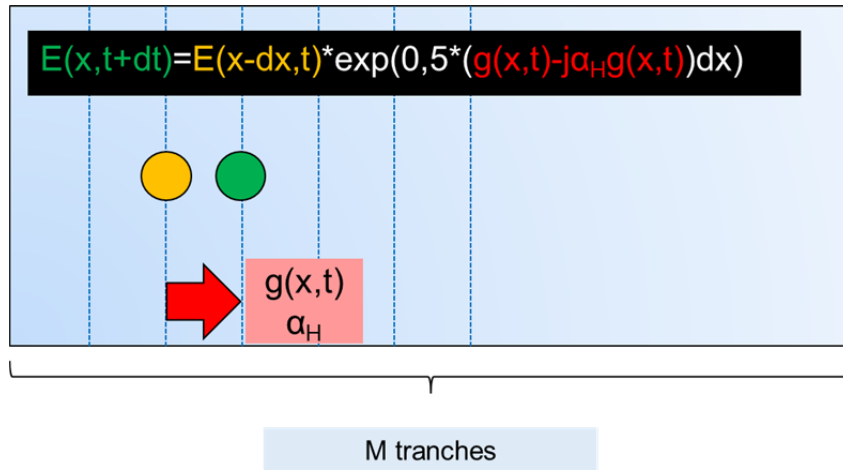


Figure 47 : Principe de calcul du champ dans le SOA

Pour calculer en tout point du SOA le champ à l'instant t , il est nécessaire de calculer le gain $g(x, t)$ en tout point. Le calcul du gain prend en compte la régénération des porteurs et la saturation de celui-ci. Le gain en tout point s'exprime alors :

$$g(x, t + dt) = g(x, t) + \frac{dt}{\tau_c} \cdot (g_0 - g(x, t)) - g(x, t) \cdot \frac{|E(x, t)|^2}{E_{sat}} \cdot dt \quad (\text{III.14})$$

avec τ_c la durée de vie des porteurs dans le semiconducteur et E_{sat} l'énergie de saturation du SOA définie par :

$$E_{sat} = P_{sat} \cdot \tau_c \quad (\text{III.15})$$

avec P_{sat} la puissance de saturation du SOA exprimée en W.

Afin de déterminer précisément les paramètres statiques du SOA, une mesure de la saturation du gain pour un signal continu a été effectuée. A partir de ces mesures expérimentales, le gain petit signal g_0 ainsi que la puissance de saturation en entrée P_{sat_in} ont été déterminés par l'équation :

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{P}{P_{sat_in}}} \quad (\text{III.16})$$

Le modèle mathématique est présenté sur la Figure 48 par la courbe rouge. Dans ce modèle, nous avons supposé que le SOA était en régime stationnaire. Toutefois, le modèle Matlab utilisé pour le laser à blocage de modes utilise un vecteur de dimension finie. Pour s'assurer que le régime stationnaire est atteint, le vecteur initial doit être un signal continu sur une fenêtre temporelle suffisamment large pour que $g(x, t + dt) = g(x, t)$. Un faible désaccord est noté pour le modèle Matlab. Cependant, la saturation selon l'équation (16) est valable pour le gain matériau. En effet, au gain matériau s'ajoute les pertes de boîtier et ces pertes ont été fixées à 1 dB afin que le gain du SOA corresponde au gain à une puissance de sortie proche de celle du laser à blocage de modes soit 18 dBm. Un gain petit signal de 26,86 dB et une puissance de saturation en sortie de 15,8 dBm ont été obtenus.

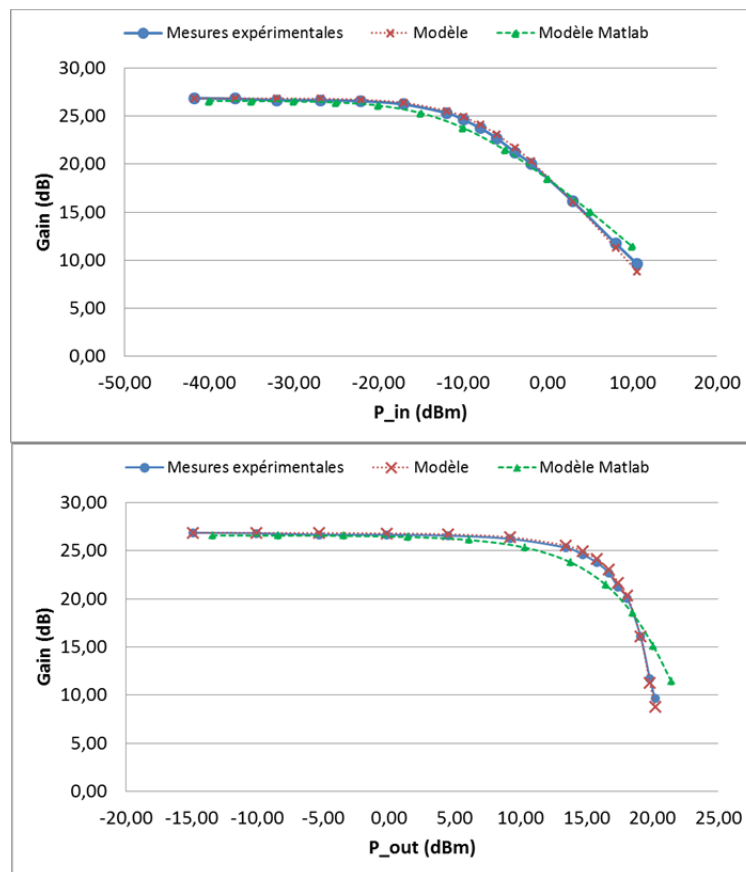


Figure 48 : Mesures expérimentales et modèles de la saturation du gain du SOA en fonction de la puissance incidente (haut) et de la puissance de sortie (bas)

La saturation plus rapide du SOA pour le modèle numérique modifie le chirp induit par la SPM dans le SOA. Les impulsions présenteront donc un chirp moins important que dans le cas réel. Cependant, le modèle est suffisamment proche du comportement expérimental pour décrire phénoménologiquement et dimensionner le comportement du laser à blocage de modes dans son ensemble.

III.2.e Photodétection du signal en sortie

Le modèle analytique présenté dans le chapitre précédent a mis en relief l'importance du couplage entre l'oscillateur micro-onde et le laser à blocage de modes pour minimiser le bruit de phase du COEO. Ce couplage est fortement dépendant de la puissance RF injectée au niveau du modulateur. Une fois le régime d'oscillation établi, cette puissance est fixée par la puissance de saturation de l'amplificateur RF utilisé. Néanmoins, la contribution en bruit de phase de cet amplificateur dépend de sa saturation. Pour minimiser cette contribution, il faut saturer cet amplificateur ce qui signifie qu'il faut maximiser la puissance RF en sortie de photodiode.

A partir du profil temporel du train d'impulsion en sortie du laser à blocage de modes, on peut écrire :

$$P_{optique} = A(t)A^*(t) \quad (III.17)$$

avec $A(t)$ l'amplitude complexe du train d'impulsions sur la fenêtre temporelle considérée.

On calcule alors le courant en sortie de photodiode :

$$I_{PD} = S_{PD}P_{optique} \quad (III.18)$$

avec S_{PD} la sensibilité de la photodiode.

On peut ainsi déterminer la puissance RF en sortie sur chacun des harmoniques par :

$$P_{RF}(v) = \frac{1}{2}R_{PD}|I_{RF}(v)|^2 \quad (III.19)$$

avec R_{PD} la résistance en sortie de la photodiode et $I_{RF}(v)$ la transformée de Fourier du courant I_{PD} .

La puissance RF en sortie de photodiode dépend du battement des différentes raies du peigne de fréquence généré. La distribution de phase sur ce peigne est reliée au chirp de l'impulsion. Il est donc essentiel de maîtriser le chirp de l'impulsion afin de maximiser la puissance RF générée à 10 GHz afin de saturer au maximum l'amplificateur RF. La seconde fibre optique utilisée avant la photodétection a donc un rôle majeur dans la compression de l'impulsion avant photodétection, en plus du rôle de filtrage par effet Vernier.

Le Tableau 4 répertorie l'ensemble des paramètres utilisés dans le modèle numérique pour chacun des composants. Le nombre de tours de cavité a été fixé afin d'atteindre un régime stationnaire. Le laser à blocage de modes démarre à partir de l'ASE du SOA. L'ASE du SOA peut être modélisée par un bruit blanc gaussien [17]. Ainsi, la fenêtre temporelle initiale est constituée d'un bruit gaussien de 30 nm de largeur spectrale et de -20 dBm de puissance moyenne.

Tableau 4 : Tableau récapitulatif des paramètres de la modélisation

Composant	Paramètre	Symbole	Valeur
LOOP	Nombre d'échantillons	n_{tot}	2^{12}
	Nombre de tours de cavité	nb_loop	300
	Sauvegarde du train d'impulsions tous les M tours	M	10
Bruit Gaussien	Puissance initiale	P	-20 dBm
	Largeur spectrale	$\Delta\lambda$	30 nm
Filtre	Bande passante	BP	2,55 nm
	Pertes d'insertion	IL	1 dB
Coupleur	Taux de couplage	cpl	10/90
MZM	Pertes d'insertion	IL	5 dB
	Tension demi-onde	V_{π}	6 V
	Tension de polarisation	V_{DC}	3 V
	Fréquence du signal RF	F_{rep}	10 GHz
	Puissance du signal RF	P_{RF}	20 dBm
SOA	Gain petit signal	G_0	26,86 dB
	Pertes boîtier	a_{boit}	1 dB
	Gain matériau	G_L	27,86 dB
	Gain	g	g
	Indice du matériau	n_g	4
	Longueur du SOA	L	1500 μm
	Durée de vie des porteurs	τ_c	100 ps
	Puissance de saturation en sortie	P_{sat}	15,8 dBm
	Facteur de Henry	α_H	4
Fibre SMF	Longueur	L_{SMF}	400 m ou 200 m
	Pertes linéiques	a_{SMF}	0,046 km^{-1}
	Coefficient non linéaire	γ	1,4 $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$
	Dispersion	D_{SMF}	17 $\text{ps}.\text{nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$
Fibre DCF	Longueur	L_{DCF}	100 m ou 50 m
	Pertes linéiques	a_{DCF}	0,5 km^{-1}
	Coefficient non linéaire	γ	2,2 $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$
	Dispersion	D_{DCF}	-90 $\text{ps}.\text{nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$

III.3 Résultats de la modélisation du laser à blocage de modes

L'objectif de ce travail de modélisation est de comprendre et d'observer l'impact des différents paramètres physiques de la cavité sur le comportement du laser à blocage de modes, constituant essentiel du COEO. Ainsi, il est important de modéliser une cavité optique en accord avec les contraintes imposées par le COEO. En effet, pour obtenir un faible bruit de phase, la cavité optique doit être suffisamment longue pour obtenir un facteur de qualité équivalent important mais suffisamment courte pour ne pas engendrer des modes parasites. Les résultats expérimentaux ainsi que le modèle de bruit de phase présenté dans le chapitre précédent ne prennent pas en compte le profil temporel et spectral du train d'impulsions. Ce modèle analytique présente l'avantage d'être un modèle simple mais dont le paramètre clé α' est fonction de nombreux paramètres dont la durée d'impulsion τ_p , la largeur du peigne et la puissance RF appliquée au modulateur. Un modèle plus complet mais complexe a été construit par A.B Matsko [2] dans lequel intervient les paramètres τ , P_{RF} mais aussi le « chirp » de l'impulsion c'est-à-dire la variation de la fréquence instantanée sur la durée de l'impulsion. Le modèle itératif présenté dans ce chapitre permet de déterminer l'ensemble de ces paramètres pour une configuration d'un laser à blocage de modes donnée.

Dans un premier temps, l'obtention et l'étude d'un régime stabilisé d'un laser à blocage de modes constitué d'une cavité de 400 m de fibre SMF sont démontrées et les résultats de simulation sont confrontés aux mesures expérimentales. Dans un second temps, l'impact de la dispersion intracavité des fibres sur le train d'impulsions en sortie du système sera étudié. L'influence du second retard fibré avant la photodétection sur le train d'impulsions et la puissance RF générée est également présentée.

III.3.a Train d'impulsion en régime stabilisé

Pour étudier le régime stabilisé et confronter les résultats de simulations à l'expérience, le profil temporel des impulsions a pu être mesuré grâce au prêt d'un oscilloscope à échantillonnage optique (EXFO PSO-100). De nombreuses mesures expérimentales ont été effectuées pour le COEO dont la cavité était composée de 400 m de fibre SMF. Nous avons donc modélisé dans un premier temps le régime transitoire pour un laser à blocage de modes de 400 m de fibre SMF.

Le régime stabilisé du laser à blocage de modes est obtenu à partir d'un bruit blanc gaussien représentant l'ASE du SOA. Lors des premiers tours de cavité, le bruit est filtré optiquement sur une largeur de 2,55 nm. Temporellement, le signal sinusoïdal à 10 GHz appliqué au modulateur engendre des fenêtres de transparence en dehors desquelles le signal est également filtré. Spectralement, le bruit blanc évolue jusqu'à la formation de modes qui, par la suite, constitueront le peigne de fréquences. La mise en phase de tous ces modes

forme le train d'impulsion. L'évolution du bruit blanc Gaussien jusqu'au régime stabilisé du train d'impulsions en fonction du nombre de tours dans la cavité est illustrée Figure 49. Le régime stabilisé est obtenu à partir de 15 tours de cavité environ. La durée du régime transitoire dépend de la configuration de la cavité. Chaque simulation a été effectuée sur 300 tours de cavité afin de s'assurer de l'obtention du régime stabilisé.

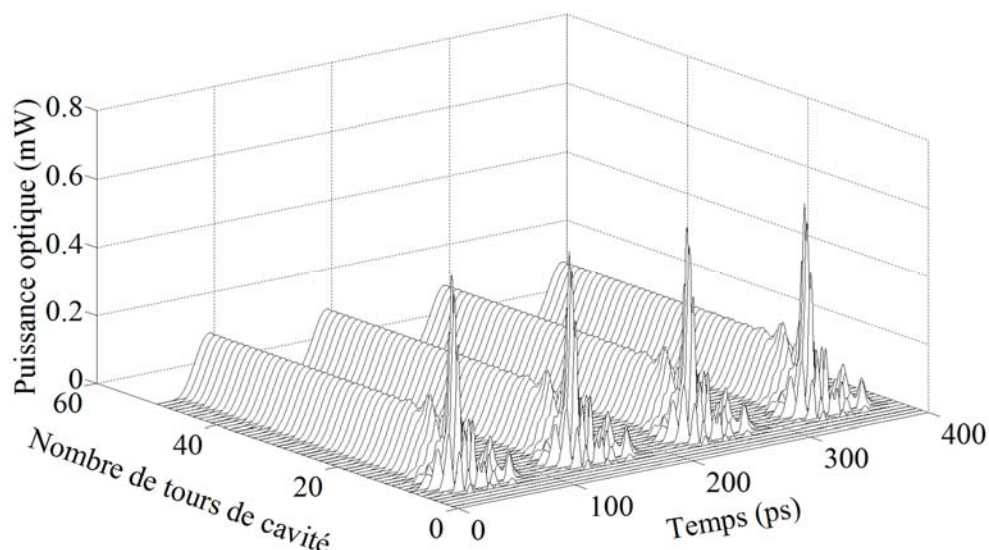


Figure 49 : Evolution d'un bruit blanc Gaussien vers le régime stabilisé pour une fenêtre temporelle de simulation de 400 ps

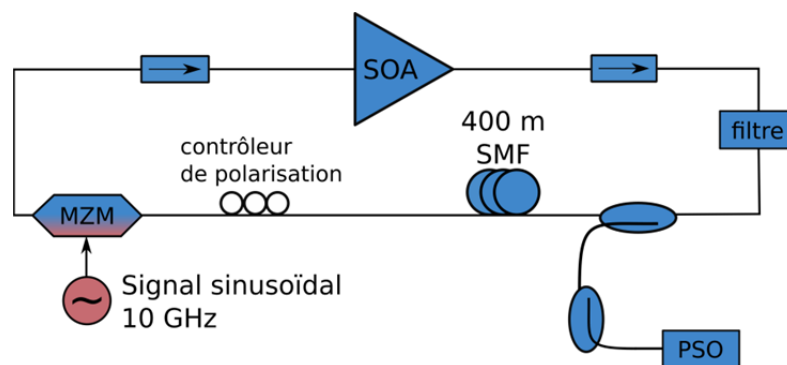


Figure 50 : Schéma expérimental pour la mesure du profil temporel d'un train d'impulsion à 10 GHz

Afin de valider ces simulations à partir d'un laser à blocage de modes avec 400 m de fibre SMF, le profil temporel du train d'impulsions a été mesuré expérimentalement grâce à un oscilloscope à échantillonnage optique dont la bande passante est supérieure à 100 GHz. Le schéma expérimental de mesure est donné sur la Figure 50.

