



**HAL**  
open science

# Dynamique et applications des boucles optiques à décalage de fréquence pour l'optique hyperfréquence et la métrologie

Vincent Billault

► **To cite this version:**

Vincent Billault. Dynamique et applications des boucles optiques à décalage de fréquence pour l'optique hyperfréquence et la métrologie. Optique [physics.optics]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2020. Français. NNT: 2020GRALY036 . tel-03144154

**HAL Id: tel-03144154**

**<https://theses.hal.science/tel-03144154>**

Submitted on 17 Feb 2021

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique de la matière condensée et du rayonnement**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Vincent BILLAULT**

Thèse dirigée par **Hugues GUILLET DE CHATELLUS**

préparée au sein du **Laboratoire interdisciplinaire de Physique**  
dans l'**École Doctorale de Physique**

# Dynamique et applications des boucles optiques à décalage de fréquence pour l'optique hyperfréquence et la métrologie

Thèse soutenue publiquement le **09 octobre 2020**,  
devant le jury composé de :

**Monsieur Fabien Bretenaker**

Directeur de recherche CNRS, Rapporteur

**Monsieur Ammar Sharaiha**

Professeur des Universités, Brest, Rapporteur

**Monsieur Eric Lacot**

Professeur des Universités, Grenoble, Président du jury

**Madame Anne-Laure, Billabert**

Maitre de conférences, Paris, Examinatrice

**Monsieur Arnaud Fernandez**

Maitre de conférences, Toulouse, Examineur



Thèse préparée à :

**THALES**

**Thales Research and Technology**

1, Av. Augustin Fresnel 91767 Palaiseau Cedex, FRANCE



**Laboratoire interdisciplinaire de Physique**

140, Av. de la physique BP 87 - 38402 Saint Martin d'Hères, FRANCE

# Table des matières

---

<b>Remerciements.....</b>	<b>5</b>
<b>Liste des abréviations fréquentes.....</b>	<b>7</b>
<b>Introduction générale .....</b>	<b>9</b>
<b>Étude temporelle des boucles à décalage de fréquence .....</b>	<b>13</b>
Introduction.....	14
1 Boucles à décalage de fréquence .....	15
2 Modélisation dynamique des boucles à décalage de fréquence .....	25
3 Étude expérimentale de la dynamique des boucles à décalage de fréquence .....	32
Conclusion .....	45
<b>Étude et optimisation du bruit de phase des boucles à décalage de fréquence.....</b>	<b>47</b>
Introduction.....	48
1 Génération de signaux d'horloge à haute cadence de répétition et à haute pureté spectrale.....	49
2 Étude du bruit de phase des boucles à décalage de fréquence .....	58
3 Asservissement de boucle à décalage de fréquence .....	81
4 Étude des fluctuations de phase intrinsèques des boucles à décalage de fréquence .....	90
Conclusion .....	97
<b>Laser à effet Talbot régénératif .....</b>	<b>99</b>
Introduction.....	100
1 Seuil laser et laser à effet Talbot régénératif .....	101
2 Performances du laser à effet Talbot régénératif .....	110
3 Étude du bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif.....	124
Conclusion .....	137
<b>Applications des boucles à décalage de fréquence à la télémétrie .....</b>	<b>139</b>
Introduction.....	140

1 Télémétrie optique.....	141
2 Capteur à fibre.....	164
3 Système lidar basé sur une boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle .....	176
Conclusion .....	190
<b>Laser à verrouillage de modes actif et harmonique pour l'échantillonnage assisté optiquement .....</b>	<b>191</b>
Introduction.....	192
1 Laser à verrouillage de mode actif et harmonique .....	193
2 Injection optique de laser à verrouillage de mode actif et harmonique .....	198
3 Laser à verrouillage de mode harmonique rationnel et régénératif.....	209
Conclusion .....	215
<b>Conclusion générale et perspectives.....</b>	<b>218</b>
<b>Publications et communications.....</b>	<b>222</b>
<b>Bibliographie .....</b>	<b>224</b>

Ce mémoire de thèse synthétise trois ans de travaux de recherche entre le laboratoire d'Optique et de Traitement du Signal dans le groupe de Physique à Thales Research & Technology, et le laboratoire interdisciplinaire de Physique à Grenoble.

Ces travaux n'auraient jamais pu voir le jour, sans l'aide, le soutien et le concours, de nombreuses personnes que j'aimerais remercier, pour tout ce qu'elles m'ont apporté, durant ces trois dernières années.

Je remercie tout d'abord Ammar Sharaiha et Fabien Bretenaker, pour la lecture minutieuse de ce manuscrit en tant que rapporteurs, et pour leurs commentaires, qui vont permettre à ce manuscrit assez terre-à-terre, de prendre un peu de hauteur.

Je remercie aussi les autres membres de mon jury de thèse : Eric Lacot, Anne-Laure Billabert, Philippe Adam et Arnaud Fernandez, pour leurs remarques et leurs questions, qui en plus d'apporter de très intéressantes suggestions, m'ont fourni de nombreuses pistes de réflexions.

J'aimerais adresser un grand merci, à Pascale Nouchi, Loïc Morvan et Daniel Dolfi. Vous m'avez donné l'opportunité de travailler, d'abord en stage et puis en thèse deux ans après, sur des sujet passionnants, dans un environnement de travail extrêmement stimulant.

J'ai eu la chance d'être encadré, par un duo extraordinaire : Hugues Guillet de Chatellus et Vincent Crozatier, qui m'ont guidé et conseillé, avec un enthousiasme exemplaire.

Vincent, je t'adresse mes plus sincères remerciements, pour m'avoir encadré quotidiennement, avec bonne humeur pendant trois ans. Tu as toujours pris le temps d'écouter, mes questions parfois plus bêtes que mes pieds, et grâce à tes talents hors pair d'expérimentateur, j'ai même appris à souder des amplificateurs !

Hugues, je te remercie tout aussi chaleureusement, pour tes conseils précieux et ton encadrement. Chaque séjour à Grenoble était vraiment très enrichissant, et c'était à chaque fois un plaisir de discuter, de science et d'autres sujets.

Je remercie aussi les membres des laboratoires OTS et MNP, avec qui j'ai eu la chance de travailler :

Merci à Ghaya pour ses conseils sur les semi-conducteurs, et ses connaissances sur le bruit des amplificateurs (et merci pour m'avoir covoituré, plus d'une fois entre Bagneux et TRT, quand le RER ne voulait pas marcher !).

Merci à Vincent Kemlin pour les discussions variées, sur les capteurs à fibre ou sur la diffusion Rayleigh, dont sont nées un bon nombre d'idées, développées en dernière année.

Merci à Muriel pour ta bonne humeur lors des manip sur les lasers mode-locké.

Merci à Gilles pour ton expertise sur les asservissements de lasers sur des cavités.

Merci à Aude et Patrick pour les discussions passionnantes sur les Lidar FMCW.

Merci à Christian pour tout le matériel que je t'ai emprunté !

Merci à Loïc pour ton humour parsemé de conseils de grande qualité.

Merci à Luc pour les coups de pouce sous Matlab qui m'ont franchement bien aidé.

Enfin merci à tous les autres permanents, avec qui je n'ai pas eu la chance de travailler, mais avec qui j'ai eu des échanges toujours très intéressants, merci pour votre convivialité !

Merci à toute la troupe de doctorants qui m'ont supporté, pendant trois ans pour les plus âgés, et qui ont rendu la vie à Zoupal, et de temps en temps en dehors vraiment génial.

En vrac : merci à Delphin (en parlant de plus âgé ;), pour les concours de blagues périmées (je pense qu'on est tous les deux ex-aequo derniers), pour les débats sans fin sur une pièce et pour les apéros, (OLALA ce qu'ils vont prendre Big mom et Kaido).

Merci à Léa la reine des moutons bretonne, pour la bonne humeur constante (sans mauvais jeux de mots :), les parties de badminton, et les retours jusqu'à Cachan à minuit pétante, pour ne pas rater le dernier métro.

Merci à Myriam pour les recettes de gâteaux et leurs différentes astuces, et les répliques cultes tirées de Naheulbeuck et François Perusse. Merci aussi pour la motivation pour la course à pied, ce marathon, on va finir par y arriver !

Merci à Inès pour rire à nos blagues pourries, quand un silence gênant s'ensuit :) Et pour les supers checks à distance dans tout le A0 et en conférence.

Arigatou gozaimas Jérémie-san pour les débats débiles dans le A0-70, pour les cours de japonais improvisés (nani ?) et toutes les discussions une pièce.

Merci à Guillaume, pour les karaokés, et les craquages total en salle de manip, on a formé une sacrée équipe, à touiller de la phase toute la journée ! Plus sérieusement, merci aussi pour ton expertise sur les capteurs, le banc de mesure de bruit de phase et leurs unités de malheur.

Grazie a Simone per avermi motivato, a imparare l'italiano.

Merci au boss de fin du rap game Benjamin, pour avoir repris le café haut la main, et pour les débats sur les atomes froids opportuns.

Merci à Maxime Delmulle, le sportif qui jamais ne capitule, surtout pas au kilomètre 7 du semi-marathon, on ne dira pas ce que tu as fait pour rester champion ;)

Merci aux petits derniers, Lothaire, Pierre et Maxime D, la relève est bien assurée ! Bon courage pour la suite de vos sujets.

Un grand merci aux précédents thésards maintenant docteurs, en particulier Romain et Oriane, pour tous les précieux conseils archi formateur, quand la motivation était un peu en panne.

Merci à Veronique, pour m'avoir sauvé d'une tonne de soucis pratiques : SAP, Concur, et j'en passe, merci pour ton aide efficace !

Je tiens à remercier aussi toutes les personnes de ma vie en dehors de Thales, qui m'ont accompagné durant ces années de jeunesse, dans les moments de liesse comme ceux de stress.

L'ineffable skwatolok à Cachan, avec sa tartipelle d'occupants, au fil des ans, temporaire ou permanent, et principalement les deux géants, merci pour tous ces supers moments.

Merci à mes groupes de copains parisiens, Les sanchos pour faire les 400 coups à partir de rien, souvenirs de finale de coupe du monde et de canal Saint-Martin, Les potos al bien sûr, pour le QG au chapichapo et les réveils qui tapent le lendemain, les brunchs et les vacances chill qui font trop du bien.

Enfin un grand merci à toute ma famille, pour tous ces instants entre nous qui brillent, en particulier merci à mon frère et à ma sœur, pour m'avoir fait découvrir à travers la prépa et les écoles d'ingénieurs, ce milieu scientifique qui me tient à cœur.

Et un merci infini à mes parents, qui m'ont toujours soutenu dans cette voie, et pour m'avoir transmis ce qu'il manque parfois, à cet univers peuplé d'équations et de termes extravagants: du bon sens paysan !

# Liste des abréviations fréquentes

---

AHMLL	Laser à verrouillage de modes actif et harmonique
AO	Amplificateur optique
AOFS	Décaleur de fréquence acousto-optique
AOM	Modulateur acousto-optique
ASE	Émission spontanée amplifiée
BDF	Boucle à décalage de fréquence
CAN	Convertisseur analogique/numérique
COEO	Oscillateur optoélectronique couplé
DSP	Densité spectrale de puissance de bruit
EB	Échantillonneur/bloqueur
EDFA	Amplificateur à fibre dopée Erbium
FOPB	Filtre optique passe bande
FS	Décaleur de fréquence
FSF	Laser sans mode
GRF	Générateur radiofréquence
ISL	Intervalle spectral libre
Laser CW	Laser externe monomode longitudinal monochromatique
Lidar FMCW	Lidar modulé en fréquence
MLL	Laser à verrouillage de modes
MZM	Modulateur de Mach-Zehnder
OL	Oscillateur local
PD	Photodiode
RF	Radiofréquence
RIN	Bruit d'intensité relatif
RRMLL	Laser à verrouillage de modes actif, harmonique, rationnel et régénératif
SNR	Rapport signal à bruit
SOA	Amplificateur optique à semiconducteur
STFT	Transformée de Fourier à fenêtre glissante
TF	Transformée de Fourier
VNA	Analyseur de réseau vectoriel
ZA	Zone d'ambiguïté



# Introduction générale

---

La démonstration de la propagation d'ondes électromagnétiques par Heinrich Hertz dans la deuxième moitié du XIX<sup>ème</sup> siècle peut être considérée comme une étape fondatrice du développement des télécommunications et des systèmes de mesure basés sur les ondes électromagnétiques. Les ondes électromagnétiques radiofréquences, en particulier, ont ouvert la voie à de nombreux systèmes de communication comme la télégraphie sans fil (TSF) ou la radiotéléphonie, et des appareils de détection comme les Radars, largement utilisés dans l'aviation ou dans la météorologie.

L'échange d'information dans le domaine radiofréquence par des ondes électromagnétiques s'est basé historiquement sur une simple modulation de l'amplitude de l'onde transmise en « tout ou rien ». À partir de ce schéma de modulation, plusieurs codes ont été utilisés (par exemple l'alphabet morse ou le code wabun au Japon) pour pouvoir communiquer à une échelle internationale. En revanche, les possibilités de communication dans ce cas étaient limitées par la simplicité et la vitesse du codage. L'augmentation de la fréquence de l'onde porteuse, comme l'invention de schémas de modulation de plus en plus complexe sont devenus des problématiques essentielles pour les télécommunications. Aujourd'hui, le développement de standards de communication comme la 5G repose sur l'utilisation d'une onde porteuse à haute fréquence (~ 25 GHz), tandis que des schémas de modulations permettent de transmettre un débit d'information élevé (par exemple la modulation 256 QAM qui correspond à un codage de la phase et de l'amplitude de l'onde porteuse parmi 256 possibilités).