Les profils temporels en sortie du laser à blocage de modes pour la simulation et l'expérience sont reportés sur la Figure 51. Le spectre optique associé en simulation est comparé quant à lui au spectre optique obtenu pour un COEO dont la cavité optique est identique. Ceux-ci sont illustrés sur la Figure 52. Pour pouvoir comparer expérience et

simulation, les impulsions et leurs spectres ont été normalisées par leur valeur crête. De plus, la simulation a été effectuée à 10,2 GHz pour correspondre à la fréquence de répétition du train d'impulsions expérimental. Les impulsions optiques en sortie présentent un profil gaussien. Les largeurs à mi-hauteur des impulsions sont de 30 ps expérimentalement et 33 ps en simulation soit un écart de 9%. On peut également observer que toute la puissance optique n'est pas supprimée en dehors des fenêtres de transparence du MZM. Ce bruit est composé principalement de l'ASE du SOA et participe au bruit de phase du système. Les spectres optiques sont caractérisés par une asymétrie vers les grandes longueurs d'onde, témoignant du décalage spectral imposé par l'automodulation de phase dans le SOA. Par ailleurs, on note que les deux spectres ne présentent que quelques raies intenses. Toutefois, les raies plus éloignées et moins intenses participent à la génération d'harmoniques plus élevés. La forte corrélation observée pour les profils temporels d'impulsions ainsi que pour les spectres optiques associés justifie l'approche de modélisation itérative employée.

Ainsi, il est possible d'appréhender l'impact des différents paramètres physiques de la cavité sur le train d'impulsions en sortie. Le modèle permet donc d'étudier l'influence de la dispersion chromatique des fibres sur le régime stabilisé et de dimensionner le laser à blocage de modes afin de minimiser le bruit de phase du COEO.

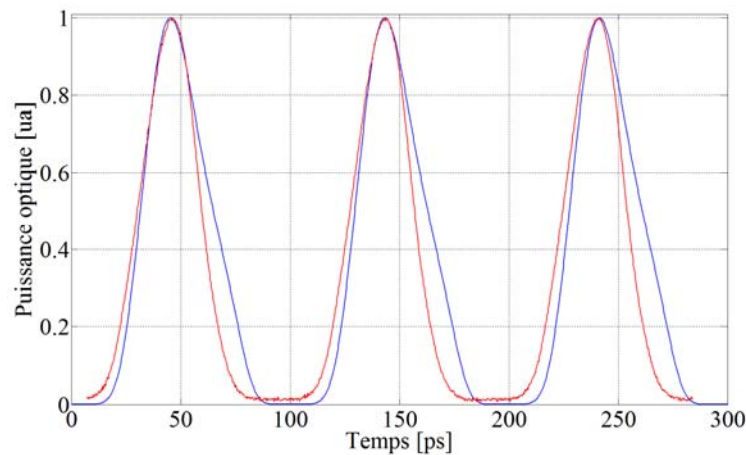


Figure 51 : Profil temporel expérimental et simulé du train d'impulsion pour un laser à blocage de modes à 10,2 GHz.

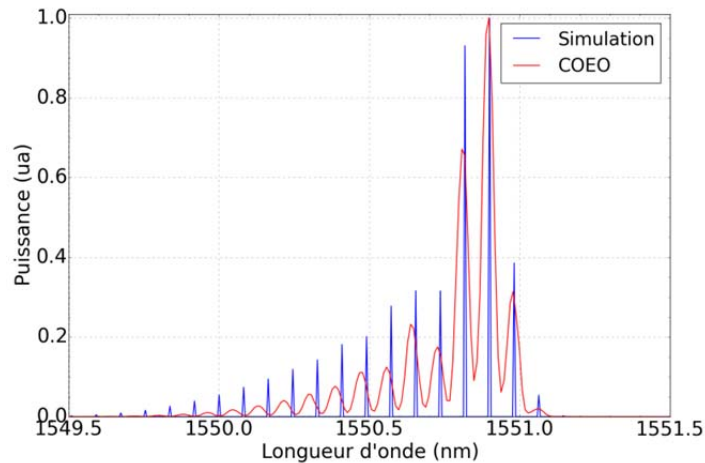


Figure 52 : Spectre optique associé au train d'impulsion simulé et au COEO expérimental

III.3.b Etude de l'influence de la dispersion chromatique sur le régime stabilisé

Il a été démontré dans le modèle développé par A.B Matsko [2] que le bruit de phase était minimal pour des impulsions optiques les plus brèves et intenses possibles au niveau de la photodiode, c'est-à-dire limitées par transformée de Fourier. Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il est essentiel de conserver un facteur de qualité important pour diminuer le bruit de phase du COEO. Par conséquent, la longueur des fibres dans la cavité doit rester importante. Afin d'étudier l'influence de la dispersion chromatique sur le régime stabilisé, plusieurs options sont envisageables. D'une part, des fibres optiques à « dispersion décalée », dont le minimum de dispersion est situé à 1550 nm, peuvent être utilisées. D'autre part, il est possible d'adjoindre à la cavité optique existante une fibre à compensation de dispersion (DCF) pour réduire voir annuler la dispersion chromatique intracavité. Cette dernière approche sera étudiée ci-après en variant la longueur des fibres SMF et DCF. Alors que la dispersion totale pour une cavité de 400 m de SMF est positive (+6,8 ps/nm), l'ajout de DCF permet l'obtention d'une dispersion chromatique totale négative (-2,2 ps/nm). A la Config.1 (Tab.2) s'ajoutent trois configurations (Config. 2, 3, 4) correspondant respectivement à des dispersions, fortement négative (-5,6 ps/nm), faiblement négative (-2,2 ps/nm) et négative proche de zéro. L'automodulation de phase dans les fibres restant très faible ($L_{NL} \gg L_D$) en raison des puissances crêtes mises en jeu, l'agencement des bobines de fibres dans la cavité joue un rôle mineur. Ainsi, seule la dispersion intervient dans les fibres optiques et ce processus étant linéaire, l'ordre dans lequel les fibres sont insérées influe peu sur le comportement du système.

Tableau 5 : Tableau récapitulatif des cas étudiés et des performances numériques obtenues

	Config.1	Config. 2	Config. 3	Config. 4
Longueur SMF	400 m	200 m	400 m	250 m
Longueur DCF	0 m	100 m	100 m	50 m
Dispersion totale	+6,8 ps/nm	-5,6 ps/nm	-2,2 ps/nm	-0,25 ps/nm
Régime stabilisé	oui	oui	oui	non
Durée d'impulsion	30 ps	31 ps	18 ps	X
Puissance crête	92 mW	76 mW	88 mW	X
Chirp	Non linéaire	+2,5 GHz/ps	+3,8 GHz/ps	X

La Figure 53 présente les différentes évolutions du bruit initial jusqu'au régime stabilisé pour les trois dispersions totales négatives. Pour les deux premiers cas (Config. 2 et 3), ce régime est atteint rapidement après quelques dizaines de tours de cavité. Les deux trains d'impulsions obtenus sont similaires : les impulsions présentent un front montant abrupt et un front descendant plus lent, asymétrie caractéristique de l'amplification optique dans le SOA.

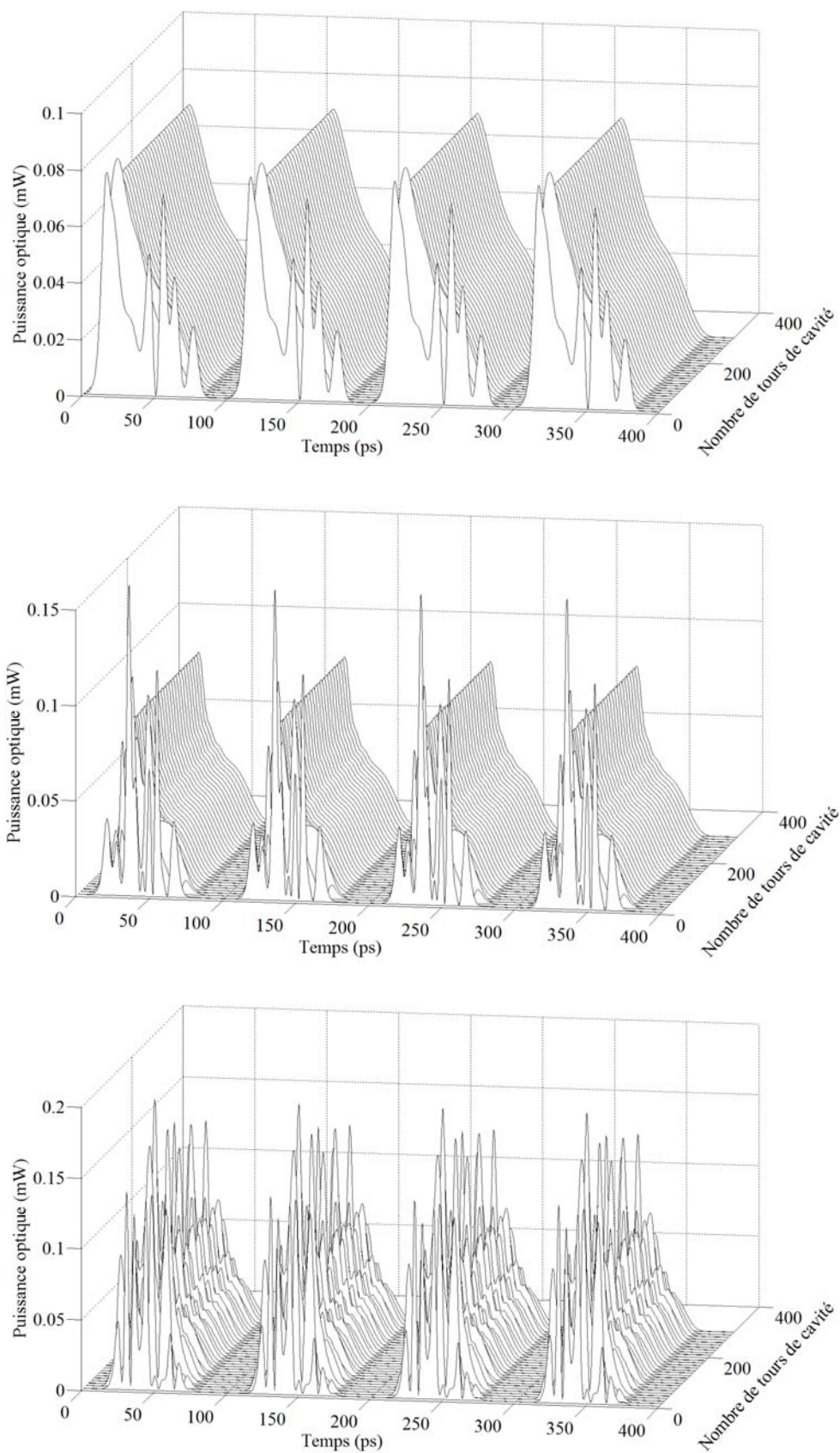


Figure 53: Evolution du bruit vers le régime stabilisé pour une dispersion chromatique négative intracavité : a) $-5,6$ ps/nm (haut), b) $-2,2$ ps/nm (milieu), c) $-0,25$ ps/nm (bas)

Toutefois, les impulsions dans le cas de forte dispersion négative (figure 53.a) sont plus longues que dans le cas d'une dispersion plus faible (figure 53.b). Les durées d'impulsions mesurées à mi-hauteur dans les configurations 2 et 3 sont de 31 ps et 18 ps respectivement. Les impulsions optiques en sortie sont néanmoins plus brèves et plus puissantes. La puissance optique moyenne dans la cavité reste identique dans les deux cas mais une partie importante de l'énergie de l'impulsion est retardée pour le cas de faible dispersion. L'approximation d'impulsions rectangulaires pour retrouver la puissance optique moyenne n'est donc plus valable. Enfin, lorsque la dispersion chromatique totale avoisine zéro, le bruit blanc initial ne converge pas temporellement au centre de la fenêtre de transparence du MZM. La forte instabilité temporelle observée sur chaque fenêtre de transparence du MZM combinée à l'automodulation de phase importante dans le SOA empêche la formation du régime stabilisé.

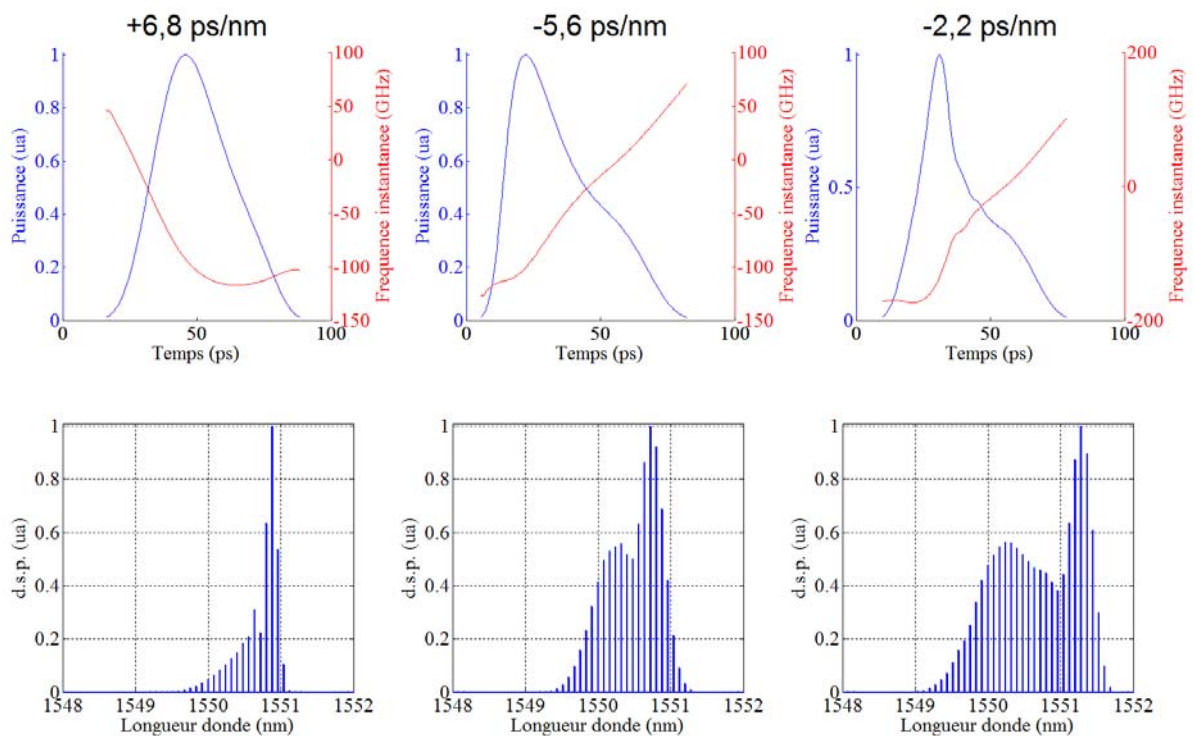


Figure 54 : Profil temporel (bleu) et variation de la fréquence instantanée (rouge) d'une impulsion (haut) et spectre optique associé (bas) pour trois cavités de dispersion chromatique différente

Les profils temporels et la fréquence instantanée sur la durée de l'impulsion en sortie pour les trois configurations (Config. 1,2,3) dont le régime stabilisé est atteint sont reportés sur la Figure 54. Les spectres optiques correspondants sont aussi représentés. La représentation de la fréquence instantanée de l'impulsion permet d'apprécier l'interaction de la dispersion chromatique avec la non-linéarité induite par le SOA. Pour bien comprendre le profil temporel de l'impulsion et de sa fréquence instantanée issus de cette architecture de

laser à blocage de modes, visualisons d'abord l'effet du SOA au travers de résultats numériques illustrés par la Figure 55.

Lorsqu'une impulsion courte (~ 10 ps) initialement gaussienne non chirpée est amplifiée par un SOA celle-ci est non seulement amplifiée mais aussi distordue. Elle présente en sortie un front montant abrupt et un front descendant plus lent en raison de l'effet de saturation rapide du gain du SOA lors du passage de l'impulsion. L'effet de saturation du gain du SOA est source de chirp non linéaire par automodulation de la phase d'où ce profil convexe de la fréquence instantanée. Spectralement, le peigne de fréquence est élargi, distordu et décalé vers les basses fréquences. En l'absence de tout composant dans la cavité, les passages successifs dans le SOA vont aggraver la déformation de l'impulsion de même que son chirp (Fig. 55). Il est évident que la présence du MZM dans la cavité va atténuer le front montant qui se décale progressivement vers la zone d'extinction du MZM. Le front descendant sera favorisé au détriment du front montant puis subira le même phénomène de glissement temporel. Spectralement la présence du filtre passe-bande va filtrer les basses fréquences du spectre du signal intracavité. Dans ces conditions l'existence d'un régime stabilisé n'est pas envisageable. Ceci est illustré par la figure 53.c où une dispersion quasi nulle ne permet pas d'interagir suffisamment avec la non linéarité du SOA afin d'atteindre un régime stabilisé.

Ainsi, la SPM dans le SOA génère un chirp non linéaire de forme parabolique convexe, centrée sur le maximum en intensité de l'impulsion. Dans une première approximation, ce chirp peut être considéré comme l'association de deux chirps linéaires, négatif sur le front montant et positif sur le front descendant. La présence d'une dispersion positive (config.1) apportée par de la SMF va faire propager les hautes fréquences plus vite que les basses fréquences. Ainsi, le chirp négatif du front montant sera plus prononcé ce qui diminuera la pente du front montant, le chirp positif au front descendant sera compensé ce qui raidira le front descendant. L'impulsion se trouvera remise en forme et c'est bien ce que montre le profil en régime stabilisé. La fréquence instantanée sera d'un profil quasi monotone décroissant sur la majorité de l'impulsion (Fig.54. a).

En présence d'une dispersion négative (config. 2, 3) apportée par la DCF, le mécanisme opposé aura lieu. Le front montant de l'impulsion sera plus prononcé et le front descendant plus long. On observera une fréquence monotone croissante sur la majorité de l'impulsion stabilisée (Fig.54. b, c). La saturation du SOA entraîne un front montant plus abrupt que le front descendant.

En résumé, lorsque le régime stabilisé est établi, la dispersion chromatique des fibres dans la cavité est essentielle pour reformer une impulsion en sortie dont le profil temporel est identique à celui en entrée du SOA. Ce régime est obtenu dans la majorité des cas, excepté lorsque la dispersion chromatique totale intracavité avoisine zéro. Les paramètres

dispersifs des fibres déterminent le régime transitoire et par conséquent le profil des impulsions en sortie en régime stabilisé. La Figure 54 illustre les différents profils obtenus pour différentes dispersions. La dispersion chromatique des fibres, suivant son signe, vient compenser le chirp sur un front de l'impulsion et accentuer le chirp de l'autre front. Par ailleurs, la Figure 55 montre également que seule une faible partie de l'énergie, proche du front montant, présente un important chirp négatif. Le reste de l'énergie de l'impulsion possède un chirp linéaire positif. Ainsi, les hautes fréquences sont situées majoritairement dans le front descendant de l'impulsion (une partie reste très proche du front montant). L'utilisation d'une fibre SMF pour laquelle la vitesse de groupe augmente avec la fréquence permet de compresser l'impulsion en dérivant l'énergie du front descendant vers le centre de l'impulsion et conservant le profil gaussien de l'impulsion. Au contraire, la fibre DCF a tendance à ralentir le front descendant ce qui accentue la déformation de l'impulsion. La largeur à mi-hauteur des impulsions est toutefois inférieure dans les cas de dispersion négative ceci étant due à la déformation de l'impulsion et non une compression. Ceci valide l'observation faite que la puissance crête de ces impulsions soit inférieure bien que la durée d'impulsions soit plus faible.

En conclusion, il en résulte un chirp linéaire ou quasi linéaire si la dispersion chromatique est bien ajustée. Pour une cavité constituée de 400 m de fibre SMF, la dispersion totale sur un tour de cavité est fortement positive ce qui entraîne un chirp important sur le front montant. La puissance crête élevée et le faible décalage temporel du maximum d'impulsion conserve un chirp positif sur le front descendant dû à la SPM dans le SOA. Dans les configurations mettant en jeu une longueur de fibre DCF, le chirp du front montant de l'impulsion est compensé : il est quasi linéaire dans le cas d'une dispersion de $-5,6$ ps/nm et une faible non linéarité résultante est observée au niveau du maximum d'intensité de l'impulsion pour une dispersion de $-2,2$ ps/nm. Une approximation linéaire peut être réalisée et les chirps mesurés sont de $+2,5$ GHz/ps à $-5,6$ ps/nm et de $+3,8$ GHz/ps à $-2,2$ ps/nm.

Toutefois, l'élargissement spectral est bien supérieur dans le cas d'une dispersion légèrement négative, c'est-à-dire lorsque l'impulsion est la plus brève. En effet, le profil plus abrupt de ces impulsions crée une SPM plus importante dans le SOA ce qui entraîne un étalement spectral plus important. L'obtention d'un spectre large est très important notamment pour la multiplication de fréquence à partir de ces peignes.

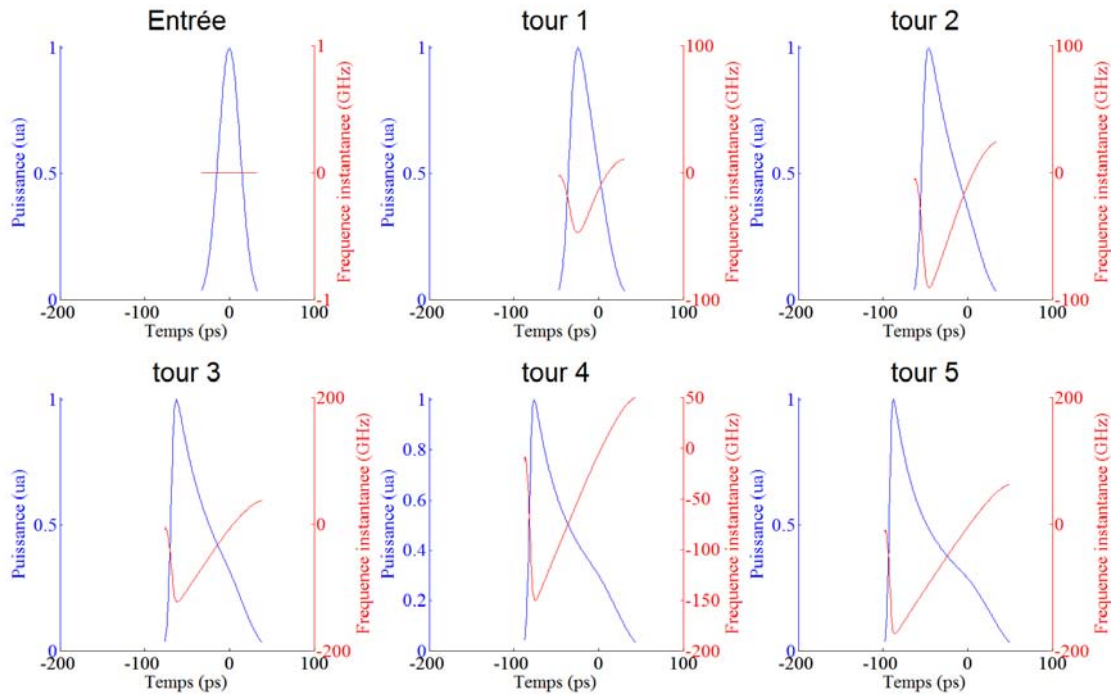


Figure 55 : Evolution du profil temporel et de la fréquence instantanée en fonction du nombre de passages dans le SOA

Mesure expérimentale du chirp des impulsions en sortie

Expérimentalement, à l'aide de l'oscilloscope à échantillonnage optique, nous avons pu mesurer le profil temporel des impulsions en sortie du laser à blocage de modes ou du COEO. Néanmoins, aucune information n'est disponible sur la phase. Pour pouvoir mesurer le chirp des impulsions, le dispositif expérimental illustré sur la Figure 56 a été réalisé.

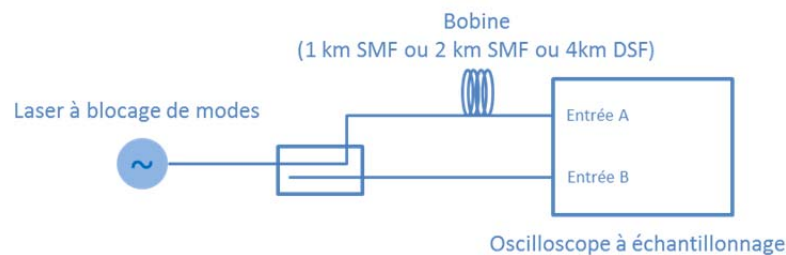


Figure 56 : Montage expérimental pour la mesure de l'élargissement temporel d'une impulsion

Avec l'approximation d'une impulsion gaussienne et d'un chirp linéaire, le chirp C après passage dans une fibre de dispersion β_2 (en fs^2/m) et de longueur L connue peut être calculé à partir de l'équation (20) [15]:

$$C = 2 \left(\left[(2\beta_2 L a_0)^2 - \frac{a_0}{a_1} \right]^{1/2} - 1 \right) \frac{1}{2\beta_2 L} T_0^2 \quad (\text{III.20})$$

avec $a_0 = \frac{1}{2T_0^2}$ et $a_1 = \frac{1}{2T_1^2}$, T_0 et T_1 étant les largeurs à 1/e des impulsions en sortie et en entrée respectivement.

Les mesures expérimentales à partir d'un laser à blocage de modes dont la cavité est composée de 400 m de fibre SMF sont présentées sur la Figure 57. La résolution de l'équation (20) pour chacun des retards fibrés n'a pas donné des résultats identiques, infirmant ainsi l'hypothèse de chirp linéaire. Ce résultat est donc cohérent avec la modélisation du laser à blocage de mode dont la cavité est composée de 400 m de SMF puisqu'un chirp non linéaire est obtenu.

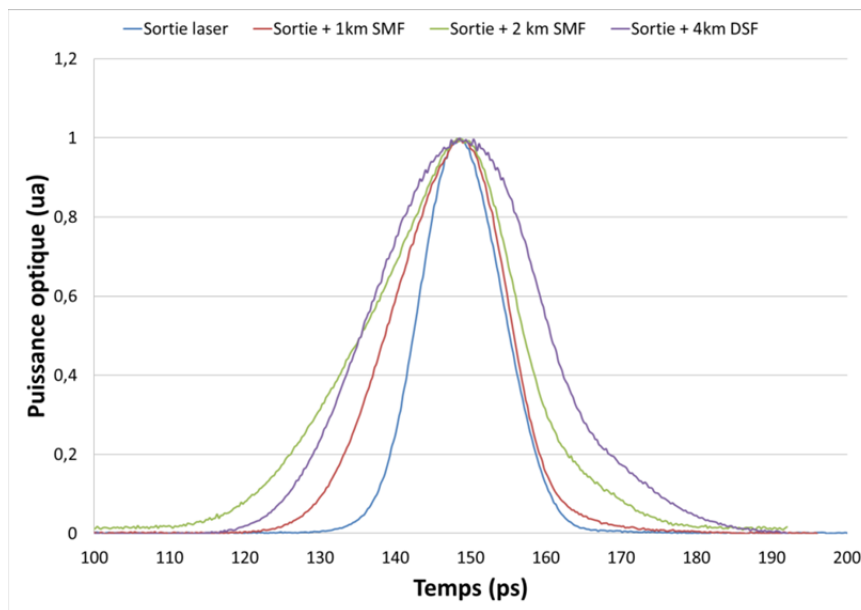


Figure 57 : Profils temporels d'impulsions en sortie de laser à blocage de modes (bleu) après passage dans une bobine de 1 km de SMF (rouge), 2 km de SMF (vert), ou 4 km de DSF (violet)

III.3.c Photodétection et puissance RF générée à 10 GHz

L'étude ci-dessus a montré que la dispersion chromatique intracavité, combinée à la SPM et la saturation du gain dans le SOA, détermine le profil temporel et le chirp fréquentiel des impulsions optiques en sortie du laser à blocage de modes. Cependant, le COEO possède également une ligne à retard fibrée dans l'oscillateur optoélectronique. Ce retard avant la photodiode est fixé dans un premier temps par le filtrage par effet Vernier désiré. En fonction du retard optique intracavité, cette fibre permet de filtrer les modes parasites. Mais la dispersion chromatique de cette fibre est un paramètre libre. Il est possible alors de modifier le chirp fréquentiel de l'impulsion et de compresser cette dernière avant photodétection. Pour un chirp nul, l'ensemble des modes du spectre optique sont en phase et la puissance RF est maximisée. De plus, il a été démontré que le bruit de phase diminuait lorsque les impulsions sont plus brèves [2].

Nous traiterons ici du cas correspondant au dispositif expérimental du COEO le plus performant c'est-à-dire composé de 100 m de fibre DCF et de 400 m de fibre SMF. Expérimentalement, la fibre utilisée à l'extérieur de la cavité optique est de 150 m de fibre

SMF. Numériquement, il s'agit de propager le train d'impulsion dans la fibre par la même méthode (RK4IP). La SPM dans les fibres étant négligeable, seule la dispersion chromatique totale sur la propagation est importante. Nous avons donc fait varier la dispersion chromatique de la fibre et les différents résultats numériques obtenus sont présentés sur la Figure 58. Les spectres RF en sortie de photodiode obtenus pour chacun des cas étudiés sont également reportés sur cette figure.