Les systèmes de mesure et de détection ont suivi un développement similaire aux télécommunications. La mesure de distance dans le domaine radiofréquence, utilisait initialement un schéma très simple : l'émission de signaux intenses de courte durée permettant la mesure du temps d'aller-retour des différents signaux d'échos. De même, la portée et la résolution de la mesure était limitée par la forme d'onde envoyée et par la fréquence de l'onde porteuse. De nombreuses techniques ont par la suite été développées pour améliorer les performances des systèmes de mesure et de détection. La compression d'impulsion et le filtrage adapté ont ainsi permis d'utiliser des signaux plus longs, tout en maximisant le rapport signal à bruit des échos détectés et sans diminuer la résolution de la mesure. L'utilisation de signaux dont la fréquence instantanée varie en fonction du temps (« chirp »), associée au développement de systèmes de détection cohérente, ont augmenté largement la portée de la mesure. Aujourd'hui, les systèmes de mesure qui présentent les meilleures performances utilisent des ondes dont le profil temporel est arbitraire (profil d'onde semblable à du bruit, mais connu de l'utilisateur), autour d'une onde porteuse de grande pureté spectrale afin d'augmenter la sensibilité de la mesure.

L'invention du laser en 1960, et le développement des fibres optiques ont révolutionné l'utilisation des ondes électromagnétiques. Les ondes optiques peuvent en effet servir de porteuse à très haute fréquence (~ 100 THz), et subissent de très faibles pertes de propagation dans les fibres optiques (< 0.2 dB/km) par rapport aux pertes subies par les ondes radiofréquences dans les câbles coaxiaux (typiquement 1 dB/m à 10 GHz). De plus, la faible dispersion des signaux RF lors de leur propagation

dans une fibre optique, contrairement aux câbles coaxiaux, permet de manipuler et de distribuer des signaux de plus grande bande passante nécessaires pour différentes applications. En revanche, si l'optique offre des avantages très intéressants pour la génération et de traitement de signaux RF, les solutions « tout optique » sont à l'heure actuelle très peu utilisées pour la manipulation de signaux RF. Certaines opérations (comme les opérations de filtrage RF notamment) restent beaucoup plus efficaces et les technologies beaucoup plus matures dans le domaine radiofréquence. Face aux enjeux scientifiques et économiques, de nombreuses technologies mêlant optique et électronique ont ainsi donné naissance au domaine de la photonique micro-onde (*Microwave Photonics*), de manière à tirer profit au maximum des avantages des sources optiques pour effectuer des fonctions de génération et de traitement normalement réalisées dans le domaine radiofréquence, voire hyperfréquence (du MHz à la centaine de GHz). Que ce soit pour les applications en télécommunication ou pour les systèmes de mesure, on distingue à l'heure actuelle deux grands axes de développement en photonique micro-onde :

- l'augmentation de la bande passante des signaux hyperfréquence,
- le contrôle de leur profil temporel.

Depuis quelques années, une architecture optique originale, les boucles à décalage de fréquence injectées par un laser continu, ont fait l'objet d'études pour apporter des solutions à ces deux problématiques. Dans une telle boucle, la lumière subit un décalage de fréquence à chaque tour. L'injection d'un laser continu impose une fréquence de référence optique, à partir de laquelle les décalages successifs vont contribuer à la génération d'un peigne de fréquences optiques, dont la relation de phase est contrôlée par deux paramètres physiques de la boucle : le temps de propagation et la fréquence de décalage. Grâce à cette propriété, ces architectures ont montré des performances remarquables pour la génération de trains d'impulsions à haute cadence de répétition (effet Talbot temporel) et de profils complexes comme les chirps, voire de signaux totalement arbitraires réglables par l'utilisateur. L'utilisation de boucles à décalage de fréquence pour la génération de signaux optique ou hyperfréquence présente ainsi un fort intérêt pour le domaine de la photonique micro-onde. Un important travail a été effectué en parallèle pour comprendre et modéliser le comportement des boucles à décalage de fréquence dans l'état stationnaire.

En revanche, peu d'attention a été portée jusqu'à présent à la dynamique des boucles à décalage de fréquence, que ce soit en régime transitoire (pour comprendre la création du peigne de fréquence), ou en régime stationnaire (pour étudier la qualité des signaux générés). Ces deux paramètres présentent pourtant de nombreux intérêts, à la fois théoriques et pratiques. D'une part l'étude des mécanismes liés à la formation et aux fluctuations du champ électrique en sortie de boucle peut permettre de faire le rapprochement avec d'autres architectures et ainsi d'approfondir les connaissances sur les mécanismes sous-jacents aux boucles à décalage de fréquence. D'autre part, l'étude du temps de réponse de la boucle ou encore de la pureté du signal généré en fonction des paramètres de la boucle est essentielle pour la réalisation et l'optimisation de celle-ci en fonction de l'application visée, notamment pour la génération ou le traitement de signaux hyperfréquence.

Par ailleurs les boucles à décalage de fréquence ont majoritairement été étudiées en dessous du seuil laser de la boucle, lorsque le gain apporté par l'amplificateur optique est inférieur aux pertes intrinsèques de la boucle. Ce régime limite en effet la contribution de l'émission spontanée de

l'amplificateur optique, ainsi que les effets non-linéaires. Pourtant, en comparant à un laser conventionnel, le fonctionnement au-dessus du seuil apporterait a priori des avantages intéressants (plus de puissance disponible en sortie de boucle, une réduction de bruit par saturation du gain de l'amplificateur optique). Une étude sur le seuil laser dans les boucles à décalage de fréquence, ainsi que sur la possibilité de fonctionnement de la boucle au-dessus du seuil permettrait d'ouvrir un champ de nouvelles possibilités pour ces architectures.

Cette thèse a deux objectifs majeurs. D'une part, elle vise à apporter une description dynamique des boucles à décalage de fréquence injectées par un laser continu, au travers d'études théoriques et expérimentales. D'autre part, cette thèse vise à démontrer les avantages des boucles à décalage de fréquence dans des cas concrets d'application, en présentant des architectures optimisées.

Le premier chapitre est centré sur l'étude temporelle des boucles à décalage de fréquence. Nous détaillons l'architecture générale des boucles à décalage de fréquence, ainsi que l'évolution des signaux en sortie de boucle dans l'état stationnaire. Pour enrichir cette description, nous présentons une étude du régime transitoire de formation du peigne optique, en portant une attention particulière à la dynamique de l'amplificateur optique utilisé dans la boucle.

Le deuxième chapitre décrit l'étude du bruit de phase du train d'impulsions généré par effet Talbot temporel dans les boucles à décalage de fréquence. Nous nous intéressons particulièrement à la contribution des bruits issus du laser d'injection et de la boucle elle-même, avant de présenter des systèmes d'asservissement des trains d'impulsions émis. La régularité des impulsions en sortie de boucle est primordiale, en particulier pour la conversion analogique numérique de signaux hyperfréquence assistée optiquement.

Toujours dans cette perspective de génération d'impulsions à haute cadence de répétition et à faible bruit de phase, le troisième chapitre porte sur l'étude du seuil laser des boucles à décalage de fréquence, et sur une réalisation expérimentale d'un laser à effet Talbot régénératif, pour améliorer les performances des boucles à décalage de fréquence basées sur un amplificateur optique à semiconducteur.

Le quatrième chapitre présente des preuves de concept expérimentales de boucles à décalage de fréquence injectées par un laser continu pour la télémétrie et les capteurs à fibre. Plusieurs configurations sont testées, dont une architecture de boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle qui tire pleinement avantage des mécanismes de formations du peigne pour offrir à la fois la génération d'impulsions à modulation linéaire de fréquence, mais aussi un traitement de compression d'impulsion pour relâcher les contraintes sur la détection.

Le dernier chapitre présente des travaux expérimentaux sur des lasers à verrouillage de modes actif et harmonique. Ces lasers sont réputés pour être une source d'impulsions optimale pour la conversion analogique numérique de signaux hyperfréquence assistée optiquement. Après avoir présenté deux architectures de laser à verrouillage de modes actif inspirées par les boucles à décalage de fréquence injectées, nous établissons une comparaison entre ces lasers et les boucles à décalage de fréquence afin de présenter des pistes d'améliorations pour l'utilisation de ces boucles pour la génération d'impulsions à haute cadence de répétition et de haute pureté spectrale.



# Chapitre I

## Étude temporelle des boucles à décalage de fréquence

---

Introduction.....	14
1 Boucles à décalage de fréquence .....	15
1. a Présentation des boucles à décalage de fréquence .....	15
1. b Modélisation des boucles à décalage de fréquence .....	18
1. c Utilisation des boucles à décalage de fréquence .....	20
2 Modélisation dynamique des boucles à décalage de fréquence .....	25
2. a Équations couplées dans une boucle à décalage de fréquence .....	25
2. b Modèle vectoriel d'évolution dynamique de boucle à décalage de fréquence .....	30
3 Étude expérimentale de la dynamique des boucles à décalage de fréquence .....	32
3. a Expérience de suivi de la dynamique des boucles à décalage de fréquence .....	32
3. b Mesure des paramètres expérimentaux .....	35
3. c Étude de la réponse dynamique des boucles à décalage de fréquence.....	38
3. d Optimisation de la boucle à décalage de fréquence pour la génération de signaux arbitraires.....	43
Conclusion .....	45

## Introduction

L'architecture de base d'une boucle à décalage de fréquence est une boucle optique contenant un décaleur de fréquence. L'ajout de cet élément change radicalement la structure et l'évolution temporelle du champ électrique dans la boucle. Au cours des trente dernières années, l'étude de ces boucles à décalage de fréquence a conduit à la démonstration d'une grande variété de régimes de fonctionnement.

Plus récemment, les boucles à décalage de fréquence ont connu un regain d'intérêt pour générer des peignes optiques accordables en injectant les boucles par un laser continu. Plusieurs études théoriques ont permis de modéliser le champ électrique, pour prévoir les différents régimes de fonctionnement. Ces travaux ont conduit à la réalisation de preuves de concept expérimentales de boucles à décalage de fréquence pour des applications de télémétrie, de génération de trains d'impulsions à haute cadence de répétition, ou encore de transformée de Fourier analogique ... Malgré ces avancées, la compréhension du comportement dynamique de ces boucles dans l'état transitoire reste à faire pour une utilisation optimale de celles-ci.

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps l'architecture de base des boucles à décalage de fréquence en définissant les grandeurs et les phénomènes caractéristiques relatifs à celles-ci. Nous nous attardons en particulier sur la modélisation linéaire de la boucle à décalage de fréquence injectée par un laser continu dans l'état stationnaire, et nous présentons un état de l'art avec plusieurs utilisations possibles des boucles à décalage de fréquence.

Dans une deuxième sous-partie, nous décrivons un modèle théorique des boucles à décalage de fréquence centré sur l'évolution dynamique du peigne dans la boucle. Ce modèle, basé sur les équations couplées photon/atome de l'amplificateur optique dans une cavité optique, permet de décrire la formation du peigne optique dans le régime transitoire.

Enfin dans une dernière sous-partie, nous présentons une expérience de suivi du régime transitoire de la boucle à décalage de fréquence, pour illustrer les différents régimes de fonctionnement de celle-ci en fonction de la dynamique de l'amplificateur optique. Nous confrontons ensuite le modèle développé avec les résultats expérimentaux, et nous montrons l'utilisation possible du modèle pour une optimisation de la boucle, selon l'application envisagée.

# 1 Boucles à décalage de fréquence

## 1. a Présentation des boucles à décalage de fréquence

L'architecture de base d'une boucle à décalage de fréquence (BDF), comme schématisée en Figure I - 1, repose sur l'insertion d'un décaleur de fréquence (*frequency shifter*, en anglais) dans une boucle optique qui augmente (ou diminue) la fréquence de la lumière à son passage. Dans la grande majorité des configurations, la boucle contient de plus un amplificateur optique. La boucle est injectée de manière externe par un laser continu, ou bien de manière interne, par l'émission spontanée amplifiée (ASE) issue de l'amplificateur optique.

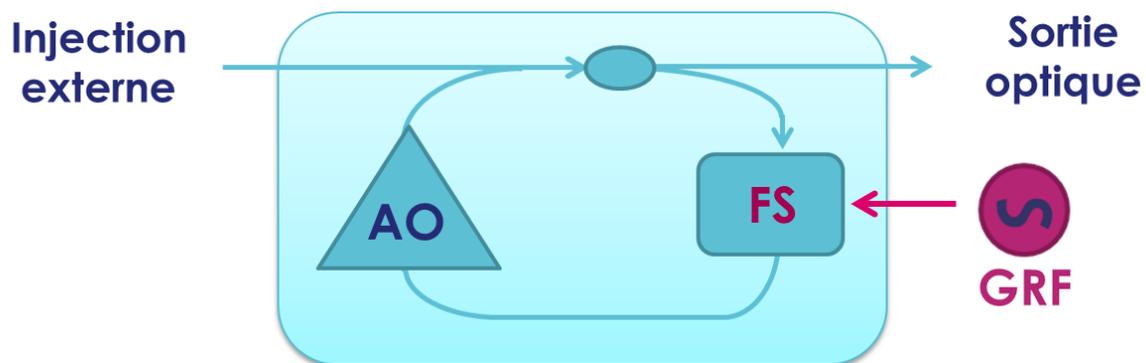


Figure I - 1 Schéma d'une BDF usuelle. AO : amplificateur optique. FS : décaleur de fréquence (*frequency shifter* en anglais). GRF : générateur RF externe pilotant le décaleur de fréquence.

### 1. a. i Fonctionnement d'un décaleur de fréquence

Un décaleur de fréquence décale la fréquence d'une onde optique incidente  $f_0$  d'une onde radiofréquence  $f_s$  qui lui est appliquée. Les décaleurs de fréquence principalement utilisés sont des modulateurs acousto-optique (AOM) dont le principe de fonctionnement est illustré en Figure I - 2.

Un élément piézo-électrique est fixé à un cristal dans lequel se propage une onde optique. Lorsqu'un champ électrique radiofréquence est appliqué au transducteur, une onde acoustique à la fréquence d'excitation du transducteur se déplace dans le cristal. Par l'effet photo-élastique, l'onde acoustique modifie localement l'indice de réfraction du cristal et génère un réseau de diffraction. Une partie de l'onde optique est alors diffractée par le réseau : par conservation de l'énergie, la lumière diffractée voit sa fréquence augmentée (ou diminuée, en fonction du sens de propagation de l'onde acoustique par rapport à l'onde optique) de la fréquence de l'onde acoustique. Enfin pour conserver une onde acoustique propagatrice et éviter la génération d'ondes stationnaires, un élément absorbant est ajouté de l'autre côté du transducteur.

La diffraction de Bragg par le réseau impose qu'il n'y a qu'un seul ordre de diffraction (ordre  $\pm 1$  en fonction du sens de propagation des ondes). Dans une BDF la boucle est souvent alignée sur l'ordre  $+1$  de diffraction du décaleur de fréquence. La lumière qui circule dans la boucle voit ainsi sa fréquence augmenter tour après tour de la fréquence appliquée au décaleur de fréquence. L'efficacité de diffraction (correspondant à la puissance optique dans l'ordre  $\pm 1$  de diffraction par rapport à la puissance optique incidente) dépend principalement du cristal utilisé et de la fréquence ainsi que de la puissance de l'onde radiofréquence appliquée au transducteur. L'efficacité des AOM est généralement de l'ordre de 50 %.

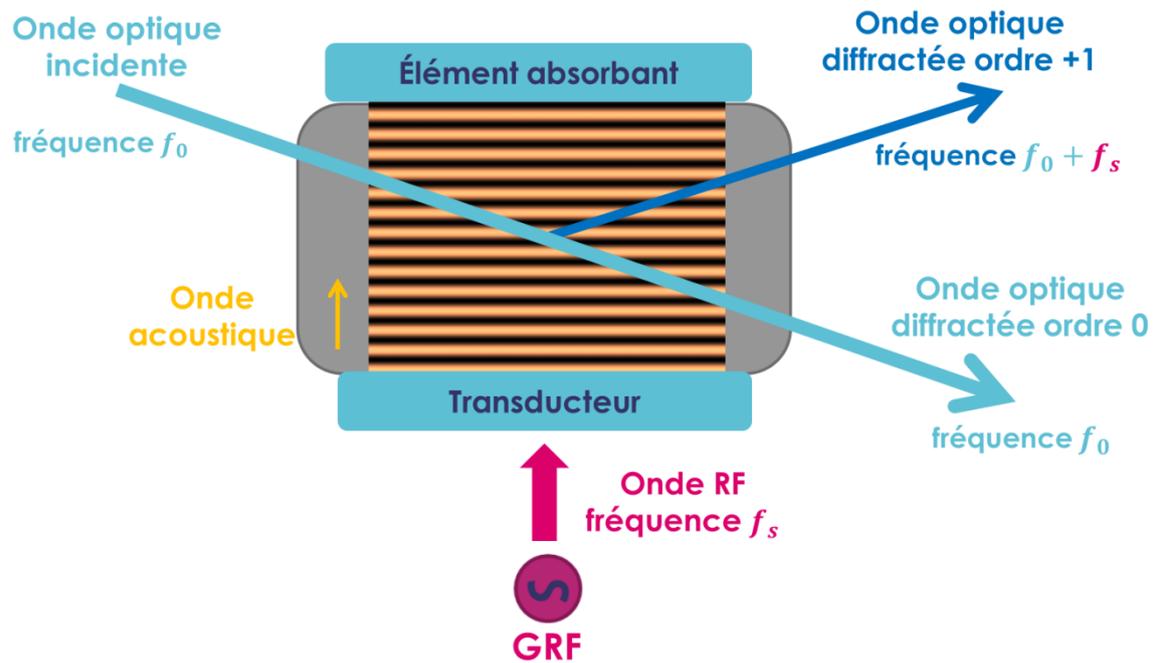


Figure 1 - 2 Schéma du décalage en fréquence par un modulateur acousto-optique (exemple de diffraction dans l'ordre +1). RF : radiofréquence. GRF : générateur RF externe pilotant le décaleur de fréquence.

La fréquence de décalage de l'onde optique peut être modifiée en changeant la fréquence appliquée au décaleur de fréquence. En revanche à cause de la nature de l'interaction acousto-optique, la fréquence de décalage peut être accordée dans une bande relative assez faible (quelques MHz à quelques dizaines de MHz) autour d'une fréquence nominale de fonctionnement. Celle-ci est typiquement de l'ordre de la centaine de MHz.

D'autres technologies peuvent être utilisées pour décaler la fréquence optique sur des gammes de fréquence plus importantes. Les modulateurs électro-optiques (EOM) à bande latérale unique par exemple, permettent de décaler la fréquence sur plusieurs ordres de grandeurs (du kHz à la dizaine de GHz) en fonction de la fréquence appliquée au modulateur, mais généralement au détriment d'une efficacité de diffraction plus faible, et de mauvaises extinctions de l'ordre 0.

Dans le reste du manuscrit nous avons principalement utilisé des AOM (ou AOFS pour *acousto-optic frequency shifter* en anglais), pour privilégier une efficacité de diffraction plus importante, mais les modélisations ou preuves de concept expérimentales développées dans les différents chapitres peuvent s'appliquer à l'utilisation d'EOM.

### 1. a. ii Influence du décaleur de fréquence sur le champ dans la boucle

Le comportement de la lumière dans les BDF diffère fondamentalement des cavités laser classiques. Dans un laser conventionnel, à cause du filtrage spectral de la cavité, le champ électrique peut s'écrire sous la forme d'une projection sur les différents modes longitudinaux de la cavité optique. Dans ce cas-là, après un certain régime transitoire, le champ atteint un régime permanent, ce qui fait du laser un générateur de fréquences optiques discrètes quasi-monochromatiques.

Dans une BDF, l'onde optique qui effectue un tour de boucle voit sa fréquence augmentée ou diminuée de la fréquence appliquée au décaleur de fréquence. Ainsi le champ électrique n'est pas

identique après un tour de propagation dans la boucle. Ce phénomène est à l'origine de plusieurs différences fondamentales avec les cavités standard :

- Le champ électrique ne peut pas se projeter sur les différents modes de la cavité optique.
- Le champ électrique n'atteint jamais un régime permanent, car la fréquence de l'onde optique dans la boucle évolue en fonction du temps.
- Le champ électrique en sortie de boucle comporte intrinsèquement plusieurs composantes spectrales.

### 1. a. iii Influence de l'injection optique

La structure du champ électrique en sortie de BDF dépend de la façon dont la boucle est injectée. L'injection par voie externe ou par l'ASE de l'amplificateur optique ont ainsi donné naissance à deux régimes distincts de fonctionnement et d'utilisation des BDF.

Quand la BDF est injectée par l'ASE de l'amplificateur optique, on parle de « frequency shifted feedback laser » (FSF) ou « laser sans mode » [1, 2, 3]. L'amplificateur optique génère des photons par émission spontanée qui sont décalés en fréquence à chaque tour de boucle. Le spectre optique en sortie présente ainsi une structure continue [4, 5] (Figure I - 3). Cette configuration a été particulièrement utilisée comme générateur de source large bande pour la physique atomique [6, 7], la télémétrie [8, 9], ou encore pour la mesure de la dispersion dans les fibres optiques [10].

Quand la BDF est injectée par un laser externe monomode longitudinal (noté par la suite laser CW pour laser *continuous wave*), on parle de boucle à effet Talbot ou boucle à décalage de fréquence par injection externe [2, 11]. Dans ce cas, la fréquence du laser d'injection  $f_0$  est décalée à chaque tour de boucle par la fréquence appliquée au décaleur de fréquence  $f_s$ . Le spectre en sortie de boucle est donc un peigne de fréquences optique commençant à  $f_0$  et espacées de  $f_s$  [11] (Figure I - 3).

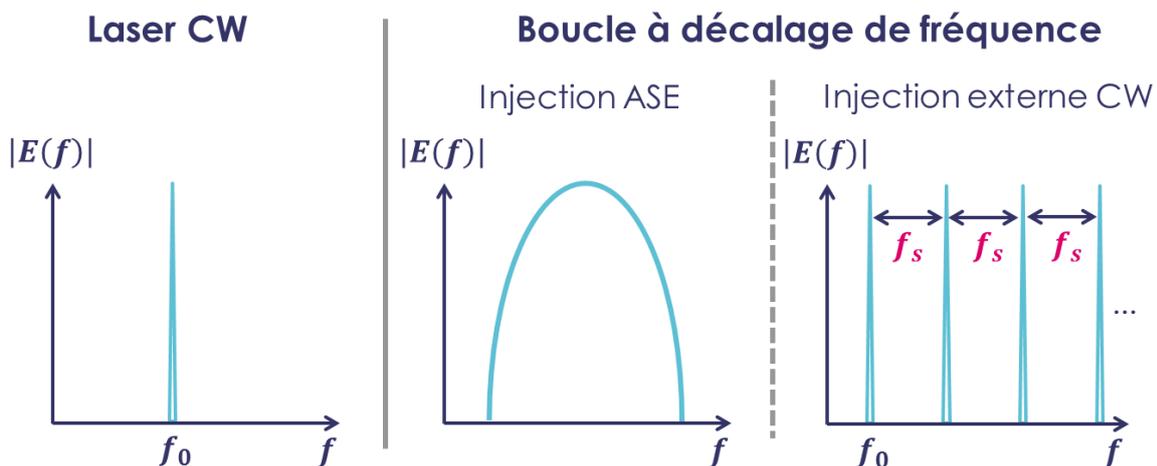


Figure I - 3 Schéma du spectre du champ électrique en sortie de laser CW et en sortie de BDF pour une injection par ASE et une injection externe par un laser CW.

Dans tout le manuscrit (sauf dans le chapitre III où plusieurs considérations sur l'injection par ASE sont évoquées) nous nous sommes intéressés aux boucles à décalage de fréquence par injection externe. Aussi par la suite, on désignera simplement par boucle à décalage de fréquence ou BDF la boucle à décalage de fréquence par injection externe.

### 1. a. iv Seuil laser dans les boucles à décalage de fréquence

Les différents éléments passifs de la boucle (coupleurs, décaleur de fréquence) entraînent des pertes lorsque la lumière circule dans celle-ci. L'amplificateur optique présent permet de compenser les pertes passives de la boucle et de générer un peigne optique de grande largeur spectrale. Cependant en fonction du taux de pompage de l'amplificateur optique, le gain non saturé de celui-ci peut être supérieur aux pertes passives de la boucle. On définit ainsi le seuil laser de la boucle comme le cas limite où le taux de pompage pour lequel le gain apporté par l'amplificateur optique est égal aux pertes passives de la boucle. Dans la majeure partie du manuscrit (sauf dans le chapitre III où la question du seuil laser sera étudiée plus en détail), si le taux de pompage n'est pas spécifié, nous nous intéressons à des boucles où l'amplificateur optique est pompé en dessous du seuil laser.

## 1. b Modélisation des boucles à décalage de fréquence

### 1. b. i Modélisation linéaire du champ en sortie de boucle

Les décalages en fréquence successifs de la lumière dans la boucle obligent à adopter une approche différente des lasers classiques pour décrire le champ électrique en sortie de BDF. On distingue le peigne cohérent issu du laser d'injection et l'ASE de l'amplificateur optique. La plupart des BDF incorporent usuellement un filtre optique passe bande (FOPB) de manière à éliminer la majorité de l'ASE. Dans cette configuration, en restant à un taux de pompage de l'amplificateur optique en dessous du seuil laser de la boucle, l'ASE de l'amplificateur optique peut être négligée [12]. Le champ électrique en sortie de BDF  $E_{\text{out}}(t)$  peut alors être décrit comme étant la somme d'une fraction du champ du laser d'injection non couplé dans la boucle et le champ du laser d'injection après plusieurs tours de boucle. On peut ainsi écrire :

$$E_{\text{out}}(t) = \gamma E_{\text{in}}(t) + \sqrt{(1 - \gamma^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} E_n(t), \quad (1.1)$$

avec  $\gamma$  le coefficient de transmission en amplitude du coupleur,  $E_{\text{in}}(t)$  le champ électrique d'injection,  $E_n(t)$  le champ électrique correspondant au champ électrique d'injection après  $n$  tours de boucle.

Pendant un tour de boucle, l'onde optique subit : des pertes passives combinées à une amplification du milieu à gain, un décalage en fréquence, et un retard dû à la propagation de la boucle. Ces différents phénomènes apparaissent tout au long de la propagation dans la boucle. Pour simplifier les calculs, on suppose que le champ électrique est d'abord décalé en fréquence, puis subit le gain/les pertes de la boucle, et est enfin décalé temporellement à cause de la propagation dans la boucle. Cette simplification induit un terme de décalage temporel par rapport à l'évolution réelle, qui disparaît si on change l'origine temporelle de  $E_{\text{out}}(t)$ .

En considérant tous ces effets, on peut écrire le champ électrique dans le  $n + 1^{\text{ème}}$  tour en fonction du champ électrique dans le  $n^{\text{ème}}$  tour sous la forme suivante :

$$E_{n+1}(t) = E_n(t - \tau_c) \eta(f_n, t - \tau_c) e^{-2i\pi f_s t} e^{+2i\pi f_n \tau_c}, \quad (1.2)$$

avec  $f_n$  la fréquence du champ électrique après  $n$  tours de boucle,  $\eta(f, t)$  la fonction de transfert gain/pertes de la boucle pour un champ électrique à la fréquence  $f$  à l'instant  $t$ ,  $f_s$  la fréquence de décalage appliquée au décaleur de fréquence, et  $\tau_c$  le temps mis par la lumière pour faire un tour de

boucle. En considérant le laser d'injection comme monochromatique, on peut écrire le champ d'injection simplement sous la forme suivante :

$$E_{\text{in}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t}, \quad (1.3)$$

avec  $A_{\text{in}}$  l'amplitude du champ d'injection et  $f_0$  la fréquence du laser d'injection.  $f_n$  s'écrit alors :

$$f_n = f_0 + n f_s. \quad (1.4)$$

De manière itérative on peut ainsi établir l'expression du champ en sortie de boucle :

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t} \left( \gamma + \sqrt{(1-\gamma^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} g(n, t) e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)f_s \tau_c} \right), \quad (1.5)$$

en notant  $g(n, t)$  le produit des différentes fonctions de transfert gain/pertes du champ électrique d'injection jusqu'au tour  $n$ , on a :

$$g(n, t) = \prod_{m=0}^n \eta(f_0 + m f_s, t - m \tau_c). \quad (1.6)$$

La fonction  $g(n, t)$  correspond à l'amplitude du peigne optique généré en fonction du temps.