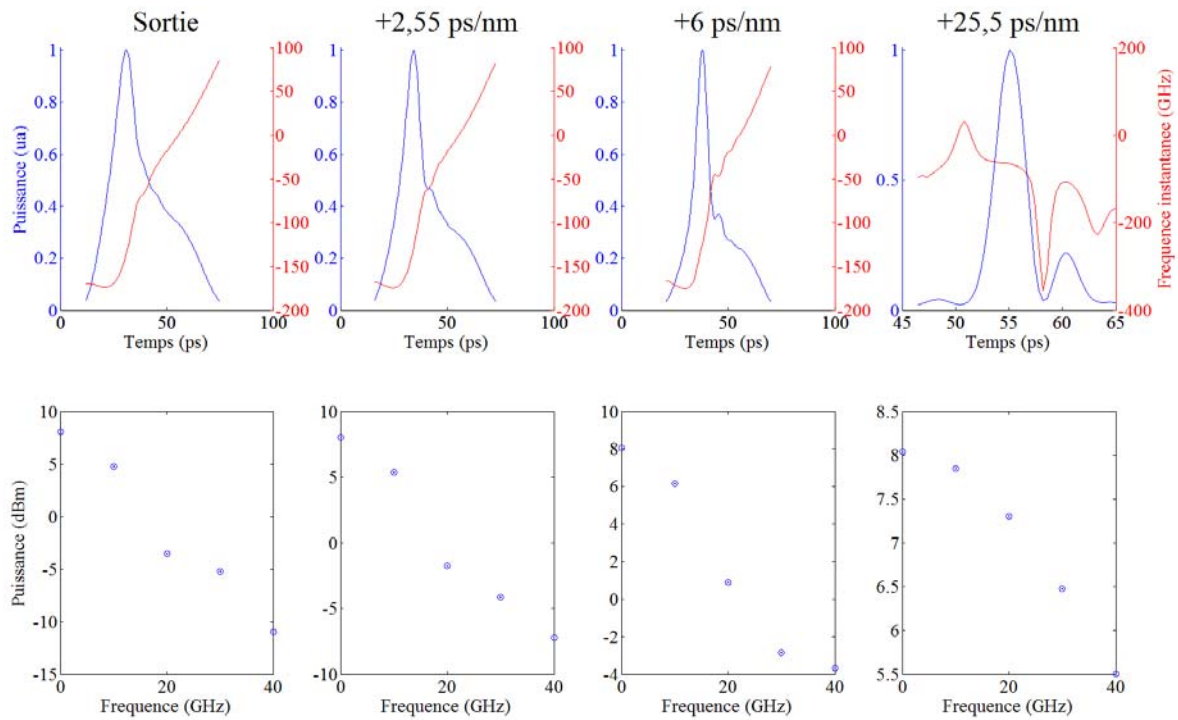


Figure 58 : Profil temporel et fréquence instantanée des impulsions en sortie du laser à blocage de modes et après propagation dans une fibre dispersive

La dispersion chromatique totale sur un tour de cavité du laser à blocage de modes étant négative, le chirp fréquentiel des impulsions est positif. La propagation dans une fibre SMF permet la compression de l'impulsion. Les différentes dispersions chromatiques indiquées +2,55 ps/nm, +6 ps/nm et +25.5 ps/nm correspondent respectivement à des propagations dans une fibre SMF de longueur 150 m, 350 m et 1,5 km. La compression de l'impulsion est maximale pour une fibre de 1,5 km. Cependant, l'utilisation d'une telle fibre dans le COEO n'est pas envisageable puisque le peigne de fréquence associé à l'oscillateur optoélectronique serait alors très fin spectralement et occasionnerait des « sauts de modes » très fréquents. Le profil temporel de l'impulsion pour le COEO étudié après le passage dans la fibre SMF de 150 m est représenté sur la Figure 59. La largeur à mi-hauteur de ces impulsions est de 4 ps. La forme de l'impulsion est très proche de celle après compression dans une fibre de 1,5 km dont la largeur à mi-hauteur est de 3,3 ps. L'écart important entre la dispersion chromatique expérimentale (+2,55 ps/nm) et numérique (+25 ps/nm) pour une compression identique prouve que le chirp calculé numériquement en sortie du laser à blocage de modes n'est pas correct. Cet écart peut principalement être justifié par le facteur

de Henry inconnu du SOA que nous avons fixé à 4 pour notre modélisation. La modélisation fournit néanmoins une bonne compréhension des phénomènes mis en jeu dans le COEO.

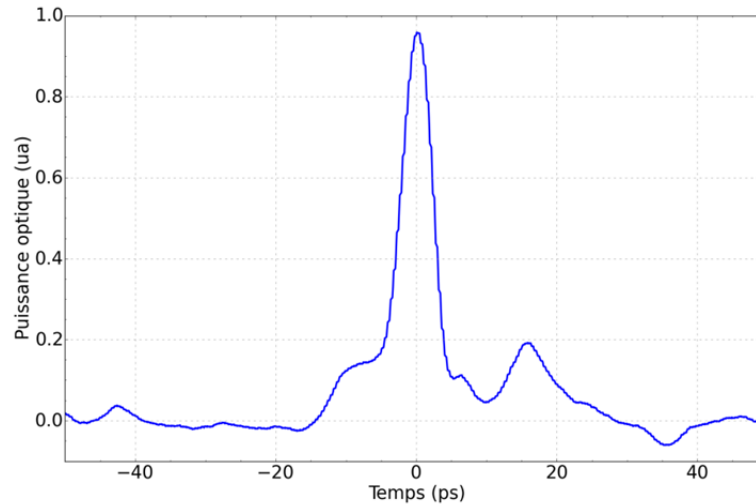


Figure 59 : Profil temporel d'une impulsion en sortie d'un COEO avec 100 m de fibre DCF et 400 m de fibre SMF intracavité après propagation dans une fibre SMF de 150 m

D'autre part, la Figure 58 montre bien que la réduction du chirp et la compression de l'impulsion entraînent une augmentation de la puissance des harmoniques. Si la photodétection avait lieu directement en sortie du laser à blocage de modes, la puissance RF générée en sortie de photodiode serait de 4,8 dBm tandis que la compression permet d'augmenter cette puissance jusqu'à 7,9 dBm. Ces valeurs de puissance sont toutefois trop élevées car la modélisation de la photodétection ne prend pas en compte la saturation de la photodiode. En pratique, la photodiode sature pour des puissances plus faibles. Mais l'augmentation de la puissance RF avec la compression ne serait pas négligeable dans le cas d'une photodiode de forte puissance de saturation.

III.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, la modélisation d'un laser à blocage de modes a été présentée. L'objectif de cette modélisation est de comprendre l'impact des différents paramètres physiques de la cavité optique sur le train d'impulsions en sortie. En effet, les caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions agissent sur le comportement du COEO et notamment sur son bruit de phase. La cavité optique modélisée est similaire à la cavité optique expérimentale du COEO. L'ensemble des composants passifs a été modélisé par leur fonction de transfert respective et les paramètres d'entrée ont été fixés pour correspondre au dispositif expérimental. Les paramètres statiques du SOA ont été mesurés expérimentalement puis vérifiés numériquement. La modélisation de l'amplification optique et de la propagation dans les fibres, constitue le point clé de l'étude puisqu'elle met en jeu la dynamique du système. Une méthode itérative a été employée pour l'amplification dans le SOA afin de prendre en compte la saturation du gain dans le composant ainsi que la SPM qu'elle entraîne. La propagation des fibres est modélisée par une méthode de Split Step (RK4IP) où les phénomènes de dispersion et de SPM dans les fibres sont dissociés et traités séparément dans le domaine temporel ou fréquentiel. Une première configuration de cavité optique dont le retard fibré était de 400 m de fibre SMF a été adoptée et un train d'impulsions stabilisé a été obtenu. Les largeurs à mi-hauteur temporelle des impulsions ainsi que les spectres optiques simulés sont en adéquation avec les mesures expérimentales.

Ensuite, la stabilité du laser a été étudiée en fonction de la dispersion chromatique totale sur un tour de cavité apportée par les fibres. Une fibre DCF de dispersion chromatique fortement négative a été ajoutée au dispositif pour corriger la dispersion positive de la fibre SMF. L'instabilité du système a été observée pour des dispersions proches de zéro. La combinaison de la saturation du SOA, qui entraîne un décalage temporel des impulsions, avec le filtrage temporel du MZM ne permet pas l'obtention d'un train d'impulsions stabilisé. Plusieurs régimes de dispersion ont été étudiés et selon la dispersion chromatique totale sur un tour de cavité, un chirp fréquentiel sur la durée de l'impulsion a été observé. Dans le cas de dispersion négative, notamment faible, le chirp est linéaire et le spectre optique s'élargit. Ceci est principalement causé par le chirp non linéaire introduit par la SPM dans le SOA qui, compensé par la dispersion globalement négative de la DCF, distord l'impulsion et crée un front montant abrupt ce qui augmente par la suite l'élargissement spectral dû à la SPM dans le SOA. Des mesures expérimentales d'élargissement d'impulsions optiques au travers d'une propagation dans des fibres dispersives ont été menées afin de calculer le chirp des impulsions, dans l'hypothèse d'un chirp linéaire. L'absence de corrélation dans les résultats, infirme l'hypothèse d'un chirp linéaire.

Enfin, la propagation dans la seconde fibre à l'extérieur de la cavité a été simulée. Cette fibre est essentielle dans le comportement du COEO pour le filtrage par effet Vernier des

modes parasites au travers du retard qu'elle engendre. Cependant, ses propriétés dispersives peuvent être choisies à la discrétion de l'expérimentateur. La modélisation de la photodétection du signal après propagation dans cette fibre a permis de mettre en relief que la compression des impulsions en sortie du laser à blocage de modes augmente la puissance RF générée en sortie de photodiode. De plus, le profil temporel des impulsions en sortie du COEO présentant les meilleures performances a été mesuré. Ces profils correspondent au cas de compression maximale des impulsions en sortie d'un laser à blocage de modes dont la cavité optique est identique. L'ensemble de ces résultats permet de valider la démarche numérique de simulation du laser à blocage de modes. En effet, cette modélisation permet d'appréhender une majorité des phénomènes physiques qui régissent le comportement dynamique d'un laser à blocage de modes, constituant essentiel du COEO. La confrontation des résultats numériques à de plus amples mesures expérimentales peut même amener à l'utilisation de ce modèle pour le dimensionnement du COEO.

III.5 Références

- [1] X. S. Yao and L. Maleki, “Dual microwave and optical oscillator,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 24, pp. 1867–1869, 1997.
- [2] A. B. Matsko, D. Eliyahu, and L. Maleki, “Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator II: phase noise.”
- [3] A. Mecozzi and J. Mørk, “Saturation induced by picosecond pulses in semiconductor optical amplifiers,” *JOSA B*, vol. 14, no. 4, pp. 761–770, 1997.
- [4] G. Toptchiyski, S. Kindt, K. Petermann, E. Hilliger, S. Diez, and H. G. Weber, “Time-domain modeling of semiconductor optical amplifiers for OTDM applications,” *J. Light. Technol.*, vol. 17, no. 12, p. 2577, 1999.
- [5] N. K. Das, Y. Yamayoshi, and H. Kawaguchi, “Analysis of basic four-wave mixing characteristics in a semiconductor optical amplifier by the finite-difference beam propagation method,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 36, no. 10, pp. 1184–1192, 2000.
- [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.
- [7] H. A. Haus, “Theory of mode locking with a fast saturable absorber,” *J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 7, pp. 3049–3058, 1975.
- [8] F. X. Kärtner, D. Kopf, and U. Keller, “Solitary-pulse stabilization and shortening in actively mode-locked lasers,” *JOSA B*, vol. 12, no. 3, pp. 486–496, 1995.
- [9] K. E. Zoiros, T. Houbavlis, and M. Moysidis, “Complete theoretical analysis of actively mode-locked fiber ring laser with external optical modulation of a semiconductor optical amplifier,” *Opt. Commun.*, vol. 254, no. 4–6, pp. 310–329, Oct. 2005.
- [10] N. G. Usechak and G. P. Agrawal, “Rate-equation approach for frequency-modulation mode locking using the moment method,” *JOSA B*, vol. 22, no. 12, pp. 2570–2580, 2005.
- [11] A. B. Matsko, D. Eliyahu, P. Koonath, and L. Maleki, “Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator I: expectation values,” *JOSA B*, vol. 26, no. 5, pp. 1023–1031, 2009.
- [12] G. P. Agrawal, “chapitre 1,” in *Nonlinear fiber optics*, Academic press, 2007.
- [13] A. Fernandez, “Étude théorique et expérimentale des impulsions optiques générées par un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) en blocage de modes.” Université de Bretagne occidentale-Brest, 2009.
- [14] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, “Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,” *Quantum Electron. IEEE J. Of*, vol. 25, no. 11, pp. 2297–2306, 1989.
- [15] A. Siegman, “chapitre 10,” in *Lasers*, University Science Books, 1986.
- [16] J. W. Chi, L. Chao, and M. K. Rao, “Time-domain large-signal investigation on nonlinear interactions between an optical pulse and semiconductor waveguides,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 10, pp. 1329–1336, 2001.
- [17] G. P. Agrawal, “Chapitre 6,” in *Fiber-Optic Communication Systems*, 3ème édition., Academic Press, 2001.
- [18] D. Kuizenga and A. Siegman, “FM and AM mode locking of the homogeneous laser- Part I: Theory,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 11, pp. 694–708, 1970.

Chapitre IV Vers la génération en gamme millimétrique

IV.1 Introduction

La génération en gamme millimétrique connaît un intérêt croissant avec le développement des télécommunications et la saturation de la bande centimétrique. La montée à très haute fréquence des systèmes jusqu'à la gamme THz revêt beaucoup d'attrait pour les applications spectroscopiques notamment. Alors que la multiplication de fréquence à partir de certaines sources très stables basse fréquence, comme le quartz, est encore pertinente en bande centimétrique, les très hauts facteurs de multiplication nécessaires pour atteindre les 100 GHz et au-delà invalident cette technique. De même, une génération directe à ces fréquences à partir de résonateurs diélectriques n'est pas envisageable étant donné les faibles dimensions du résonateur, le couplage qui devient alors très difficile et enfin le facteur qualité qui se dégrade. La génération hyperfréquence par l'optique constitue ainsi une technique efficace pour relever ce défi. Plusieurs approches sont possibles pour la génération millimétrique. D'une part, le verrouillage de deux lasers sur deux dents d'un peigne de fréquence stabilisé (actif ou passif) peut être utilisé pour atteindre des fréquences de plusieurs centaines de GHz, voire jusqu'au THz [1]. La stabilité du battement RF est alors celle du peigne de fréquence qui est souvent généré à partir d'une cavité Fabry Péroth à très haute finesse dont la dilatation thermique est contrôlée. Une cavité Fabry Péroth a également été utilisée pour remplacer le filtre optique dans un oscillateur optoélectronique afin de générer une fréquence millimétrique [2]. D'autre part, il est également possible de générer les fréquences millimétriques directement à partir d'un peigne de fréquence très large. Dans le cas d'un peigne obtenu par un laser à blocage de modes, tous les modes sont en phases et les contributions de chacune des raies espacées de N fois l'ISL s'ajoutent lors de la détection par la photodiode. Cette approche peut être mise en place avec le COEO. La bande passante du peigne généré par un COEO est limitée par le filtre optique utilisé ou bien par l'accord de phase entre les modes très éloignés. Toutefois, quelques nanomètres d'étalement spectral suffisent pour générer des fréquences millimétriques [3]. Une multiplication de fréquence à partir de la fréquence de fonctionnement du laser à blocage de modes ou du COEO constitue donc un très bon générateur de signal en bande millimétrique.