### 1. b. ii Simplification du modèle

L'expression de  $g(n, t)$  rend la modélisation du champ électrique en sortie de boucle complexe, car l'amplitude de la dent  $n$  dépend de la fonction de transfert gain/pertes de la boucle des  $n$  tours précédents. En fonction de la dynamique de l'amplificateur optique et du régime de fonctionnement dans la boucle, plusieurs simplifications sont néanmoins possibles.

- Hypothèse de dynamique lente de l'amplificateur optique

En supposant que le gain de l'amplificateur optique varie peu à l'échelle d'un tour de boucle  $\tau_c$ , on peut définir le gain moyen de l'amplificateur optique sur un tour de boucle. Dans ce cas-là, l'évolution de la fonction de transfert peut être itérée par pas discret de temps  $\tau_c$ , la valeur du gain moyen de l'amplificateur optique sur un tour de boucle étant calculée grâce aux équations couplées atome/champ [2]. La Figure I - 4 illustre ce processus itératif.

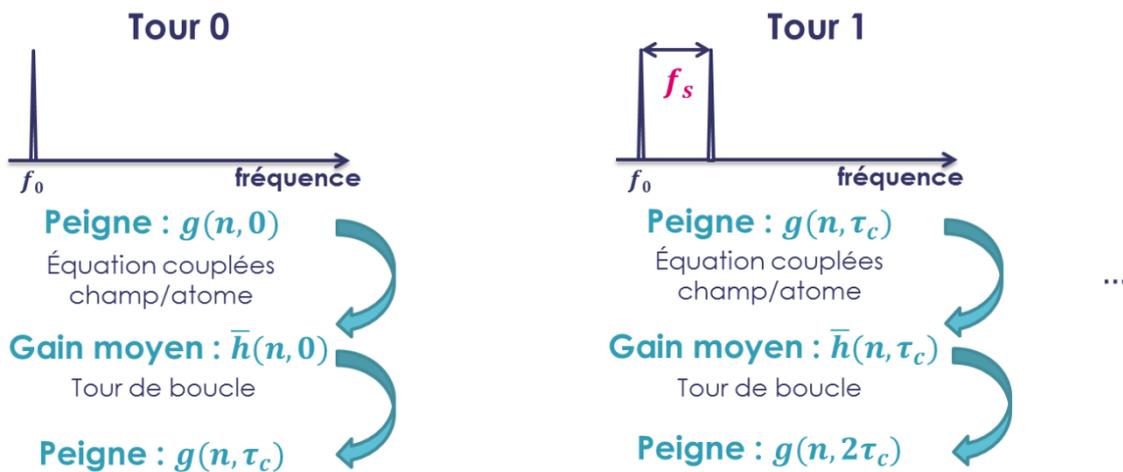


Figure I - 4 Schéma de résolution itérative de la modélisation du champ électrique en sortie de BDF.

- Hypothèse d'un amplificateur optique à gain homogène dans l'état stationnaire

Après un régime transitoire où la dynamique de l'amplificateur optique est fortement couplée à la dynamique de formation du peigne, on voit expérimentalement que l'amplificateur optique arrive dans un état stationnaire dans lequel le gain est constant en fonction du temps [12]. On peut ainsi simplifier l'écriture de la fonction de transfert par  $\eta(f, t) = \eta(f)$ . En supposant de plus que la fonction de transfert de la boucle varie peu à l'échelle du peigne optique, on obtient  $\eta(f_0 + nf_s) = \eta$ , et l'équation (I. 6) se simplifie ainsi en:

$$g(n) = \eta^n. \quad (I. 7)$$

Le champ électrique en sortie de boucle peut ainsi s'écrire [11] :

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t} \left( \gamma + \sqrt{(1 - \gamma^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} \eta^n e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)f_s \tau_c} \right). \quad (I. 8)$$

Dans ce cas-là, la BDF atteint un régime stationnaire mais non permanent : même si l'onde optique circulant dans la boucle voit sa fréquence changer à chaque tour de boucle, la distribution d'énergie dans les différentes dents du peigne reste constante en fonction du temps.

Avec cette formule, on voit que l'amplitude et la phase du peigne optique généré en sortie de boucle dépendent de plusieurs paramètres ( $f_0$ ,  $f_s$ ,  $\tau_c$  et la fonction de transfert de la boucle  $\eta$ ) issus des caractéristiques du laser d'injection et de la boucle. En particulier, on peut noter que pour les BDF dans l'état stationnaire :

- L'amplitude du peigne est une exponentielle décroissante. La largeur du peigne optique généré est ainsi régie par le paramètre  $\eta$ . Le seuil laser défini en 1. a. iv correspond à l'état de pompage de l'amplificateur optique où  $\eta$  est égal à 1.

- L'espacement entre les dents du peigne est fixé par la fréquence appliquée au décaleur de fréquence. Les BDF permettent ainsi de générer des peignes optiques d'espacement accordable en changeant simplement la fréquence de l'oscillateur local externe. Dans le cas d'un AOFS, l'excursion en fréquence est généralement limitée à une bande relative assez restreinte autour de la fréquence nominale de fonctionnement, mais avec un modulateur électro-optique (EOM) à bande latérale unique, la fréquence d'espacement du peigne peut varier de plusieurs kHz à plusieurs GHz.

- La phase des dents du peignes  $\phi_n$  est définie par la relation :

$$\phi_n = 2\pi n f_0 \tau_c + \pi n(n+1) f_s \tau_c \quad (I. 9)$$

Le terme de phase linéaire implique un simple décalage temporel du champ électrique en sortie de boucle. En revanche le terme de phase quadratique influe beaucoup sur la forme du champ électrique en sortie de boucle. De même que l'espacement entre les dents du peigne optique est accordable, la relation de phase entre les dents du peigne peut être contrôlée en ajustant le produit  $f_s \tau_c$  (soit par  $f_s$  en changeant la fréquence appliquée au décaleur de fréquence, soit par  $\tau_c$  en ajustant la longueur de la boucle).

## 1. c Utilisation des boucles à décalage de fréquence

Les BDF permettent de générer des peignes de fréquences optiques d'espacement et de relation de phase accordables. Cette propriété permet d'utiliser les BDF dans beaucoup d'applications :

spectroscopie [13], télémétrie [14], traitement de signaux photoniques [15], communications optiques [16], génération de signaux arbitraire [17, 18], transformée de Fourier analogique [19], ou encore génération de train d'impulsions [20]. Nous présentons ici quelques propriétés particulières des BDF pour mettre en valeur leur utilisation pour la génération et le traitement de signaux.

### 1. c. i Génération de train d'impulsions et effet Talbot temporel

En réglant le produit  $f_s \tau_c$  sur des valeurs remarquables appelées conditions de Talbot, les BDF génèrent des trains d'impulsions de cadence de répétition accordable par pas de  $f_s$ .

Pour  $f_s \tau_c = p$ , avec  $p$  un entier relatif, l'équation (I. 8) se simplifie par :

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t} \left( \gamma + \sqrt{(1-\gamma^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} (\eta e^{-2i\pi f_s t})^n \right). \quad (\text{I. 10})$$

L'origine temporelle est ici changée en  $t = t + \frac{f_0 \tau_c}{f_s}$ . Le champ électrique correspond à une somme d'harmoniques de  $f_s$  en phase. L'intensité en sortie de boucle est donc un train d'impulsions de cadence de répétition  $f_s$ . La condition  $f_s \tau_c = p$  est appelé condition de Talbot entière.

Pour  $f_s \tau_c = p/q$ , avec  $p$  et  $q$  deux entier relatifs premier entre eux, l'équation (I. 8) devient :

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t} \left( \gamma + \sqrt{(1-\gamma^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} \eta^n e^{-2i\pi n f_s t} e^{i\pi n(n+1)\frac{p}{q}} \right). \quad (\text{I. 11})$$

L'origine temporelle est aussi changée comme dans l'équation (I. 10). Dans ce cas, toutes les dents espacées de  $q$  sont mutuellement en phase :

- La dent n°1,  $1 + q$ ,  $1 + 2q$ , ... ont la même phase  $\phi_1 = f_0 \tau_c + 2\pi f_s \cdot p/q$
- La dent n°2,  $2 + q$ ,  $2 + 2q$ , ... ont la même phase  $\phi_2 = f_0 \tau_c + 2\pi f_s \cdot 2p/q$
- ...

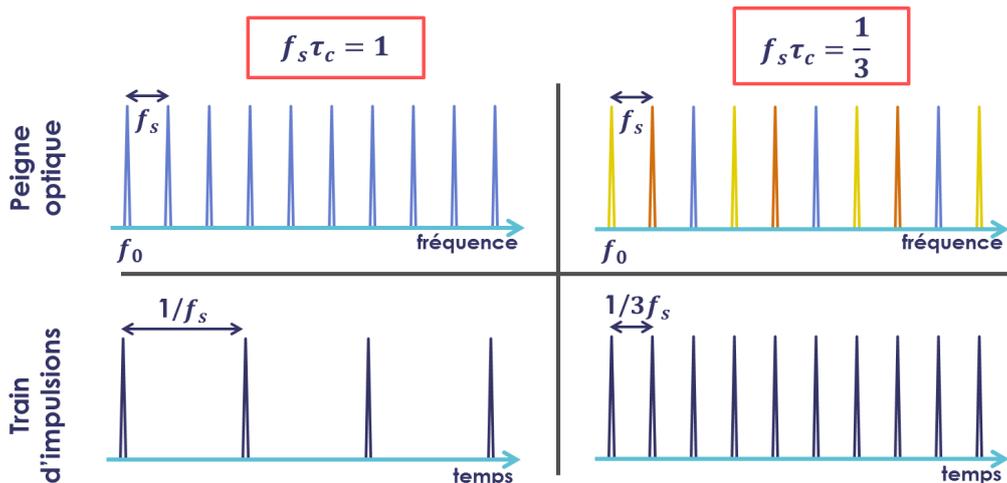


Figure I - 5 Schéma du peigne optique et du train d'impulsions en sortie de BDF pour une condition de Talbot entière ( $f_s \tau_c = 1$  à gauche) et pour une condition de Talbot fractionnaire ( $f_s \tau_c = 1/3$  à droite). Les dents avec la même phase sont représentées de la même couleur.

L'intensité en sortie correspond à un train d'impulsions de cadence de répétition  $q f_s$  [20]. La condition  $f_s \tau_c = p/q$  est appelée condition de Talbot fractionnaire. Un exemple de peigne optique

ainsi que de train d'impulsions en sortie de BDF est schématisé en Figure I - 5 pour une condition Talbot entière ( $p = 1$ ) et fractionnaire ( $p = 1, q = 3$ ).

L'effet de multiplication de la cadence de répétition est analogue à l'effet de multiplication de la fréquence spatiale par effet Talbot, observé en champ proche d'une figure de diffraction d'un réseau [21]. L'appellation laser à effet Talbot pour les BDF vient de l'effet Talbot temporel à l'origine de la multiplication de la cadence de répétition. Les BDF génèrent ainsi des trains d'impulsions à cadence de répétition accordable, en réglant le taux de multiplication  $q$ . Dans la référence [20], des trains d'impulsions optiques jusqu'à 37 GHz ont été obtenus à partir d'un modulateur acousto-optique piloté à une fréquence autour de 40 MHz, soit une accordabilité de la fréquence de répétition du train d'impulsions sur trois ordres de grandeur. Une récente publication [22] a montré que ce principe était applicable à une BDF avec un EOM à la place d'un AOM.

### 1. c. ii Génération de « chirp » pour les applications lidar

La combinaison du décalage de fréquence et du retard temporel dans la boucle induit la génération d'un peigne de fréquences avec une phase spectrale quadratique (I. 9). Cette relation de phase est équivalente à la phase obtenue après propagation d'une onde optique dans un milieu dispersif.

La constante de propagation d'une onde monochromatique à la fréquence radiale  $\omega_0$  dans un milieu d'indice  $n(\omega)$  vaut  $k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$ . En développant au second ordre  $k(\omega)$  autour de  $\omega_0$ , on peut écrire :

$$k(\omega) = k(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{dk}{d\omega} + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \frac{d^2k}{d\omega^2}, \quad (I. 12)$$

$$k(\omega) = k(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{1}{v_g} + \frac{\beta_2}{2} (\omega - \omega_0)^2, \quad (I. 13)$$

avec  $v_g$  la vitesse de groupe de l'onde dans le milieu à la fréquence  $\omega_0$  et  $\beta_2$  le paramètre de dispersion de la vitesse de groupe du milieu à la fréquence  $\omega_0$ . Après la propagation sur une distance  $L$ , l'onde est déphasée de  $\phi(\omega) = k(\omega)L$ , avec ainsi :

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{L}{v_g} + \frac{\beta_2 L}{2} (\omega - \omega_0)^2. \quad (I. 14)$$

Pour un peigne de fréquences  $\omega_n = \omega_0 + n\omega_s$ , la phase  $\phi_n$  acquise par la composante fréquentielle à  $\omega_n$  vaut :

$$\phi_n = \phi(\omega_0) + n\omega_s \frac{L}{v_g} + n^2 \frac{\omega_s^2 \beta_2 L}{2}. \quad (I. 15)$$

En comparant (I. 9) et (I. 15) on note que la phase spectrale en sortie de BDF est semblable à la phase spectrale acquise par un peigne de fréquences initialement verrouillées en phases au cours de la propagation dans un milieu dispersif. On peut ainsi définir une dispersion équivalente entre les dents du peigne en sortie de BDF par rapport à la loi quadratique d'évolution de la phase spectrale.