Dans ce chapitre, différentes méthodes pour accomplir la montée en fréquence des dispositifs préalablement présentés seront étudiées. Tout d'abord, la multiplication de fréquence à partir d'un laser à blocage de modes à 10 GHz est présentée. Ensuite, un COEO dont la fréquence de fonctionnement est de 30 GHz a été réalisé. A partir de ce COEO, la génération du troisième harmonique à 90 GHz est optimisée afin de maximiser la puissance RF en sortie tout en conservant un bruit de phase minimal.

IV.2 Multiplication de fréquence à partir d'un laser à blocage de modes

La multiplication de fréquence à partir de liaisons optoélectroniques simples a fait l'objet de plusieurs études. Dans ces études, la non linéarité d'un modulateur de type Mach Zehnder est utilisée afin de générer un peigne de fréquences optiques dont le battement des différentes raies entre elles engendre plusieurs harmoniques RF, multiples entiers de la fréquence fondamentale [4], [5]. Cependant, le simple passage dans un modulateur ne permet pas la génération d'un peigne de fréquences optiques large et l'ordre de multiplication est limité. La génération harmonique à partir des non-linéarités d'un modulateur MZM et d'un amplificateur optique a aussi été étudiée [6]. L'insertion du modulateur dans une cavité résonante forme un laser à blocage de modes permet la formation d'un peigne étendu après plusieurs passages dans le modulateur.

Le laser à blocage de modes a beaucoup été étudié afin de générer des signaux très haute fréquence. Les résonateurs optiques peuvent être de faibles dimensions et posséder peu de pertes ce qui a permis l'obtention de train d'impulsions à des fréquences très importantes. Afin d'augmenter encore le taux de répétition et donc la fréquence de fonctionnement, le fonctionnement sur un harmonique du mode fondamental a été proposé [7], [8]. La fréquence de fonctionnement du laser est donc soit limitée par la bande passante du modulateur soit par la source de fréquence. Pour atteindre des fréquences encore plus importantes, il est également possible d'utiliser un blocage de mode harmonique rationnel. En effet, lorsque la fréquence appliquée au modulateur correspond à la fréquence fondamentale f_0 de la cavité plus un petit décalage fréquentiel de $\frac{1}{N} f_0$, avec N un entier, la fréquence de répétition des impulsions est alors multipliée par N . Des trains d'impulsions de plusieurs centaines de GHz ont été obtenus à partir de cette méthode [9]. Cependant, le train d'impulsions en sortie n'est pas uniforme et présente une forte gigue temporelle, ce qui se traduit par un bruit de phase important.

Dans le but de générer des signaux à haute pureté spectrale et à haute fréquence, la multiplication de fréquence à partir d'un laser à blocage de modes harmonique semble préférable. Nous avons étudié un laser à blocage de modes à 10 GHz dont la cavité est constituée d'un SOA, d'un modulateur Mach Zehnder (MZM) et d'un filtre optique de 3 nm de bande passante. Un coupleur optique 3 dB permet de prélever le signal pour la photodétection. La puissance RF générée en sortie de photodiode est mesurée à partir d'un analyseur de spectre électrique Agilent E4448A. Le synthétiseur de fréquence utilisé était un Anritsu MG3694A. L'ensemble du dispositif expérimental est illustré sur la Figure 60.

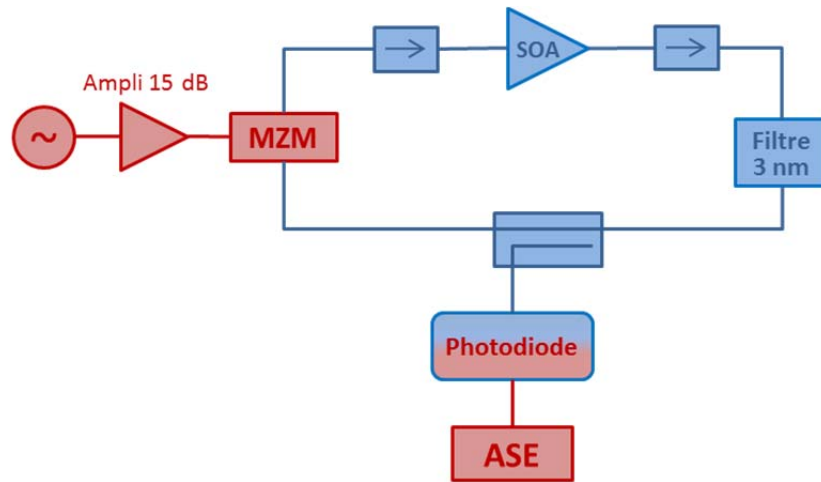


Figure 60 : Dispositif expérimental pour la mesure de la puissance générée sur les différents harmoniques d'un laser à blocage de modes à 10 GHz

Tout d'abord, le seuil de puissance à partir duquel le verrouillage des modes a lieu a été mesuré. Ensuite, la puissance sur chaque harmonique a été mesurée en fonction du point de polarisation du modulateur. Les puissances obtenues pour le mode fondamental et les quatre harmoniques en fonction de la puissance injectée au MZM sont reportées sur la Figure 61. Deux polarisations du MZM ont été étudiées. Dans le premier cas (figure du haut), le MZM est polarisé proche du point $V_{\pi/2}$ et la puissance seuil de déclenchement du laser à blocage de modes est de 10 dBm environ. Pour une polarisation à $V_{\pi/2}$, bien que la fonction de transfert du modulateur soit impaire lorsque le modulateur ne sature pas, un peigne de fréquence est généré dans la cavité et les harmoniques pairs sont générés par de multiples passages de ce peigne dans la cavité. Les puissances obtenues en sortie de cavité pour ces harmoniques varient de -24 dBm à 50 GHz jusqu'à -12 dBm à 20 GHz. Lorsque le MZM est polarisé proche du point V_{π} , les pertes optiques sont beaucoup plus importantes. Le laser à blocage de modes est alors obtenu pour une puissance seuil plus grande, proche de 20 dBm. La génération d'harmonique est cette fois bien différente. La fonction de transfert du modulateur étant paire, les harmoniques pairs sont favorisés et les puissances générées à 20 GHz et 40 GHz sont supérieures à celles des modes impairs, y compris celle du mode fondamental. Une augmentation de la puissance en sortie de 5 dB et 3 dB ont été obtenues respectivement à 20 GHz et à 40 GHz pour une puissance injectée de 25 dBm. Les harmoniques impairs sont quant à eux très atténués.

La multiplication de fréquence à partir d'un laser à blocage de modes présente plusieurs avantages. Tout d'abord, cette méthode permet d'augmenter la bande passante du modulateur et n'est limitée que par la bande passante de la photodiode. De plus, en fonction du point de polarisation du MZM, il est possible de favoriser les harmoniques pairs ou impairs au détriment des autres. Enfin, le caractère résonant du laser à modes verrouillés permet

d'augmenter la fréquence maximale et la puissance RF des harmoniques que l'on peut générer, comparé à une multiplication de fréquence à partir d'une liaison optoélectronique simple.

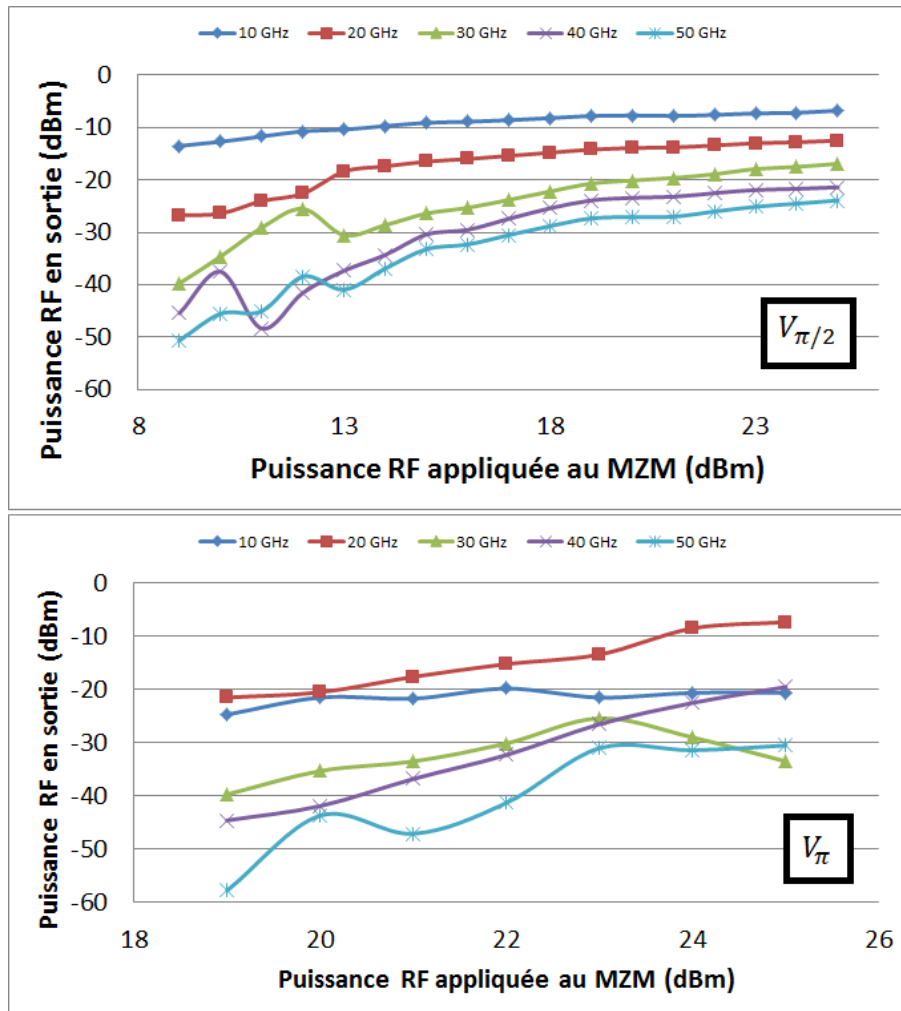


Figure 61 : Puissance RF en sortie du mode fondamental et des différents harmoniques en fonction de la puissance RF injectée au MZM pour deux polarisations du MZM : $V_{\pi/2}$ (en haut) et proche de V_{π} (en bas)

A titre de comparaison, le Tableau 6 recense les différentes puissances RF obtenues sur les harmoniques impairs pour l'étude menée en 2011 [4] et cette étude. La puissance injectée au niveau du modulateur, polarisé à $V_{\pi/2}$, est de 23 dBm. Une amélioration de la puissance RF de 17 dB et 34 dB est obtenue respectivement à 30 GHz et 50 GHz.

Tableau 6 : Puissances RF mesurées à 30 GHz et 50 GHz pour une multiplication de fréquence d'un signal à 10 GHz

	30 GHz	50 GHz
Etude MOTL 2011 [4]	-35 dBm	-60 dBm
Multiplication par MLL (ce travail)	-18 dBm	-26 dBm

IV.3 COEO à 30 GHz

Un COEO fonctionnel à 10 GHz a été réalisé et présenté dans le chapitre 2. Cependant, à 10 GHz, le spectre optique généré n'est pas suffisamment large pour la génération très haute fréquence à très haute pureté spectrale, notamment en bande millimétrique. Il est donc nécessaire d'augmenter la fréquence de fonctionnement du COEO pour atteindre cette bande de fréquence. De plus, les performances du COEO ne doivent pas se dégrader avec la montée en fréquence du dispositif. En effet, le système repose sur la résonance d'une cavité optique fibrée ainsi que sur le retard équivalent de l'oscillateur optoélectronique, majoritairement engendré par la bobine de fibre avant la photodiode. Seul le facteur qualité du filtre RF à base de résonateur diélectrique diminue avec la fréquence. Un COEO à 30 GHz a ainsi été réalisé afin d'obtenir un spectre optique plus étendu, en vue de générer un signal à 90 GHz présentant à la fin une puissance élevée et une haute pureté spectrale.

IV.3.a Topologie du COEO

Pour réaliser le COEO à 30 GHz, l'ensemble de la rétroaction électronique située entre le modulateur et la photodiode a dû être transposée en bande Ka. La montée en fréquence du COEO représente un coût matériel important, justifiant le choix de la génération d'harmoniques pour atteindre la gamme millimétrique. La topologie du COEO à 30 GHz réalisé est illustrée sur la Figure 62. Les composants optiques sont identiques au COEO à 10 GHz, le retard optique étant engendré par 300 m de fibres. Le modulateur Mach Zehnder a été remplacé par un modulateur Photline MXAN-LN-40 de 40 GHz de bande passante et la photodiode est une photodiode u²T de 75 GHz de bande passante. La chaîne d'amplification RF a été substituée par un seul amplificateur RF Spacek Labs de 32 dB de gain petit signal et 21 dBm de puissance de saturation à 1 dB de compression. Le filtre RF est réalisé par un couplage dans un résonateur céramique dont la fréquence de résonance est de 30 GHz. Le filtre réalisé au laboratoire présente un facteur de qualité de 400 pour 6 dB de pertes.

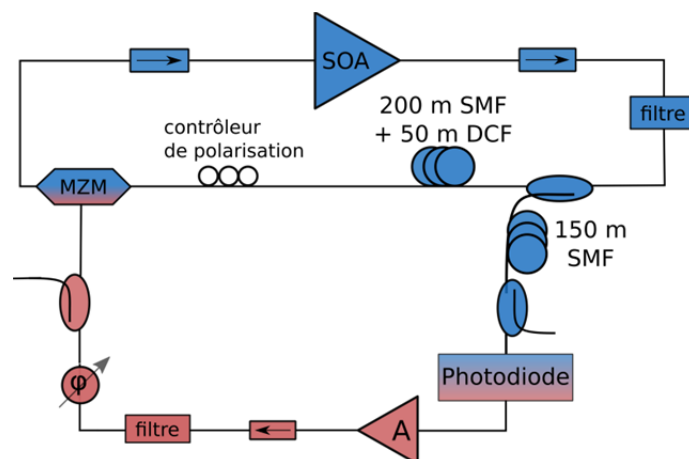


Figure 62 : Topologie du COEO réalisé à 30 GHz

IV.3.b Mesures expérimentales

Le spectre optique du COEO à 30 GHz a été observé sur un analyseur de spectre optique JDSU et le signal RF a été caractérisé par un analyseur de spectre électrique Agilent E4044. Le peigne de fréquence optique ainsi que le signal à 30 GHz sont reportés sur les Figure 63 et Figure 64.

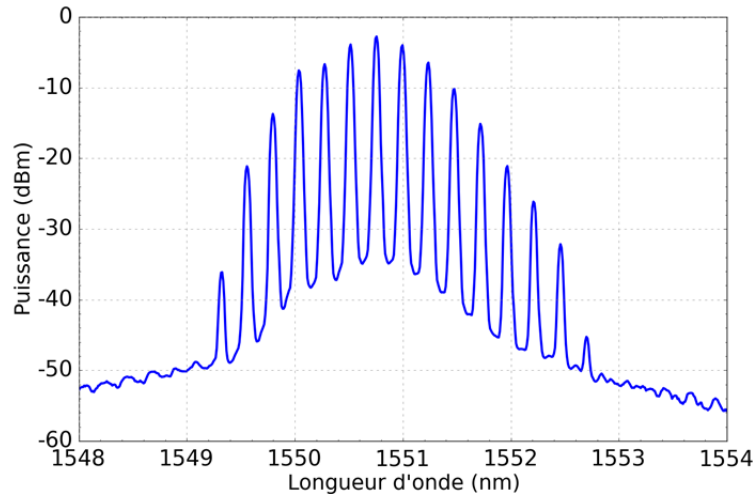


Figure 63 : Spectre optique du COEO à 30 GHz réalisé

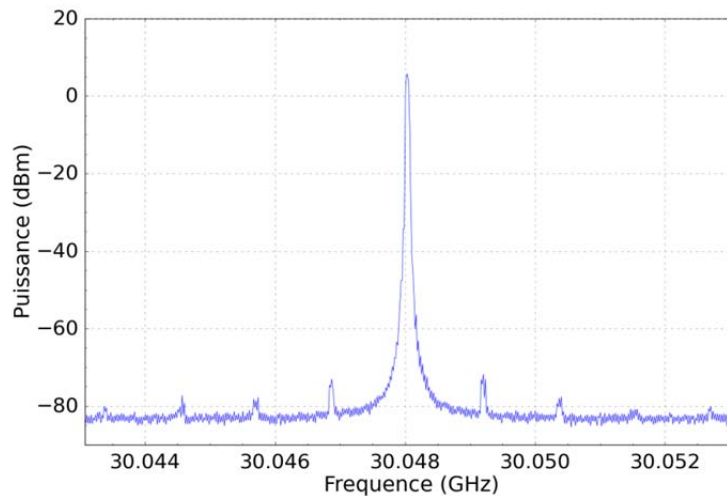


Figure 64 : Signal RF à 30 GHz en sortie du COEO

Contrairement au spectre optique du COEO à 10 GHz, le peigne de fréquence de la Figure 63 est symétrique et moins apodisé. Alors que le spectre à 10 GHz présentait seulement deux raies très intenses, le spectre se caractérise par une uniformité en puissance de chacune des raies qui le composent. L'asymétrie observée à 10 GHz et imposée par le SOA ne s'imprime pas à 30 GHz. Une hypothèse possible est que le taux de répétition du train d'impulsion étant trois fois plus grand que dans le COEO à 10 GHz, les impulsions optiques sont moins énergétiques et la saturation du SOA ainsi que les non linéarités sont moins importantes. Ainsi, le signal à 30 GHz est issu du battement de chaque raie, deux à deux et espacées de 30 GHz. De même, la génération d'harmonique est améliorée par l'homogénéité du peigne. L'impact de

ce phénomène sera étudié dans la suite en fonction de la polarisation DC du modulateur. Par ailleurs, la Figure 64 montre une très forte réjection des modes parasites. Une réjection supérieure à 75 dB est obtenue pour les premiers modes latéraux. Bien que le filtre RF possède un facteur de qualité moins important, aucun « saut de modes » n'est observé.

La mesure du bruit de phase du système est identique au COEO à 10 GHz, le signal étant prélevé optiquement en sortie du laser à blocage de modes et converti électriquement par une photodiode u²T identique à celle utilisée dans le dispositif expérimental. Toutefois, la fréquence maximale admissible par les mélangeurs du convertisseur de fréquence E5053 est de 26 GHz. Il est alors nécessaire de réaliser cette conversion par deux mélangeurs externes identiques pour effectuer la corrélation. Les mélangeurs utilisés sont des mélangeurs harmoniques fonctionnant sur une bande de fréquence allant de 26 GHz à 40 GHz. Les oscillateurs locaux utilisés sont ceux intégrés dans le convertisseur de fréquence E5053. La mesure du bruit de phase s'effectue toujours à l'aide de l'analyseur Agilent E5052. D'un point de vue expérimental, une amplification de 20 dB est nécessaire après photodétection pour améliorer le rapport signal à bruit et dépasser le seuil de détection de l'appareil. Le bruit de phase du COEO à 30 GHz est reporté sur la Figure 65. Les deux bruits de phase mesurés à 10 GHz et 30 GHz sont présentés sur la Figure 66. Un niveau de bruit de phase de -125 dB_c/Hz à 10 kHz de la porteuse est obtenu pour le COEO à 30 GHz. Ce niveau de bruit de phase est 7 dB supérieur au bruit de phase du COEO à 10 GHz. Cette différence peut s'expliquer par un bruit de phase résiduel de l'amplificateur RF à 30 GHz qui est probablement plus important que celui des amplificateurs utilisés à 10 GHz. En l'absence de sources présentant un faible bruit de phase et d'amplitude à cette fréquence, le bruit de phase résiduel des amplificateurs n'a pu être mesuré à 30 GHz (un banc spécifique est en cours de montage). Une autre hypothèse possible est la conversion amplitude phase au niveau de la photodiode. En effet, la puissance optique optimale permettant de minimiser la conversion amplitude phase pour la photodiode dépend de la fréquence RF du signal. Cependant, la caractérisation à 30 GHz de l'évolution de la phase en fonction de la puissance optique n'a pu être réalisée en raison d'une trop forte sensibilité de mesure. Par ailleurs, pour une fréquence de modulation comprise entre 50 kHz et 1 MHz, les mesures restent très bruitées malgré l'utilisation de la corrélation (moyennage sur 100 spectres). Le bruit de phase est limité ici par le banc de mesure et plus particulièrement par la dégradation du rapport signal à bruit causée par l'utilisation des mélangeurs externes. A 10 GHz et 30 GHz, le bruit de phase proche de la porteuse est limité par les vibrations du système et par les fluctuations thermiques de la fibre optique. Pour remédier à ce problème, le COEO sera intégré dans un boîtier à l'intérieur duquel la température des fibres sera contrôlée. Enfin, le plancher de bruit reste encore limité par le rapport signal à bruit au niveau de la photodiode. En effet, une très faible puissance optique est prélevée au système pour la mesure de bruit de phase. Le courant sur la photodiode servant à la mesure est de l'ordre de 1 mA.

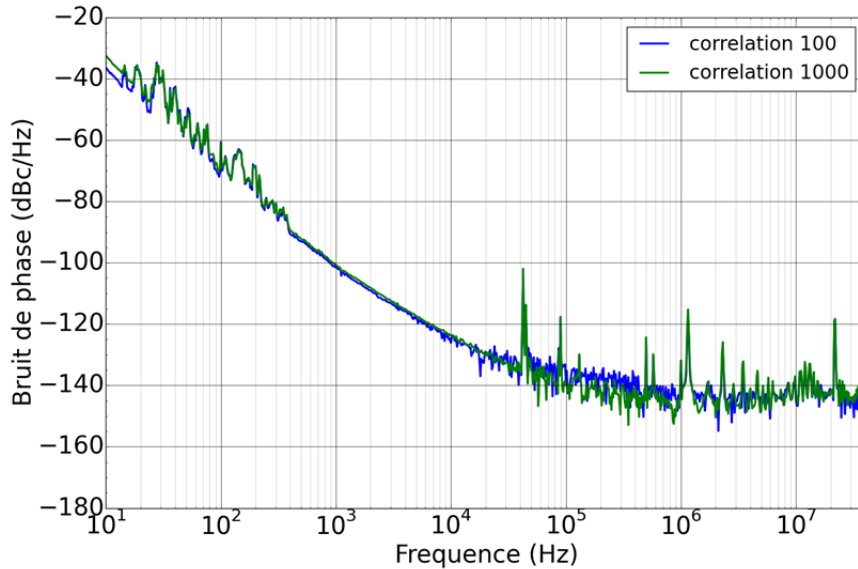


Figure 65 : Bruit de phase du COEO mesuré à 30 GHz pour un facteur de corrélation de 100 et 1000

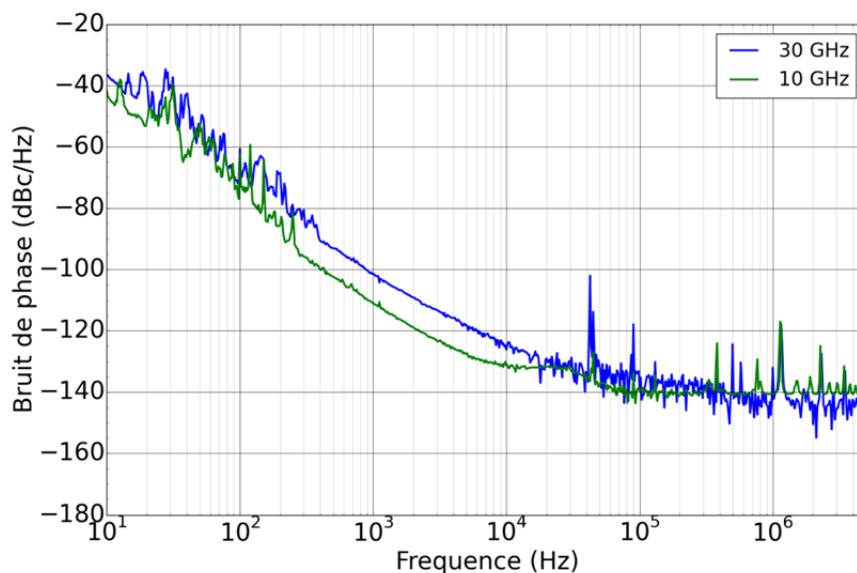


Figure 66 : Bruit de phase des deux COEO réalisés à 10 GHz et 30 GHz pour un facteur de corrélation de 100

En conclusion, le COEO à 30 GHz présente une haute pureté spectrale, similaire au COEO à 10 GHz. Le bruit de phase est toutefois dégradé de 7 dB à 10 kHz de la porteuse mais cette différence reste inférieure au bruit ajouté par une multiplication de fréquence par 3 (9,5 dB). Cela confirme l'intérêt de la montée en fréquence de ce type de dispositif, profitant des facteurs de qualité importants apportés par l'optique. L'oscillateur optoélectronique limite la montée à plus haute fréquence du COEO de par le coût et les performances du matériel dans la gamme millimétrique. La génération en bande millimétrique peut être atteinte dans ce cas par la génération d'harmoniques à partir du signal en sortie du COEO. L'homogénéité du peigne et sa largeur spectrale doit permettre de générer des signaux au-delà de 100 GHz tout en conservant une très haute pureté spectrale.

IV.4 Génération harmonique à 90 GHz

La génération harmonique à partir du COEO est similaire à la génération harmonique à partir du laser à blocage de modes. Le signal est issu du battement des raies du peigne optique toutes espacées de N fois la fréquence de fonctionnement du COEO, N étant un entier. La distribution de phase et d'intensité à l'intérieur du spectre optique conditionne alors la puissance RF générée sur chacun des harmoniques. Nous avons vu que la polarisation DC du modulateur pouvait modifier fortement la répartition de puissance sur les harmoniques pairs ou impairs. Le COEO étant un système couplé, il est plus difficile d'anticiper l'impact de la polarisation DC du MZM sur le comportement du système. Nous allons donc étudier l'impact de cette polarisation sur la puissance générée du troisième harmonique du COEO à 30 GHz. L'importance de la compression des impulsions avant la photodiode est également mise en relief. Le bruit de phase du signal à 90 GHz sera également caractérisé.

IV.4.a Montage expérimental

Le montage expérimental pour le COEO et la caractérisation du signal à 90 GHz est illustré sur la Figure 67. La génération harmonique s'effectue au niveau de la photodiode. Afin de maximiser la puissance à 90 GHz, cette génération doit avoir lieu au niveau de la photodiode de l'oscillateur optoélectronique. La photodiode utilisée possède une bande passante à -3 dB de 75 GHz mais le signal n'est pas beaucoup atténué à 90 GHz. Nous avons donc conservé la même photodiode à laquelle nous avons adjoint un adaptateur V-W. Cependant, le COEO fonctionne à 30 GHz et l'amplificateur possède une bande passante de quelques GHz autour de 30 GHz. Il est alors nécessaire d'insérer un duplexeur fréquentiel pour séparer le signal à 30 GHz permettant l'oscillation et le signal utile à 90 GHz. De plus, en l'absence d'analyseur de spectre électrique dont la bande passante est supérieure à 90 GHz, la caractérisation électrique du signal a été effectuée à partir d'un mélangeur 75 GHz-110 GHz Agilent combiné à l'analyseur de spectre électrique E4044. Les pertes du mélangeur ont été déduites des mesures pour obtenir la puissance du signal à 90 GHz.

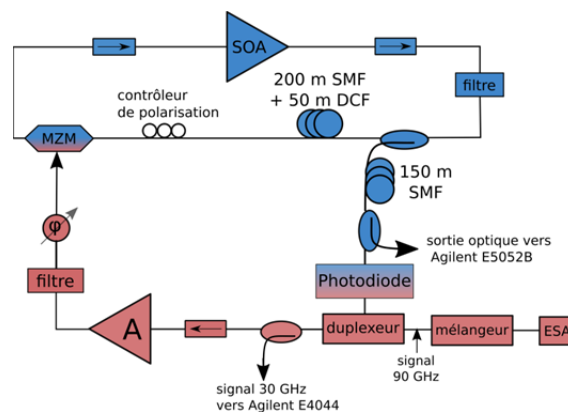


Figure 67 : Montage expérimental du COEO et de la caractérisation électrique à 90 GHz

IV.4.b Etude de la polarisation DC du MZM

La génération du peigne de fréquence dans un laser à blocage de modes est étroitement liée à l'état de polarisation du modulateur. En effet, d'une première raie laser se crée un trident qui sera lui-même modulé à nouveau jusqu'à l'obtention d'un peigne de fréquence. Nous avons vu que la polarisation du MZM proche du point V_{π} pouvait favoriser les harmoniques pairs. Cependant, dans un COEO, le mode fondamental n'est pas issu d'une source de fréquence mais de l'oscillateur optoélectronique. Il faut donc conserver une puissance suffisante sur le mode fondamental pour osciller. De plus, le profil d'intensité et de phase du spectre optique dépend aussi des paramètres dispersifs de la cavité. Pour étudier l'impact du spectre optique en fonction de la polarisation DC du MZM, une acquisition de plusieurs spectres pour différentes tensions de polarisation du MZM a été effectuée. La fonction de transfert du modulateur est illustrée sur la Figure 68.

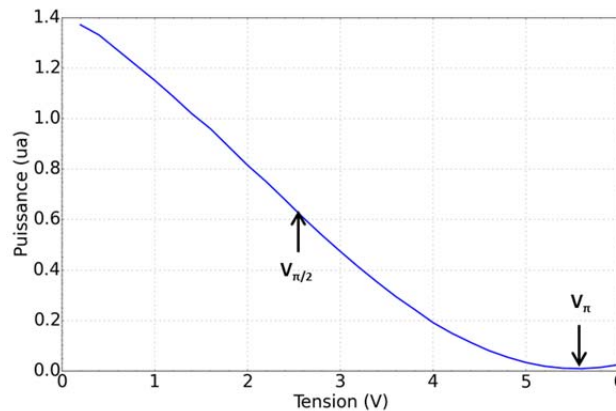


Figure 68 : Fonction de transfert du modulateur

Les spectres optiques ont été relevés pour quatre tensions de polarisation : 2,5 V, 3,7 V, 4,5 V et 4,8 V. Au-delà de 5,5 V les pertes optiques du modulateur deviennent trop importantes et la condition d'oscillation n'est plus vérifiée. Les spectres optiques sont reportés sur la Figure 69. Polarisé proche du point $V_{\pi/2}$, le modulateur possède un comportement linéaire et une forte réjection du bruit est obtenue entre les différents modes. Lorsque la polarisation se rapproche de la tension demi-onde V_{π} , à 4,5 V, la réjection du bruit entre les modes est très faible. Le spectre optique semble être constitué de deux spectres superposés décalés spectralement de 15 GHz environ. Le battement des différents modes entre eux n'est pas optimal, et les modes ne sont pas parfaitement en phase. Cela se traduit par un bruit de phase plus important sur le signal à 30 GHz. A mesure que l'on se rapproche du point V_{π} , le spectre optique s'élargit et la réjection du bruit entre les modes s'améliore. A 4,8 V, le spectre optique présente plusieurs raies supplémentaires. La génération d'harmoniques s'amplifie alors. Pour le vérifier, nous avons mesuré la puissance RF en sortie du duplexeur à 90 GHz ainsi que la puissance RF à 30 GHz. Les mesures expérimentales sont reportées sur la Figure 70.