La boucle peut induire des dispersions équivalentes de l'ordre de  $10^{-18} \text{ s}^2$  [17]. En prenant des valeurs typiques de paramètres de dispersion de vitesse de groupe de fibre SMF - 28 standard ( $\beta_2 \sim 17 \text{ ps/nm/km}$ ), la longueur équivalente de propagation (à 1550 nm) dans la fibre SMF - 28 pour avoir la même dispersion que dans la BDF serait de  $L \sim 7300 \text{ km}$ , soit du même ordre de

grandeur que le rayon terrestre. La dispersion équivalente dans une BDF est ainsi très largement supérieure à la dispersion dans un milieu matériel. D'autre part, la dispersion effective est ajustable en changeant  $f_s$ , tandis que le déphasage imposé par la propagation dans un milieu dispersif dépend de la longueur de propagation, ce qui rend le système difficilement accordable.

La dispersion effective appliquée par la BDF peut permettre de séparer temporellement les différentes composantes du peigne optique. Pour une condition de Talbot entière ( $f_s \tau_c = p$ ), toutes les dents du peignes sont synchronisées ce qui permet de générer des trains d'impulsions, de durée limitée par transformée de Fourier du spectre optique, à la cadence de répétition  $f_s$ . En s'écartant de la condition de Talbot entière (c'est-à-dire en modifiant le produit  $f_s \tau_c$  d'une valeur  $p$  à  $p + \epsilon$ ) les dents du peigne optique sont retardées en fonction de leur fréquence et l'impulsion est ainsi étalée temporellement (Figure I - 6). Les BDF peuvent ainsi être utilisées pour générer des signaux dont la fréquence varie en fonction du temps très facilement reprogrammables [17]. Ces profils temporels à glissement de fréquence (encore appelés « chirps ») sont très largement utilisés pour la compression d'impulsion et les lidars [23, 24]. La génération de chirps avec une bande passante très large ( $> 10$  GHz) et un taux de répétition élevé ( $\sim 100$  MHz) est un défi avec des méthodes traditionnelles (en modulant par exemple la fréquence d'un laser CW [25]), ce qui rend les BDF très intéressantes pour la télémétrie [14]. Une étude plus détaillé des BDF pour les mesures de distance est présentée au chapitre IV.

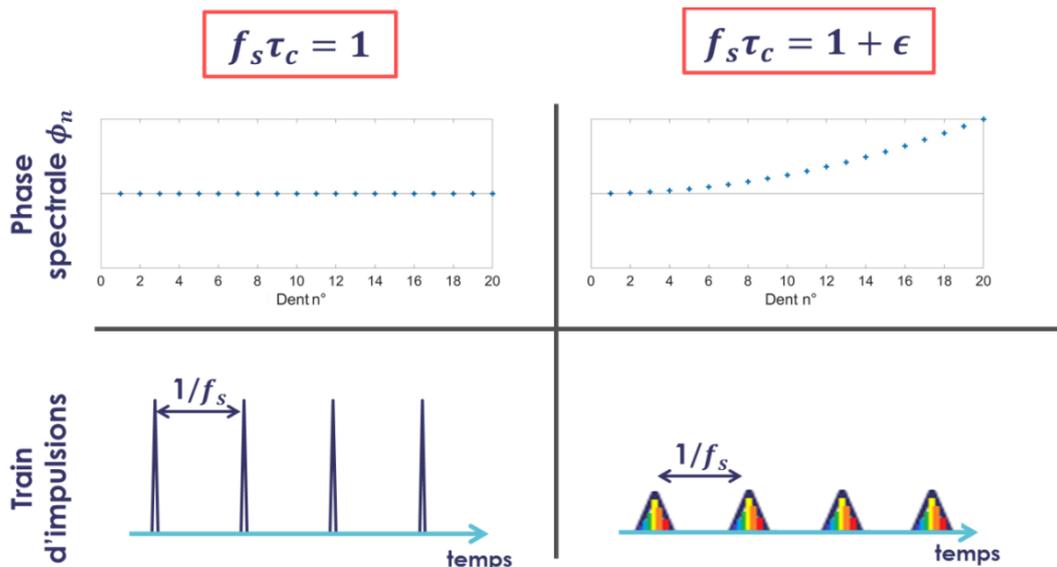


Figure I - 6 Schéma de la phase spectrale et du train d'impulsions en sortie de BDF pour une condition de Talbot entière ( $f_s \tau_c = 1$  à gauche) et au voisinage d'une condition de Talbot entière ( $f_s \tau_c = 1 + \epsilon$  à droite avec  $\epsilon \ll 1$ ).

### 1. c. iii Transformée de Fourier en temps réel et génération de signaux arbitraires

Jusqu'à présent, le laser d'injection a été supposé monochromatique et d'amplitude constante en fonction du temps. Dans l'état stationnaire, la fréquence du laser d'injection introduit simplement un terme de décalage temporel  $\frac{f_0 \tau_c}{f_s}$  identique pour toutes les fréquences (équation (I. 8)). En gardant l'expression du champ injecté sous la forme générale  $E_{in}(t)$  on peut refaire les étapes (I. 1) à (I. 7), et le champ électrique en sortie s'exprime sous la forme :

$$E_{\text{out}}(t) = \left( \gamma E_{\text{in}}(t) + \sqrt{(1 - \gamma^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} E_{\text{in}}(t - n\tau_c) \eta^n e^{-2i\pi n f_s t} e^{i\pi n(n+1)\frac{p}{q}} \right). \quad (1.16)$$

En condition Talbot entière, en supposant  $\eta = 1$ ,  $E_{\text{out}}(t)$  se simplifie en :

$$E_{\text{out}}(t) = \gamma E_{\text{in}}(t) + \sqrt{(1 - \gamma^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} E_{\text{in}}(t - n\tau_c) e^{-2i\pi n f_s t}, \quad (1.17)$$

En supposant que le laser d'injection est polychromatique, on peut décomposer  $E_{\text{in}}(t)$  en :

$$E_{\text{in}}(t) = \int A_{\text{in}}(f) e^{2i\pi f t} df, \quad (1.18)$$

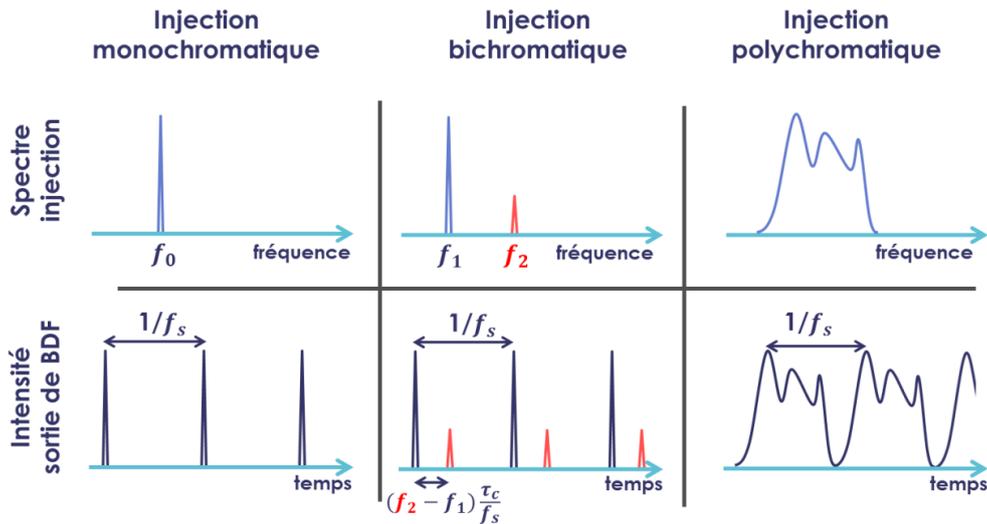
Soit d'après la formule sommatoire de Poisson :

$$E_{\text{out}}(t) = \gamma E_{\text{in}}(t) + \sqrt{(1 - \gamma^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} \int A_{\text{in}}(f) e^{-2i\pi n(f_s t - f\tau_c)} df, \quad (1.19)$$

Ou encore :

$$E_{\text{out}}(t) = \gamma E_{\text{in}}(t) + \sqrt{(1 - \gamma^2)} \int A_{\text{in}}(f) \sum_{n=1}^{+\infty} e^{-2i\pi f_s(t - \frac{f\tau_c}{f_s})} df. \quad (1.20)$$

Le champ électrique en sortie (au terme d'ordre 0 près) est l'image du spectre du champ électrique en entrée. En prenant pour injection un laser monochromatique de fréquence  $f_0$ , on retrouve à partir de l'équation (1.20) l'expression d'un train d'impulsion de cadence de répétition  $f_s$  décalé temporellement de  $\frac{f_0\tau_c}{f_s}$ . En prenant deux lasers monochromatiques de fréquence  $f_1$  et  $f_2$  en revanche, l'intensité en sortie est la somme de deux trains d'impulsions de taux de répétition  $f_s$  séparés temporellement de  $\frac{(f_2 - f_1)\tau_c}{f_s}$  (Figure I - 7) [26]. La BDF effectue ainsi une transformée de Fourier en temps réel du champ électrique en entrée [19].



**Figure I - 7 Schéma de l'intensité en sortie de boucle pour plusieurs profils spectraux d'injection en condition Talbot entière.**

On peut alors montrer que la résolution fréquentielle de la transformée  $\delta f$  est limitée par la bande passante du peigne optique généré  $\Delta f$  [19]:

$$\delta f = \frac{2\pi f_s \tau_c}{\Delta f}. \quad (I. 21)$$

Pour éviter le recouvrement de la transformée de Fourier entre plusieurs périodes, la largeur du spectre du champ électrique en entrée doit être inférieure à  $1/\tau_c$ .

En adoptant la démarche inverse, les BDF peuvent aussi être utilisées pour générer des signaux arbitraires [18]. En venant programmer le spectre optique en entrée de boucle avec un décalage de fréquence par exemple, la boucle génère directement dans le domaine temporel le signal de modulation. L'avantage de cette méthode est la multiplication de la bande passante effectuée par la BDF : en partant d'un signal de modulation à faible bande passante instantanée ( $\sim 100$  MHz), la boucle génère dans le domaine temporel un signal de sortie de grande largeur spectrale ( $\sim 40$  GHz).

Par le contrôle de la relation de phase entre les dents du peigne optique, les BDF peuvent générer des signaux optiques variés, comme des trains d'impulsions à haute cadence à répétition, des chirps avec une bande passante très large ainsi qu'une fréquence de répétition très élevée ou encore des signaux totalement arbitraires, dont le profil temporel est réglable par l'utilisateur. D'autre part, les BDF peuvent aussi être utilisées pour traiter directement des signaux complexes en effectuant des transformées de Fourier entières ou fractionnaires [27]. Le modèle linéaire du champ électrique en sortie de boucle permet de décrire le peigne optique généré (en amplitude et en phase) dans l'état stationnaire avec quelques paramètres simplement identifiables expérimentalement.

Cependant pour l'implémentation concrète des BDF et leur optimisation, il est crucial de pouvoir modéliser la réponse dynamique des BDF dans l'état transitoire. Le temps de réponse des BDF est un paramètre clé. En particulier quand l'amplitude du champ électrique d'injection est modulée (pour la génération de signaux arbitraire par exemple), l'hypothèse de l'état stationnaire est à remettre en question car la puissance injectée, et a fortiori la puissance intra-boucle, varie au cours du temps. Dans la deuxième partie, nous proposons un modèle théorique de la description dynamique du champ en sortie de boucle basé sur les équations couplées photon/atome de l'amplificateur optique intra-boucle.

## 2 Modélisation dynamique des boucles à décalage de fréquence

Dans cette sous partie, nous présentons dans un premier temps les grandeurs et équations relatives aux amplificateurs optiques, pour pouvoir décrire leur évolution dans une boucle injectée par un laser continu. En se basant sur une description vectorielle du champ en sortie de boucle, nous décrivons ensuite un modèle permettant d'appréhender le régime transitoire des BDF.

### 2. a Équations couplées dans une boucle à décalage de fréquence

L'amplificateur optique dans la boucle peut être un milieu composé d'atomes, molécules, ions ou électrons, sous forme solide, liquide, ou gazeuse qui amplifie la lumière qui le traverse. Pour la suite, nous prendrons simplement l'exemple d'un atome dans un solide.

#### 2. a. i Description générale de l'interaction lumière/matière et de l'amplification optique

Selon la physique quantique, l'énergie d'un atome présente différentes valeurs quantifiées. Les états d'un atome peuvent ainsi être décrits de manière discrète avec un état fondamental correspondant à

l'état de moindre énergie, et différents états excités de plus hautes énergies. En considérant un système à deux niveaux d'énergie respectivement  $E_1$  et  $E_2$  (avec  $E_1 < E_2$ ) avec un nombre d'atome  $N_1$  (respectivement  $N_2$ ) dans l'état  $E_1$  (respectivement  $E_2$ ), on note  $\nu_{12}$  la fréquence de transition entre les deux états d'énergie ( $\nu_{12} = (E_2 - E_1)/h$ ). Un atome peut changer d'état entre  $E_1$  et  $E_2$  selon l'un des mécanismes suivants [28, 29] :

- L'absorption : L'atome dans le niveau d'énergie  $E_1$  passe dans l'état d'énergie  $E_2$  par absorption d'un photon d'énergie  $h\nu_{12}$ .
- L'émission spontanée : L'atome dans l'état d'énergie  $E_2$  passe dans l'état d'énergie  $E_1$  par émission d'un photon d'énergie  $h\nu_{12}$  avec une phase aléatoire dans n'importe quelle direction de l'espace. La probabilité d'émission spontanée suit une loi exponentielle décroissante avec le temps :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\frac{dN_1(t)}{dt} = -\gamma_{2 \rightarrow 1, \text{rad}} N_2(t), \quad (I. 22)$$

avec  $\gamma_{2 \rightarrow 1, \text{rad}}$  la probabilité d'émission spontanée radiative par unité de temps.

- L'émission stimulée : L'atome reçoit un photon d'énergie  $h\nu_{12}$  dans l'état d'énergie  $E_2$  et passe dans l'état d'énergie  $E_1$  par émission d'un photon identique (fréquence, direction) au photon incident : la lumière incidente gagne un photon. Ce processus est au cœur de l'amplification optique.

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\frac{dN_1(t)}{dt} = -\kappa F(t)(N_2(t) - N_1(t)), \quad (I. 23)$$

avec  $\kappa$  le coefficient de couplage photon/atome, et  $F(t)$  le nombre de photons incidents.  $\kappa$  caractérise la force de l'interaction lumière/matière.