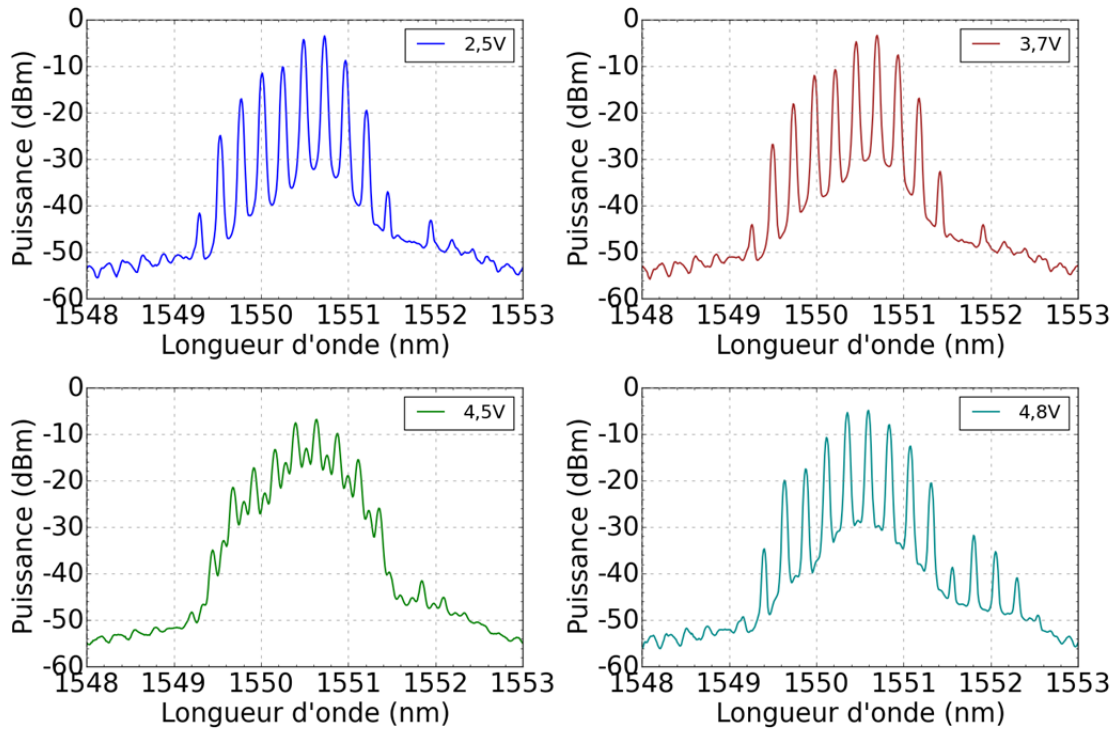


Figure 69 : Spectres optiques du COEO à 30 GHz pour différentes tension de polarisation du MZM

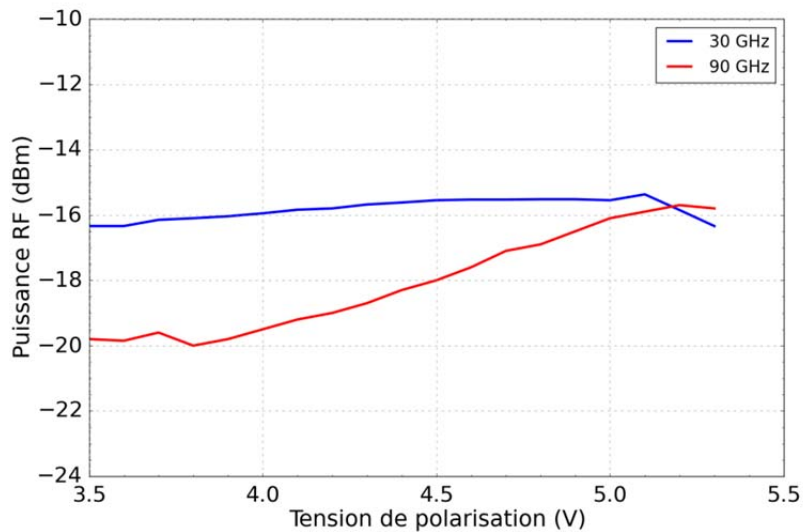


Figure 70 : Puissance RF du mode fondamental à 30 GHz et du troisième harmonique à 90 GHz

On remarque que la puissance du signal à 30 GHz varie très peu en fonction de la polarisation DC du MZM. Bien que les pertes optiques augmentent, l'amplificateur RF compense ces pertes. Ainsi, la puissance RF à 30 GHz reste proche de -16 dBm malgré la décroissance du courant de 13,5 mA à 9,3 mA. L'efficacité de conversion optoélectronique est alors améliorée en se rapprochant du point V_{π} . Au contraire, la puissance RF générée sur le troisième harmonique dépend fortement de l'état de polarisation du MZM. A mesure que l'on se rapproche du point V_{π} , la puissance RF augmente de 5 dB pour atteindre $-15,8$ dBm. Pour

comprendre ce phénomène, il faut considérer l'augmentation du gain du SOA et son impact sur le signal RF porté par l'optique (1 dB de gain optique conduisant à 2 dB de gain RF). Lorsque le MZM est proche de V_{π} , les pertes optiques augmentent. Le gain du SOA augmente alors pour compenser les pertes supplémentaires, augmentant ainsi le gain de la liaison modulateur, SOA, photodiode.

IV.4.c Compression d'impulsions pour la génération harmonique

Nous avons vu au chapitre précédent que la puissance RF sur les diverses harmoniques était étroitement liée au profil temporel de l'impulsion optique et notamment au chirp de l'impulsion. Comme le montre la Figure 58, une amélioration de 12 dB a été obtenue sur le second harmonique en compressant l'impulsion avant la photodiode. L'augmentation de la puissance RF est d'ailleurs plus marquée pour les harmoniques supérieures que pour le mode fondamental où une amélioration de 2 dB seulement est observée. Il est donc crucial de maîtriser la dispersion intracavité pour obtenir des impulsions en sortie dont le chirp est linéaire. En effet, si le chirp de l'impulsion est linéaire, sa propagation dans une fibre dont la dispersion s'oppose au chirp entraîne la compression de celle-ci. Il est donc essentiel de bien maîtriser à la fois la longueur de la fibre située avant la photodiode (pour le filtrage par effet Vernier) et la dispersion chromatique de celle-ci (pour la compression de l'impulsion) pour optimiser la génération d'un harmonique spécifique.

IV.4.d Bruit de phase du système

Nous avons vu que la polarisation du MZM proche de sa tension demi-onde permet une augmentation de la puissance RF générée sur le troisième harmonique. Le signal millimétrique généré doit toutefois présenter un bruit de phase minimal. Pour caractériser le bruit de phase du signal à 90 GHz, nous avons remplacé les mélangeurs externes 26 GHz-40 GHz par des mélangeurs externes de bande passante 75 GHz-110 GHz. Le signal est toujours prélevé optiquement et détecté par la photodiode u²T identique à celle du COEO. Les mélangeurs présentent des pertes de 46 dB à 90 GHz. Il est donc nécessaire d'amplifier le signal en sortie de photodiode. Un amplificateur en bande millimétrique de 30 dB de gain petit signal et de 3 dBm de puissance de saturation a été utilisé. Une photographie du montage réalisé est reportée ci-dessous. Il s'agit toujours d'un système dédoublé au niveau des mélangeurs et des sources de conversion de fréquence, pour profiter de la technique de corrélation.

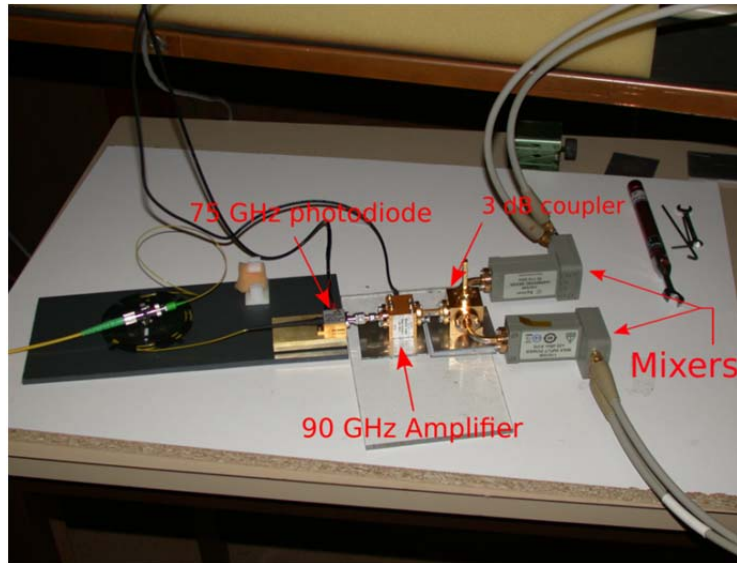


Figure 71 : Photographie du montage expérimental pour la mesure du bruit de phase à 90 GHz par corrélation croisée

Les mesures de bruit de phase à 90 GHz ont été effectuées dans les deux cas extrêmes c'est-à-dire pour une polarisation proche de $V_{\pi/2}$ et proche de V_{π} . Les résultats expérimentaux sont présentés sur la Figure 72 pour un facteur de corrélation de 300. On remarque que le bruit de phase est plus important lorsque le modulateur est proche de V_{π} . Proche de la porteuse, le bruit de phase est augmenté de plus de 5 dB. La dégradation du bruit de phase peut s'expliquer par une moindre compression du SOA. En effet, il a été montré au chapitre 2 que la saturation du SOA entraîne une diminution du bruit de phase [10]. Ainsi, l'augmentation des pertes optiques au niveau du modulateur engendre une dégradation des performances du COEO.

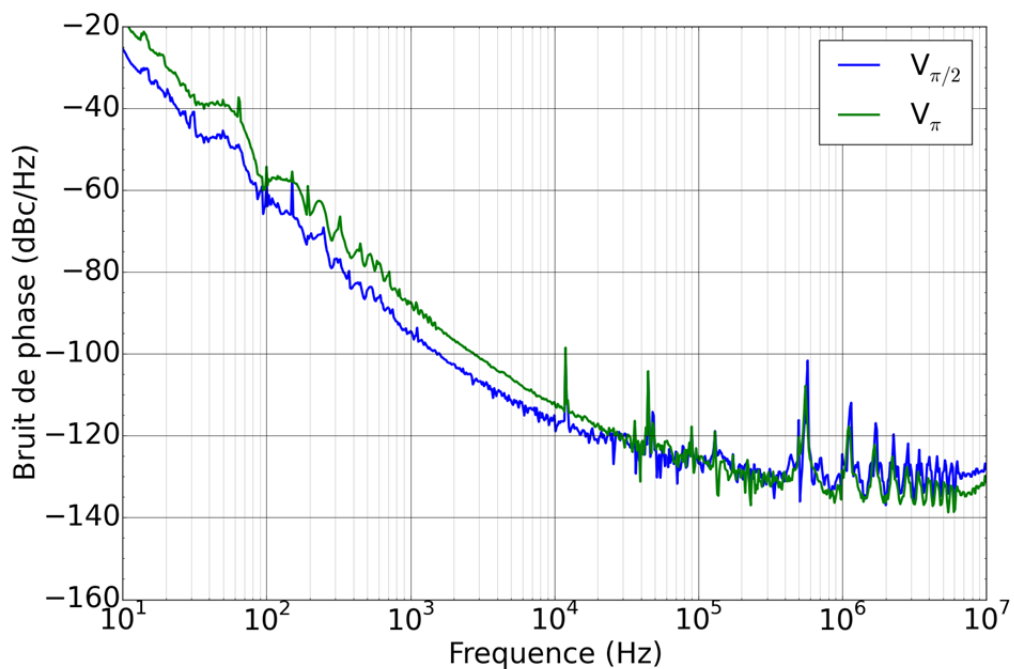


Figure 72 : Bruit de phase à 90 GHz de l'harmonique trois du COEO pour une polarisation DC du MZM proche de $V_{\pi/2}$ et V_{π}

Le bruit de phase du troisième harmonique à 90 GHz est étroitement lié au bruit de phase de la fréquence fondamentale puisqu'il s'agit d'une multiplication de fréquence simple. La Figure 73 présente le bruit de phase de ces deux signaux pour un facteur de corrélation de 100 et une polarisation du MZM proche de $V_{\pi/2}$. Le plancher de bruit de phase des deux signaux est limité par le rapport signal à bruit au niveau de la photodiode. Il est de 15 dB supérieur pour le troisième harmonique. D'autre part, le COEO présente un très faible bruit de phase à 30 GHz atteignant -103 dB_c/Hz à 1 kHz de la porteuse. A 90 GHz, le niveau de bruit de phase est de -95 dB_c/Hz à 1 kHz de la porteuse. Si l'on considère une multiplication de fréquence par 3 parfaite c'est-à-dire sans bruit ajouté, le bruit de phase serait augmenté de 9,5 dB soit très proche des 8 dB mesurés effectivement. Cette différence s'explique par la non simultanée des mesures de bruit de phase, le montage expérimental devant être adapté à la bande de fréquence observée. Ainsi, la génération harmonique à partir du COEO est réalisée sans ajout de bruit et avec une excellente puissance de sortie. Ceci est principalement dû à la grande cohérence au sein du peigne de fréquence optique.