- Le pompage : L'atome passe du niveau d'énergie  $E_1$  à un niveau d'énergie  $E_2$  par excitation indirecte (pompage optique, électrique, chimique, ...).

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\frac{dN_1(t)}{dt} = R_{1 \rightarrow 2} N_1(t), \quad (I. 24)$$

avec  $R_{1 \rightarrow 2}$  la probabilité de pompage d'atome par unité de temps.

- Les recombinaisons non radiatives : L'atome peut passer du niveau d'énergie  $E_2$  à un niveau d'énergie  $E_1$  en émettant l'énergie de manière non radiative (émission de phonons, excitation vibrationnelle,...).

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\frac{dN_1(t)}{dt} = -\gamma_{2 \rightarrow 1, \text{non rad}} N_2(t), \quad (I. 25)$$

avec  $\gamma_{2 \rightarrow 1, \text{non rad}}$  la probabilité d'émission spontanée non radiative par unité de temps.

Les différents mécanismes sont schématisés ci-dessous (Figure I - 8). L'amplification optique repose sur l'inversion de population : le niveau excité est rempli par pompage à partir du niveau fondamental, et l'émission stimulée augmente le nombre de photons de la lumière incidente en fonction de la différence des populations entre l'état fondamental et l'état excité. Les autres

mécanismes (absorption, émission spontanée radiative ou non-radiative), ne font que diminuer l'efficacité de la conversion pompage/amplification.

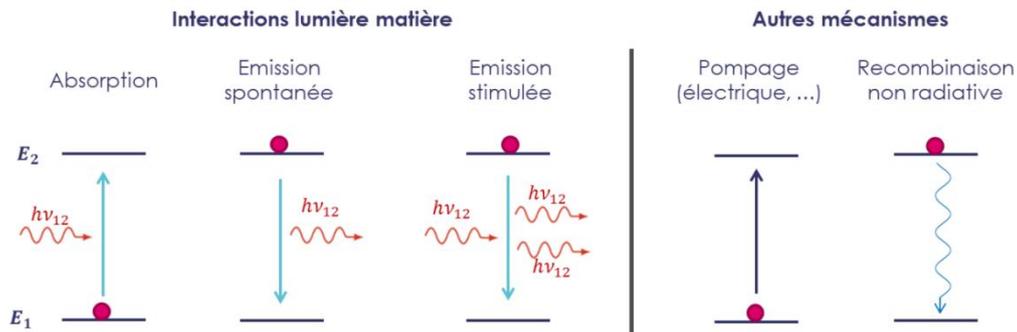


Figure 1 - 8 Schéma des différents mécanismes d'interactions lumière/matière (à gauche), et des autres mécanismes de changements d'état (à droite).

## 2. a. ii Évolution de l'inversion de population

Dans un système à deux niveaux d'énergie, la population de l'état excité est nécessairement inférieure ou égale à la population de l'état fondamental pour des considérations thermodynamiques, ce qui ne permet pas d'amplifier une onde optique. La structure des états des amplificateurs optiques réels est en réalité largement plus compliquée qu'un système à deux niveaux. De plus, des combinaisons radiatives et non-radiatives à partir de l'état  $E_1$  et  $E_2$  complexifient la modélisation temporelle de l'évolution de population.

Cependant, deux modèles permettent de décrire une grande partie des amplificateurs optiques rencontrés. Le modèle du système à trois niveaux (l'amplification optique peut avoir lieu entre l'état fondamental et un état excité) comme l'Erbium (Er) (amplificateurs à fibre dopées aux ions Erbium) ou bien le modèle du système à quatre niveaux (l'amplification optique peut avoir lieu entre deux états excités) comme le Néodyme (Nd) (laser Nd :YAG). Les deux systèmes sont schématisés en Figure 1 - 9.

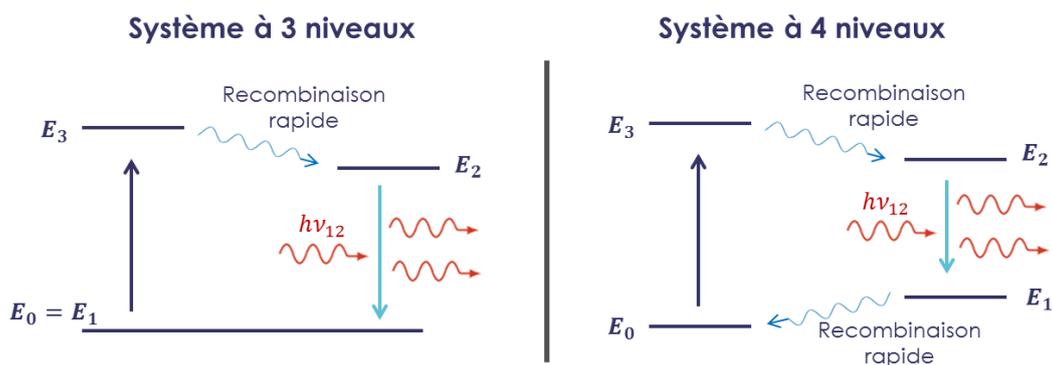


Figure 1 - 9 Modèle de structure atomique (trois et quatre niveaux) d'un amplificateur optique.

On définit le nombre d'atomes dans l'état  $E_i$  par la quantité  $N_i$ , en supposant que le système est fermé ( $\sum N_i = N$ ), avec  $N$  constant. Dans un système à quatre niveaux, on suppose  $N_1, N_3 \approx 0$  (l'état  $E_3$  se désexcite très rapidement dans l'état  $E_2$  et l'état  $E_1$  se désexcite très rapidement dans l'état  $E_0$ ), en regroupant les différents mécanismes d'interaction lumière/matière (équations (I. 22) - (I. 25)), on trouve :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = R_{0 \rightarrow 2}N_0(t) - (\gamma_{2 \rightarrow 0, \text{rad}} + \gamma_{2 \rightarrow 0, \text{non rad}})N_2(t) + \kappa F(t)N_2(t), \quad (1.26)$$

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = -\frac{dN_2(t)}{dt}. \quad (1.27)$$

En injectant l'inversion de population  $\Delta N = N_2 - N_0$  dans les équations, on retrouve l'équation Statz-de Mars de l'évolution de l'inversion de population [28, 29] :

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\Delta N(t) - \Delta N_0) - \kappa \Delta N(t)F(t), \quad (1.28)$$

avec  $\tau$  le temps de réponse du système,  $\Delta N_0$  le taux de pompage en inversion de population. Dans le cas où le mécanisme de pompage est très rapide devant le temps de vie de l'état  $E_2$ , on trouve  $\tau = 1/(\gamma_{2 \rightarrow 0, \text{rad}} + \gamma_{2 \rightarrow 0, \text{non rad}})$ .

Dans un système à trois niveaux, on suppose  $N_3 \approx 0$ . Les équations deviennent alors :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = R_{0 \rightarrow 2}N_0(t) - (\gamma_{2 \rightarrow 0, \text{rad}} + \gamma_{2 \rightarrow 0, \text{non rad}})N_2(t) + \kappa F(t)\Delta N(t), \quad (1.29)$$

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = -\frac{dN_2(t)}{dt}. \quad (1.30)$$

On retrouve aussi l'équation Statz-de Mars de l'évolution de l'inversion de population pour un système à trois niveaux [30]:

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\Delta N(t) - \Delta N_0) - 2\kappa \Delta N(t)F(t). \quad (1.31)$$

### 2. a. iii Seuil de transparence et seuil de cavité

La différence notable entre les systèmes à trois niveaux et les systèmes à quatre niveaux et le seuil de transparence. Ce seuil correspond au taux de pompage à partir duquel la lumière est amplifiée. Pour un système à quatre niveaux, de par les approximations  $N_1 \approx 0$ . On a donc  $N_2 > N_1$  pour n'importe quelle valeur de taux de pompage  $\Delta N_0$ , et le seuil de transparence est donc nul. Alors que pour un système à trois niveaux, pour un taux de pompage faible, la majorité des atomes se trouve dans l'état  $E_1$ . L'inversion de population est négative et il n'y pas d'amplification. Le seuil de transparence commence quand le taux de pompage est supérieur au taux d'émission spontanée.

Pour faire le lien avec l'amplification de la lumière par l'amplificateur optique au-delà du seuil de transparence sur un tour de cavité, on définit de manière plus intuitive un taux de pompage  $r$  par rapport au seuil laser défini en 1. a. iv (gain = pertes). En notant le taux de pompage en inversion de population correspondant au seuil laser  $\Delta N_{\text{th}}$ , on a :

$$r = \frac{\Delta N_0}{\Delta N_{\text{th}}} = \Delta N_0 \tau_c \kappa. \quad (1.32)$$

Le seuil laser correspond à  $r = 1$ .

### 2. a. iv Nombre de photons dans la boucle à décalage de fréquence

L'évolution du nombre de photons dans la BDF dépend de l'injection externe du laser, de la génération de photon par amplification optique et des pertes passives  $\Pi$  de la lumière sur un tour de cavité. On suppose ici que les pertes sont uniformément distribuées sur le temps que met la lumière pour faire un tour de cavité. L'évolution du nombre de photons est ainsi donnée par :

$$\frac{dF(t)}{dt} = -\frac{F(t)}{T_c} + \kappa F(t)\Delta N(t) + P_0(t), \quad (1.33)$$

avec  $T_c = \tau_c/\Pi$  et  $P_0(t)$  le nombre de photons injectés par le laser d'injection par unité de temps.

## 2. a. v Section efficace et coefficient de couplage photon /atome

D'un point de vue macroscopique, la section efficace de l'amplificateur optique  $\sigma(\nu)$  fait le lien entre l'inversion de population et le gain de l'onde lumineuse qui traverse l'amplificateur optique. On peut définir le gain linéique de l'amplificateur optique  $\alpha(\nu)$  par :

$$\alpha(\nu) = \sigma(\nu)\Delta n, \quad (1.34)$$

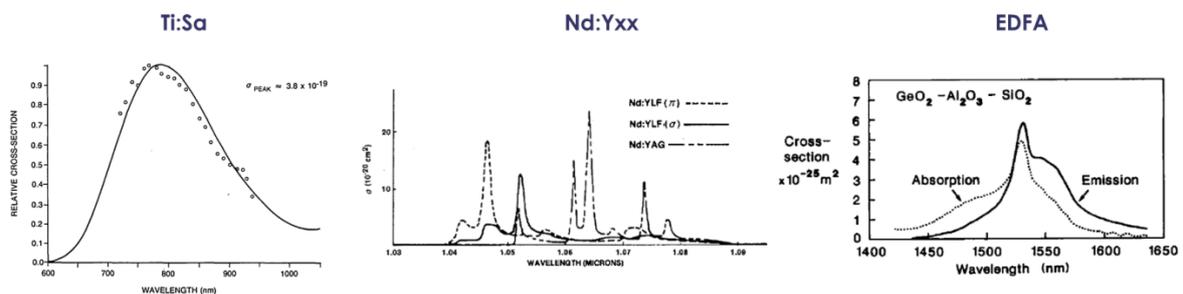
avec  $\Delta n$  l'inversion de population volumique. En considérant que le mode optique dans la cavité dans lequel se propage la lumière possède une section uniforme  $S$ , on peut réécrire le nombre de photons  $F$  de la manière suivante :

$$F = \frac{I}{h\nu} V_{\text{cav}} \frac{n_0}{c}, \quad (1.35)$$

avec  $I$  l'intensité lumineuse intra-cavité,  $h\nu$  l'énergie d'un photon,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $n_0$  l'indice du milieu et  $V_{\text{cav}}$  le volume du mode dans lequel se propage la lumière dans la cavité. Le coefficient de couplage photon/atome en fonction de  $\sigma(\nu)$  peut ainsi s'écrire sous la forme :

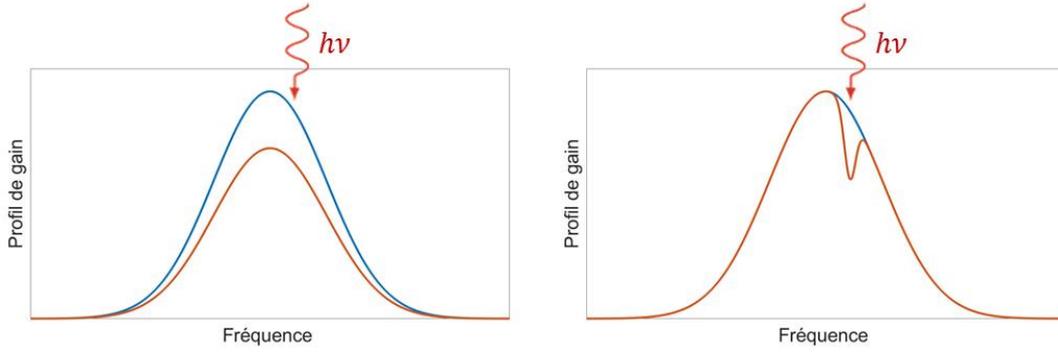
$$\kappa(\nu) = \frac{c}{n_0} \frac{\sigma(\nu)}{V_{\text{cav}}}. \quad (1.36)$$

Les équations développées jusqu'à présent sont valables a priori pour une amplification monochromatique à la fréquence de transition  $\nu_{12} = \frac{E_2 - E_1}{h}$ . En réalité, la section efficace permet de quantifier l'efficacité de l'amplification en fonction de la fréquence de la lumière incidente. La forme et la largeur de la bande d'amplification peuvent varier énormément en fonction de l'amplificateur optique (Figure I - 10). Les formules sur l'inversion de population et le gain sont valables sur une bande plus ou moins large autour de la fréquence de transition  $\nu_{12}$ . Cependant, selon l'homogénéité de la section efficace de l'amplificateur optique plusieurs interactions fréquence/gain sont possibles.