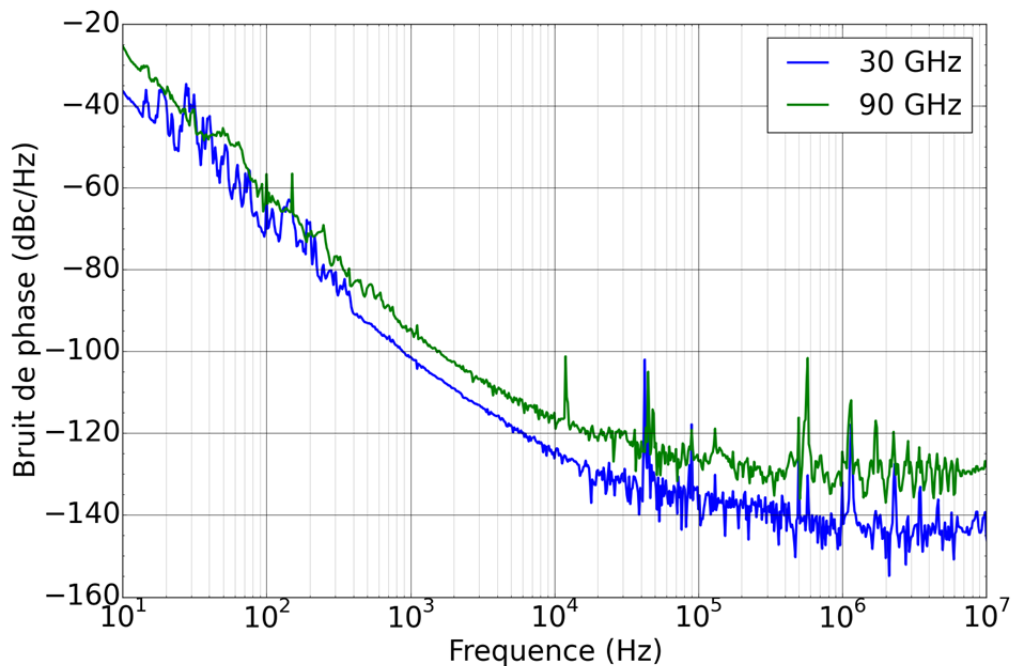


Figure 73 : Bruit de phase à 30 GHz et 90 GHz avec un facteur de corrélation de 100

IV.5 Conclusion

La génération très haute fréquence a été explorée dans ce chapitre. La génération d'harmoniques à partir de dispositifs résonants comme le laser à blocage de modes ou le COEO est une bonne solution pour générer des signaux très haute fréquence à très haute pureté spectrale. En effet, la génération harmonique permet de conserver une fréquence de fonctionnement du système suffisamment basse pour que les composants RF soient disponibles, peu coûteux et performants. La photodiode est le seul élément limitant la fréquence maximale qui peut être générée. Une photodiode de 70 GHz de bande passante mais présentant de faibles pertes à 90 GHz a été utilisée pour générer jusqu'au cinquième harmonique d'un laser à blocage de modes à 10 GHz et au troisième harmonique d'un COEO à 30 GHz. Dans de tels systèmes résonants, la fonction de transfert du modulateur joue un rôle prédominant sur le spectre optique du train d'impulsions en sortie. L'influence de la polarisation DC du MZM sur le spectre optique et la puissance RF générée sur chaque harmonique a été étudiée. Une polarisation proche de V_π favorise la génération des harmoniques pairs dans un laser à blocage de modes. Pour le COEO, le mode fondamental ne peut être atténué et il est difficile de connaître a priori le spectre optique puisqu'il dépend des paramètres dispersifs de la cavité. Néanmoins, il a été mis en évidence qu'une polarisation proche de V_π permet d'augmenter le gain RF de la liaison optoélectronique et par conséquent un élargissement spectral du peigne de fréquence. L'augmentation de ce gain se traduit ainsi par une augmentation de la puissance RF générée sur le troisième harmonique du COEO à 30 GHz. Cependant, l'augmentation des pertes optiques au niveau du MZM entraîne une plus faible saturation du SOA ce qui engendre une dégradation du bruit de phase du système. Il y a donc un compromis à réaliser en fonction de la puissance RF désirée et les performances en bruit de phase du COEO. De très faibles niveau de bruit de phase ont été obtenus, atteignant respectivement -103 dB_c/Hz et -95 dB_c/Hz à 1 kHz de la fréquence fondamentale à 30 GHz et du troisième harmonique à 90 GHz. La multiplication de fréquence au sein du COEO s'effectue ainsi sans ajout de bruit.

IV.6 Références

- [1]A. Hallal, S. Bouhier, S. Le Méhauté, and F. Bondu, “Towards optical fiber synthesis of millimeter and submillimeter waves.”
- [2]M. Bagnell, J. Davila-Rodriguez, and P. J. Delfyett, “Millimeter-Wave Generation in an Optoelectronic Oscillator Using an Ultrahigh Finesse Etalon as a Photonic Filter,” *J. Light. Technol.*, vol. 32, no. 6, pp. 1063–1067, Mar. 2014.
- [3]S. Fukushima, C. F. C. Silva, Y. Muramoto, and A. J. Seeds, “Optoelectronic millimeter-wave synthesis using an optical frequency comb generator, optically injection locked lasers, and a unitraveling-carrier photodiode,” *J. Light. Technol.*, vol. 21, no. 12, pp. 3043–3051, Dec. 2003.
- [4]O. Llopis, P. Martinet, P.-H. Merrer, and K. Saleh, “50–60 GHz local oscillator transmission over fiber using optical frequency multiplication,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 54, no. 5, pp. 1313–1316, 2012.
- [5]H. Kiuchi *et al.*, “High Extinction Ratio Mach-Zehnder Modulator Applied to a Highly Stable Optical Signal Generator,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 55, no. 9, pp. 1964–1972, Sep. 2007.
- [6]A. Garcia *et al.*, “Low phase noise and frequency tunable 95–115 GHz photonic LO based upon DSB-SC modulation in an MZM and FWM in an UL-SOA,” in *Microwave Photonics (MWP), 2012 International Topical Meeting on*, 2012, pp. 152–155.
- [7]Z. Ahmed and N. Onodera, “High repetition rate optical pulse generation by frequency multiplication in actively modelocked fibre ring lasers,” *Electronics Letters*, pp. 455–457, 1996.
- [8]A. Akrouf, F. van Dijk, G.-H. Duan, A. Shen, F. Lelarge, and A. Ramdane, “Low phase noise optical oscillator at 30GHz using a quantum dash mode-locked laser associated with an optical self injection loop,” in *Microwave Photonics, 2009. MWP’09. International Topical Meeting on*, 2009, pp. 1–3.
- [9]E. Yoshida and M. Nakazawa, “80 200 GHz erbium doped fibre laser using a rational harmonic mode-locking technique,” *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 15, pp. 1370–1372, 1996.
- [10] V. Auroux, A. Fernandez, O. Llopis, P.-H. Merrer, A. Vouzelaud, and others, “Microwave phase noise properties of optical links involving small signal and gain saturated optical amplifiers,” in *European Frequency and Time Forum*, 2014.

Conclusion Générale

La poursuite de sources de fréquences à haute pureté spectrale a motivé de nombreux travaux de recherche au cours de ces dernières décennies. Le développement de nouvelles applications, en particulier dans le domaine des télécommunications avec la saturation des bandes de fréquences, a accru la nécessité de références à haute fréquence. Les progrès successifs des oscillateurs optoélectroniques mettant en jeu des composants photoniques a fait émerger diverses architectures innovantes. Le COEO proposé à la fin des années 1990 est une alternative intéressante au regard des OEO « classiques ». L'étude de ce système constitue le cœur de cette thèse.

La présentation des différentes notions de bruit et des techniques de métrologie du bruit des oscillateurs a mené à une étude approfondie des amplificateurs optiques. En effet, les performances du COEO sont étroitement liées au bruit de phase apporté par les éléments actifs du système. Si le bruit dans les amplificateurs RF a déjà fait l'objet de beaucoup de travaux de recherche, l'étude du bruit résiduel des amplificateurs optiques et la comparaison des deux technologies (amplificateur optique à semiconducteur et à fibre) est novateur. Il a été démontré que la saturation des amplificateurs permet une réduction significative du bruit de phase de ces derniers. Cependant, les deux technologies présentent chacune des avantages et des inconvénients. Alors que l'EDFA possède un plancher de bruit de phase très faible loin de la porteuse, une remontée importante du bruit proche de la porteuse est observée. Au contraire, le SOA montre un bruit de phase en f^{-1} plus faible proche de la porteuse mais un plancher de bruit nettement supérieur. Un compromis doit être réalisé. Le SOA a été choisi pour la conception d'un COEO à 10 GHz en raison de sa compacité et de son faible bruit de phase proche de la porteuse. La topologie, les caractéristiques et les performances du COEO sont présentées et un niveau de bruit de phase de -111 dB_c/Hz à 1 kHz de la porteuse à 10 GHz a été mesuré.

La modélisation du laser à blocage de modes qui constitue l'oscillateur optique du COEO est un réel atout pour la compréhension globale du système. Les performances du COEO étant fortement dépendantes des caractéristiques du train d'impulsion en sortie du laser à blocage de modes, nous avons développé un modèle numérique qui, contrairement à une résolution de la « Master Equation », permet de prendre en compte plusieurs phénomènes dynamiques comme la saturation du gain et la régénération des porteurs dans le SOA. Cette approche numérique a fourni des résultats en accord avec les mesures expérimentales. Le modèle développé permet de déterminer le profil temporel et spectral du train d'impulsions en sortie du laser à blocage de modes. Une étude approfondie sur la dispersion chromatique des fibres utilisées dans la cavité a été menée pour comprendre l'interférence des phénomènes dispersifs avec les effets non-linéaires ayant lieu dans le SOA. Il a été montré que la dispersion chromatique doit être ajustée pour obtenir un régime stabilisé dont les impulsions possèdent un chirp linéaire sur leur durée. L'obtention d'un tel régime permet par la suite de compresser les impulsions par

propagation dans une fibre dispersive avant la photodiode. Cette compression permet d'améliorer le bruit de phase du COEO mais améliore également de manière significative la puissance RF qui est générée sur les différents harmoniques. Ce processus est une très bonne solution pour le développement de la génération d'harmonique à partir du COEO.

La dernière partie de ce manuscrit est consacrée à la génération de signaux en gamme millimétrique. Plusieurs voies ont été explorées pour générer de tels signaux. Tout d'abord, la génération harmonique à partir d'un laser à blocage de modes est réalisée et de fortes puissances RF sont obtenues par cette méthode. Une amélioration de 20 dB en moyenne est observée comparé à la génération harmonique à partir de la non-linéarité d'un modulateur Mach Zehnder. Ensuite, la réalisation et les performances d'un COEO à 30 GHz sont présentées. La montée en fréquence du COEO est une très bonne approche puisque les performances du COEO ne sont pas censées se dégrader avec l'augmentation de la fréquence de fonctionnement. Toutefois, une légère augmentation du bruit de phase est mesurée, probablement due à un bruit de phase de l'amplificateur RF plus important. Un très faible niveau de bruit de phase de -103 dB $_{\phi}$ /Hz à 1 kHz de la porteuse à 30 GHz a été mesuré. Enfin, la génération harmonique à partir du COEO à 30 GHz est effectuée. Un signal à 90 GHz est généré présentant un bruit de phase identique à celui du COEO à 30 GHz si l'on considère une multiplication de fréquence sans bruit d'un facteur 3. Par ailleurs, la puissance RF à 90 GHz que génère le COEO est élevée puisqu'une puissance de -16 dBm est obtenue.

En conclusion, plusieurs études à la fois expérimentales et numériques ont été menées au cours de cette thèse afin de comprendre, de réaliser puis d'optimiser les performances d'un COEO à 10 GHz puis à 30 GHz. Les performances obtenues en bruit de phase pour les deux systèmes ont permis d'utiliser ces oscillateurs pour la génération de signaux à très haute fréquence présentant une très haute pureté spectrale.

Perspectives

Les performances obtenues au cours de cette thèse en termes de bruit de phase sont très prometteuses. Le bruit de phase n'est toutefois pas suffisamment faible pour certaines applications, notamment les applications spatiales où une stabilité très long terme est requise. Le bruit de phase du COEO proche de la porteuse restant supérieur à celui d'une source basse fréquence multipliée, le verrouillage du COEO sur un oscillateur de type quartz est très prometteur. Une première réalisation a été effectuée au laboratoire avec le verrouillage du COEO sur un synthétiseur de fréquence par une boucle de phase (PLL) dont la bande de verrouillage est de 500 Hz. Plusieurs paramètres sont à disposition pour verrouiller le COEO. Dans un premier temps, le verrouillage a été obtenu par une rétroaction sur le courant de pompe de l'amplificateur optique. Mais il est également possible de faire varier la phase du signal RF à l'aide d'un varactor placé au niveau de la rétroaction électronique. Ces deux méthodes ont abouti au verrouillage du COEO. Néanmoins, la stabilité long terme du COEO reste limitée par les fluctuations de température de la fibre optique. Il est donc nécessaire à terme de contrôler la température du système. Il faut donc intégrer le COEO dans un boîtier de faible dimension ou, à défaut, isoler les fibres thermiquement. Un travail est en cours pour l'intégration du dispositif dans un volume restreint.

De nouvelles architectures innovantes peuvent aussi être dérivées du COEO. Nous avons vu au cours de cette thèse l'importance de la gestion de la dispersion au sein du laser à blocage de modes mais aussi avec la fibre placée avant la photodiode. Cependant, la dispersion chromatique sur un tour de cavité et la longueur des fibres ne sont pas indépendantes. Pour ajuster la dispersion chromatique, deux types de fibres sont utilisées. Une alternative au problème est l'utilisation de filtres de Bragg chirpés. Ces filtres remplissent deux fonctions : d'une part ils contiennent spectralement le peigne de fréquence, éliminant ainsi l'émission spontanée amplifiée du SOA qui est large bande, et d'autre part, le décalage du pas du réseau sur la longueur du filtre ajoute une dispersion chromatique au signal. La longueur du filtre étant d'un mètre environ, ces composants permettent de décorréler la longueur des fibres utilisées dans la cavité et la dispersion chromatique. L'utilisation de ces filtres permettra une meilleure compréhension de l'impact de la dispersion chromatique du système. Par ailleurs, la combinaison de plusieurs filtres de Bragg chirpés dont la fréquence centrale n'est pas la même peut être utilisée pour la génération de deux peignes de fréquences partageant la même cavité optique. Cette approche innovante pourrait permettre la génération de peignes plus étendus spectralement et amener ainsi la génération d'harmonique plus élevés.



Liste des publications

Conférences internationales :

V. Auroux, A. Fernandez, O. Llopis, P. B. d'Augères, and A. Vouzellaud, “Coupled optoelectronic oscillators: design and performance comparison at 10 GHz and 30 GHz,” in *Frequency Control Symposium (IFCS), 2016 IEEE International*, 2016, pp. 1–4.

O. Llopis, Z. Abdallah, **V. Auroux**, and A. Fernandez, “High spectral purity laser characterization with a self-heterodyne frequency discriminator,” in *Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum (FCS), 2015 Joint Conference of the IEEE International*, 2015, Denver, pp. 602–605.

V. Auroux, A. Fernandez, O. Llopis, P.-H. Merrer, A. Vouzellaud, and others, “Microwave phase noise properties of optical links involving small signal and gain saturated optical amplifiers,” in *European Frequency and Time Forum*, 2014, Neuchâtel, Suisse

Conférences nationales :

V. Auroux, A. Fernandez, and O. Llopis, “MODELISATION ET CARACTERISATION D'UN LASER A MODES VERROUILLES FIBRE POUR LA GENERATION TRES HAUTE FREQUENCE,” in *Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG 2016)-Optique Bordeaux 2016*, 2016.

V. Auroux, A. Fernandez, O. Llopis, P. B. d'Augères, and A. Vouzellaud, “Etude du bruit de phase RF des amplificateurs optiques; application aux oscillateurs optoélectroniques couplés,” in *Journées Nationales Microonde*, 2015.

O. Llopis, K. Saleh, Z. Abdallah, **V. Auroux** et al. , “OSCILLATEURS OPTOELECTRONIQUES TOPOLOGIES, PERFORMANCES ET PERSPECTIVES,” in *Horizons de l'Optique*, 2015.

O. Llopis, Z. Abdallah, **V. Auroux** et al., “Oscillateurs micro-ondes à résonateurs optiques: topologies, performances en bruit et perspectives,” in *Journée du Club Optique Micro-onde 2014 (JCOM 2014)*, 2014, p. 2p.