**Figure I - 10 Exemple de section efficace caractéristique de plusieurs amplificateurs : Ti:Saphir [31](à gauche), Nd :YAG et Nd:YLF [32] (au milieu) et amplificateur à fibre optique dopé Erbium [33](EDFA dopé  $\text{GeO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$  à droite).**

Dans le cas d'un milieu à gain homogène avec des atomes identiques, la section efficace est la même pour chaque atome. La bande de gain spectrale totale est la résultante de la section efficace de chaque atome. Lorsqu'un photon à la fréquence  $h\nu$  est amplifié par émission stimulée, l'inversion de population diminue, et donc la bande de gain spectrale diminue pour toutes les fréquences. On parle de saturation (dans ce cas homogène) du milieu à gain. Ce mécanisme est illustré en Figure I - 11.



**Figure I - 11 Exemple de schéma du profil de gain arbitraire avec une inversion de population maximale (en bleu) et avec une inversion de population saturée par émission stimulée de photon à la fréquence  $h\nu$  (en rouge) pour un profil de gain homogène (à gauche) et inhomogène (à droite).**

Au contraire, dans le cas d'un milieu à gain inhomogène avec des classes d'atomes différentes, la section efficace est différente pour chaque classe d'atomes. La bande de gain étant la résultante de l'inversion de population des différentes classes d'atomes, lorsqu'un photon à la fréquence  $h\nu$  est amplifié par émission stimulée, seule l'inversion de population de la classe d'atomes associée à la fréquence  $h\nu$  diminue. La bande de gain diminue donc de manière inhomogène. Ce phénomène illustré en Figure I - 11 est appelé *spectral hole burning* [28].

On peut ainsi résumer les deux équations couplées pour une BDF :

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\Delta N(t) - \Delta N_0) - 2^* \kappa(\nu) \Delta N(t) F(t), \quad (I. 37)$$

$$\frac{dF(t)}{dt} = -\frac{F(t)}{T_c} + \kappa(\nu) F(t) \Delta N(t) + P_0(t), \quad (I. 38)$$

avec le facteur  $2^*$  qui vaut 1 pour un système à quatre niveaux et 2 pour un système à trois niveaux.

## 2. b Modèle vectoriel d'évolution dynamique de boucle à décalage de fréquence

L'expression du champ électrique en sortie de BDF pour une injection de laser monochromatique a été établie dans l'équation (I. 5). En dessous du seuil laser de la boucle, en négligeant les phénomènes non linéaire et l'ASE de l'amplificateur optique, les seules composantes spectrales du champ en sortie de boucle sont ainsi les dents du peigne optique (cf. Figure I - 3). Les photons dans la boucle ont des fréquences discrètes appartenant au peigne de fréquence  $f_n = f_0 + n f_s$ .

### 2. b. i Présentation du formalisme vectoriel pour $F$ et $\Delta N$

Formellement, on peut établir une base orthonormée des fréquences  $\vec{e}_f = (\vec{e}_{f_0}, \vec{e}_{f_1}, \dots, \vec{e}_{f_n})$  sur laquelle se décompose le vecteur  $\vec{F}(t)$  représentant le nombre total de photons :

$$\vec{F}(t) = \sum_{n=0}^N F_n(t) \vec{e}_{f_n}, \quad (I. 39)$$

avec  $F_n(t)$  le nombre de photons à la fréquence  $f_0 + n f_s$ . On note que la base  $\vec{e}_f$  correspond aussi à la base des tours de boucle. De plus, en comparant l'équation (I. 39) et (I. 5), on remarque que le nombre de photons  $F_n(t)$  est proportionnel à  $g(n, t)^2$ .

$$\|\overrightarrow{F}(t)\| \propto \|\overrightarrow{E}(t)\|^2 \Leftrightarrow F_n(t) \propto g(n, t)^2 \quad (I. 40)$$

Le passage de l'inversion de population au formalisme vectoriel dépend de l'homogénéité de la section efficace. Si la section efficace est homogène à l'échelle de la largeur spectrale du peigne, alors les différentes dents du peigne voient la même classe d'atomes. Dans ce cas-là, l'inversion de population est un scalaire. Si la section efficace est inhomogène à l'échelle de la largeur spectrale du peigne, alors les différentes dents du peigne voient différentes classes d'atomes. Dans ce cas-là, l'inversion de population est aussi un vecteur  $\overrightarrow{\Delta N}(t)$  se décomposant sur la base  $\overrightarrow{e}_f$  par :

$$\overrightarrow{\Delta N}(t) = \sum_{n=0}^N \Delta N_n(t) \overrightarrow{e}_{f_n}. \quad (I. 41)$$

Enfin le coefficient de couplage photon/atome et le pompage peuvent aussi dépendre de la fréquence du peigne. On peut définir deux vecteurs  $\overrightarrow{\kappa}, \overrightarrow{\Delta N}_0$  qui se décomposent sur la base des fréquences  $\overrightarrow{e}_f$ .

## 2. b. ii Équations couplées photons/inversion de population vectorielles

En prenant en compte les différentes réalisations pratiques de BDF, plusieurs simplifications sont possibles par rapport au formalisme vectoriel :

- La largeur spectrale des peignes en sortie de BDF n'excédant généralement pas 100 GHz, on peut considérer que la section efficace d'émission est la même sur toute la largeur spectrale quel que soit l'amplificateur optique utilisé (Erbium, colorant, semiconducteur,...). On suppose de plus qu'elle est homogène. Dans ce cas,  $\kappa$  et  $\Delta N$  sont des quantités scalaires.

- La majorité des BDF utilisent un amplificateur optique: colorant [20], fibre optique dopée à l'Erbium (EDFA), [14, 19] ou bien un amplificateur optique à semiconducteur (SOA). Pour unifier le modèle parmi les différents amplificateurs, on choisit de modéliser l'amplificateur optique par un système à quatre niveaux. Cette hypothèse est justifiée dans la mesure où l'amplificateur optique dans la BDF est pompé de manière à compenser efficacement les pertes dans la boucle (en restant en dessous du seuil laser). Ainsi même avec un système à trois niveaux comme l'Erbium, les amplificateurs sont pompés au-dessus de la transparence. On suppose donc que  $E_1 \approx 0$  et que l'on a donc un système à quatre niveaux.

Les équations (I. 37) et (I. 38) s'écrivent alors dans le formalisme vectoriel:

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\Delta N(t) - r\Delta N_{th}) - \kappa\Delta N\overrightarrow{F}(t) \cdot \overrightarrow{e}_f, \quad (I. 42)$$

$$\frac{d\overrightarrow{F}(t)}{dt} = \left( -\frac{1}{T_c} + \kappa\Delta N(t) \right) \overrightarrow{F}(t) + \overrightarrow{P}_0(t), \quad (I. 43)$$

avec  $\overrightarrow{P}_0(t)$  le vecteur d'injection défini par  $\overrightarrow{P}_0(t) = P_0(t)\overrightarrow{e}_{F_0}$ . Les équations (I. 42) et (I. 43) pourraient être valables pour une cavité classique injectée par un laser externe. En revanche par rapport à une cavité laser classique, dans une BDF les photons sont décalés en fréquence à chaque tour de boucle. Ainsi, pour modéliser le décalage en fréquence, on définit la matrice  $\mathbf{S}$  suivante :  $S_{i,i-1} = \mathbf{1}, S_{i,j \neq i-1} = \mathbf{0}$ . À chaque tour de boucle, les photons sont décalés en fréquence par l'opération  $\overrightarrow{F} = \mathbf{S} \cdot \overrightarrow{F}$ .

Les équations (I. 42) et (I. 43) issues du formalisme vectoriel d'évolution dynamique des BDF permettent de prévoir la formation et l'extinction du peigne optique en sortie de BDF en particulier quand la puissance du laser d'injection  $\vec{P}_0$  est modulée dans le temps. Dans la partie suivante, nous présentons une étude expérimentale de l'état transitoire des BDF. En particulier nous étudions l'influence de la dynamique de l'amplificateur optique sur les temps de réponse des BDF et nous confrontons le modèle d'évolution dynamique des BDF avec les résultats expérimentaux.

### 3 Étude expérimentale de la dynamique des boucles à décalage de fréquence

Dans cette sous-partie nous présentons dans un premier temps la méthode développée pour suivre expérimentalement le régime transitoire de BDF, dont la dynamique est étudiée pour deux amplificateurs optiques différents en fonction du taux de pompage. Les résultats expérimentaux sont comparés au modèle présenté dans la partie 2. Enfin, nous discutons de la validité du modèle et de l'utilisation de celui-ci pour des applications de génération et de traitement du signal.

#### 3. a Expérience de suivi de la dynamique des boucles à décalage de fréquence

Pour comprendre l'influence des différents paramètres expérimentaux sur la dynamique des BDF, nous avons construit une BDF générique, et nous avons développé une méthode de suivi dynamique de la formation du peigne en sortie de BDF.

##### 3. a. i Présentation de la boucle à décalage de fréquence générique

La BDF étudiée est présentée en Figure I - 12. Elle est entièrement fibrée à 1550 nm avec des éléments à maintien de polarisation. Par rapport à l'architecture de BDF classique présentée en Figure I - 1, nous avons rajouté un filtre optique passe bande (FOPB) accordable en fréquence (Yenista), et un isolateur optique. Le FOPB est typiquement réglé à 1550 nm avec 10 GHz de bande passante pour éliminer l'ASE issue de l'amplificateur optique (AO). L'isolateur optique assure l'unidirectionnalité de la boucle et évite des effets de « spatial hole burning » dans l'amplificateur optique. Le choix de l'AO est discuté dans la section suivante.

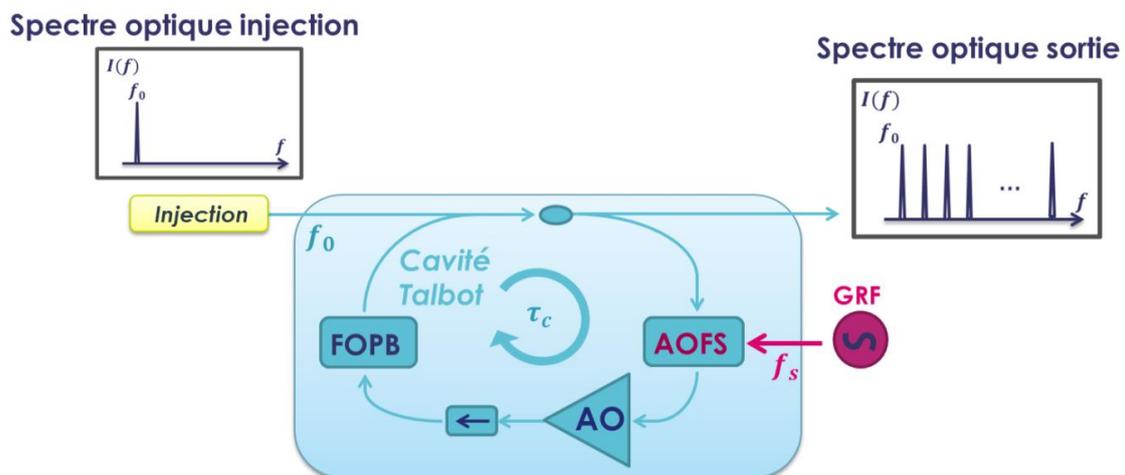


Figure I - 12 Schéma expérimental de BDF fibrée. FOPB : filtre optique passe bande, AO : amplificateur optique, AOFS : décaleur en fréquence acousto-optique, GRF : générateur radiofréquence à la fréquence  $f_s$ .

Le laser d'injection est un laser CW (E15 Koheras) à 1550 nm, avec une faible largeur de raie et une grande stabilité à long terme. Il est suivi d'un modulateur acousto-optique (AOM) pour moduler en tout ou rien l'injection dans la boucle. L'injection optique  $P_0(t)$  est ainsi un cycle de deux états d'injection, on et off, pour assurer le suivi du régime transitoire de la BDF (création et extinction du peigne optique). L'AOM de la BDF est quant à lui pompé en permanence en dessous du seuil, même lorsque la boucle n'est pas injectée par le laser CW. Le décalage en fréquence dans la boucle est assuré par un décaleur de fréquence acousto-optique (AOFS) intra-boucle. Celui-ci est piloté par un oscillateur externe radiofréquence (RF) à une fréquence  $f_s = 79.014$  MHz.

### 3. a. ii Détection hétérodyne et STFT

Le laser CW étant réglé à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1550$  nm et l'espacement entre les dents du peigne étant fixée par  $f_s$ , la différence de longueur d'onde résultante entre les dents du peigne est de 600 fm environ. Les analyseurs de spectre optique classiques étant loin d'offrir un suivi dynamique avec une telle résolution, nous avons mis en place une méthode hétérodyne, pour suivre l'évolution du peigne dans le régime transitoire. La sortie de la BDF est recombinaisonnée avec le laser CW d'injection sur une photodiode rapide et le photocourant est enregistré avec un oscilloscope à échantillonnage rapide (8 GHz). La méthode de mesure hétérodyne est présentée en Figure I - 13.

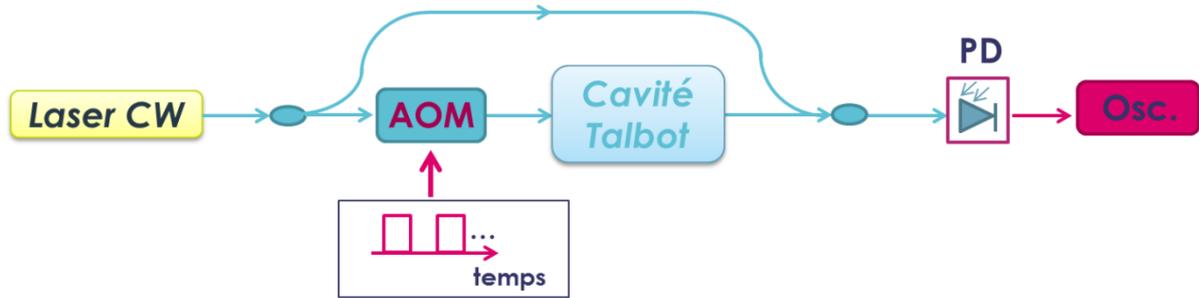


Figure I - 13 Schéma de la mesure hétérodyne du peigne, AOM: modulateur acousto-optique, PD : photodiode, Osc. : oscilloscope.

Le champ électrique dans la voie du laser d'injection est donné par l'équation (I. 3). Le peigne optique en sortie de BDF, lorsque le laser CW est injecté (état on) s'écrit (cf. équation (I. 5)):

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi(f_0 + f_{\text{dec}})t} \left( \gamma + \sum_{n=1}^{+\infty} g(n, t) e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)f_s \tau_c} \right), \quad (\text{I. 44})$$

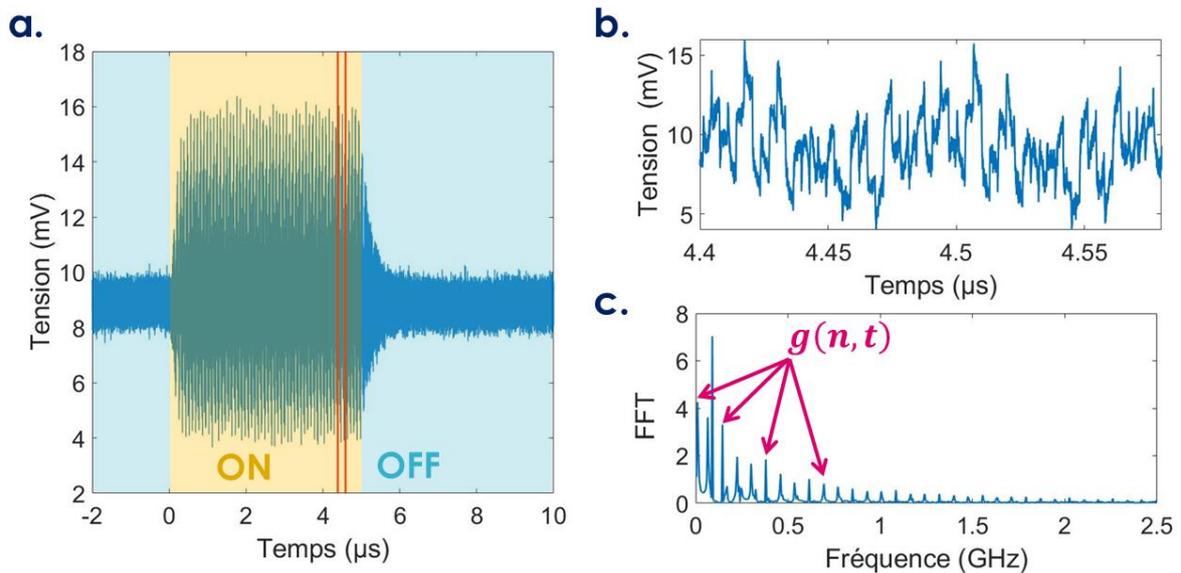
avec  $f_{\text{dec}}$  la fréquence adressée à l'AOM dans la voie d'injection de la BDF. L'intensité du battement hétérodyne entre le peigne optique et le laser CW détecté par la photodiode  $i_{\text{het}}(t) = 2\Re(E_{\text{in}}^* E_{\text{out}})$  s'écrit alors :

$$i_{\text{het}}(t) = 2\Re \left( A_{\text{in}}^2 e^{-2i\pi f_{\text{dec}} t} \left( \gamma + \sum_{n=1}^{+\infty} g(n, t) e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)f_s \tau_c} \right) \right). \quad (\text{I. 45})$$

La mesure hétérodyne transforme le peigne optique en un peigne hyperfréquence. L'amplitude des dents du peigne hyperfréquence en sortie de photodiode est la même que l'amplitude des dents du peigne optique à un facteur de proportionnalité près. De plus, grâce à l'AOM dans la voie de l'injection de la BDF, les dents du peigne hyperfréquences sont décalées de  $f_{\text{dec}}$ , ce qui simplifie leur identification.

La valeur de l'amplitude instantanée relative de chacune des dents du peigne optique est ainsi obtenue à partir de l'amplitude des dents du peigne RF. Celles-ci sont obtenues par une transformée de Fourier rapide du photocourant (STFT : *short time Fourier transform* en anglais), encore appelée transformée de Fourier à fenêtre glissante. Le principe de la STFT est représenté en Figure I - 14.

Dans un premier temps, la tension aux bornes de l'oscilloscope (proportionnelle au photocourant) est échantillonnée sur un cycle entier on/off d'injection (Figure I - 14.a). Une fenêtre temporelle glissante permet d'extraire la valeur de la tension le long de l'axe temporel. La Figure I - 14.b montre un exemple de tension extraite par fenêtrage pendant l'intervalle entre les deux lignes rouges de la Figure I - 14.a. Ensuite, la transformée de Fourier (TF) de la fenêtre temporelle donne un peigne d'amplitude proportionnel à  $g(n, t)$  d'après l'équation (I. 45) (Figure I - 14.c). L'évolution temporelle totale de la puissance de chacune des dents (c'est-à-dire le nombre de photons par dents  $F_n(t)$ ) et de l'intensité du peigne peut alors être suivie d'après les équations (I. 39) et (I. 40). D'après l'équation (I. 45), on remarque que la méthode de STFT renseigne aussi sur la phase de chacune des dents du peigne RF. Comme le modèle développé se base sur une description de peigne comme une somme de dents incohérentes, cette information n'est pas prise en compte par la suite.



**Figure I - 14 (a) Exemple de tension mesurée à l'oscilloscope (détection hétérodyne du peigne à la sortie de la BDF) pour un cycle on/off d'injection de la BDF. (b) Fenêtre temporelle de la tension à l'oscilloscope (extraite de (a) entre les deux lignes rouges). (c) Amplitude de la TF de la tension en (b).**

De manière générale, la TF de la fenêtre temporelle peut comporter d'autres composantes fréquentielles que le peigne  $g(n, t)$ . En particulier, on retrouve dans le photocourant le battement du peigne optique en sortie de boucle avec lui-même. Ce battement génère aussi un peigne de fréquence d'espacement  $f_s$  correspondant à un peigne d'intensité RF. On distingue néanmoins le peigne d'amplitude en sortie de BDF  $g(n, t)$  issu du battement hétérodyne, du peigne d'intensité RF, par le décalage de fréquence apporté par l'AOM dans la voie d'injection.

Dans le bras d'injection de la BDF, le laser CW passe par l'AOM piloté à une fréquence  $f_{dec} = -90$  MHz, le peigne optique en sortie de boucle est alors constitué des fréquences suivantes :  $f_{n,opt} = f_0 + f_{dec} + n f_s$  (d'après (I. 44)). Le peigne d'amplitude issu du battement entre la sortie de la BDF et le laser d'injection à la fréquence  $f_0$  est composé des composantes

fréquentielles  $f_{n,amp} = f_{dec} + nf_s$  (d'après (I. 45)), tandis que le peigne d'intensité comporte les fréquences  $f_{n,int} = nf_s$  (d'après (I. 5)). Le décalage entre  $f_{dec}$  et  $f_s$  ( $\sim 11$  MHz) permet de distinguer les deux peignes (cf. Figure I - 14.c).

La résolution de la STFT dépend de la durée de la fenêtre temporelle utilisée, et peut être réglée par l'utilisateur : une fenêtre temporelle large permet de suivre des phénomènes lents avec une résolution élevée tandis qu'une fenêtre étroite permet de suivre des phénomènes rapides avec une résolution faible. Ici, nous avons choisi une largeur de fenêtre de 200 ns en fonction de la différence entre  $f_{dec}$  et  $f_s$ , pour pouvoir avoir un suivi continu du peigne d'amplitude en fonction du temps. Nous avons ainsi appliqué cette méthode pour l'étude systématique des BDF.

### 3. a. iii Choix des paramètres d'études

Nous avons restreint l'étude du régime transitoire des BDF à deux paramètres clés de la boucle : le type d'AO et son taux de pompage.

Parmi les différents paramètres qui entrent en jeu dans les équations (I. 42) et (I. 43), c'est l'amplificateur optique qui est le plus susceptible d'influencer la dynamique de formation du peigne. Nous avons ainsi choisi d'étudier la dynamique des BDF à partir de la BDF générique présentée en Figure I - 12 avec deux amplificateurs optiques différents : un EDFA (en bande C) et un SOA (un amplificateur optique à semiconducteur à puit quantique boosté), tous deux commerciaux.

Il y a deux raisons à ce choix d'amplificateurs. D'une part, les EDFA sont les amplificateurs optiques préférentiellement utilisés dans les différentes réalisations expérimentales de BDF existant dans la littérature [13, 14, 17, 19]. Les SOA se distinguent des EDFA par la méthode de pompage (pompage électrique), qui les rendent mieux adaptés pour répondre à des problématiques d'intégration pour différentes plateformes (réduction de puissance/taille, optique intégrée). D'autre part, les deux amplificateurs présentent des caractéristiques de dynamique d'inversion de population très différentes : les EDFA ont une durée de vie de l'inversion de population très longue (typ. ms) tandis que les SOA présentent généralement une durée de vie de porteurs très courte (typ. ns). L'étude de ces deux types d'amplificateurs permet ainsi de balayer une large gamme de réalisations de BDF.

Le taux de pompage du milieu à gain est aussi un paramètre essentiel de la boucle. Il influe à la fois sur la distribution d'énergie entre les dents du peigne ainsi que sur la forme globale du champ en sortie de boucle. Nous avons donc fait varier le taux de pompage pour les deux types d'amplificateur optiques.

### 3. b Mesure des paramètres expérimentaux

Nous avons extrait les paramètres de la BDF générique (avec SOA et avec EDFA) pour pouvoir exploiter le modèle élaboré dans la partie 2 avec des valeurs numériques qui correspondent aux valeurs expérimentales. Les différents paramètres sont les suivants :

- les pertes intra-boucle  $\Pi$ ,
- le courant de biais de l'amplificateur optique correspondant au seuil laser  $I_{th}$ ,
- la puissance d'injection  $P_0$ ,
- le temps que met la lumière pour faire un tour de boucle  $\tau_c$ ,
- le temps de vie de porteur  $\tau$ ,

- la valeur du coefficient de couplage photon/atome  $\kappa$ ,
- la relation entre le courant de polarisation  $I$  de l'amplificateur optique et le taux de pompage de la boucle  $r(I)$ .

### 3. b. i. Mesure des paramètres $\Pi$ , $P_0$ , $I_{th}$ et $\tau_c$

Les trois premiers paramètres peuvent être obtenus assez facilement :  $\Pi$  est mesuré avec un puissancemètre à partir de la réduction de la puissance sur un tour de boucle.  $P_0$  est lui aussi mesuré avec un puissancemètre.  $I_{th}$  est noté pour les deux amplificateurs quand le gain de l'amplificateur est égal aux pertes de la boucle.

$\tau_c$  est mesuré grâce à l'effet Talbot décrit dans la section 1. c. i. Pour des valeurs entières de  $f_s \tau_c$ , le champ en sortie de boucle est un train d'impulsions de période  $f_s$ . On analyse le signal en sortie de la BDF avec une photodiode rapide et un analyseur de spectre électrique, et on mesure ainsi  $\tau_c$  pour les deux amplificateurs optiques.

### 3. b. ii Mesure de $\tau$

La valeur de  $\tau$  pour les EDFA est connue et vaut environ 10 ms [33, 34, 35]. Dans le cas d'un SOA, par contre, la valeur de  $\tau$  peut varier de plusieurs ordres de grandeur, en fonction du semi-conducteur et du taux de remplissage du niveau  $E_2$ . Dans la littérature, différents mécanismes de recombinaison radiatifs et non radiatifs pour les semi-conducteurs sont détaillés permettant de quantifier la valeur de  $\tau$  [36]. Cependant, si ces modèles présentent l'avantage de décrire de manière assez complète l'évolution des grandeurs caractéristiques des semi-conducteurs, ils nécessitent tout de même une étape de caractérisation pour déterminer les différentes constantes de recombinaison. Aussi, nous avons préféré adopter une approche expérimentale en caractérisant directement l'évolution de  $\tau$  en fonction de la puissance d'injection et du taux de pompage. Cette démarche permet de connaître directement la valeur de  $\tau$  correspondant aux paramètres de l'expérience réalisée.

Expérimentalement, la valeur de  $\tau$  pour un SOA peut être déterminée en mesurant la fonction de transfert électrique complexe  $S_{21 RF}(2\pi f)$  du SOA dans une liaison optique/hyperfréquence [37]. En effet, dans une liaison optique/hyperfréquence contenant un SOA (comme présenté en Figure I - 15), une onde porteuse optique, modulée par un signal RF à la fréquence  $f$  va entraîner une oscillation cohérente de la population de porteurs dans le SOA. Cette oscillation de population va entraîner une certaine modulation du gain du semiconducteur à la fréquence  $f$ .

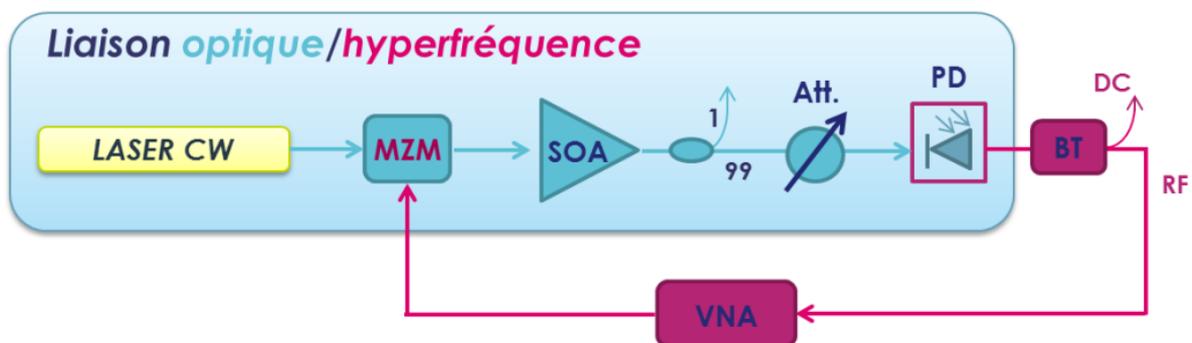


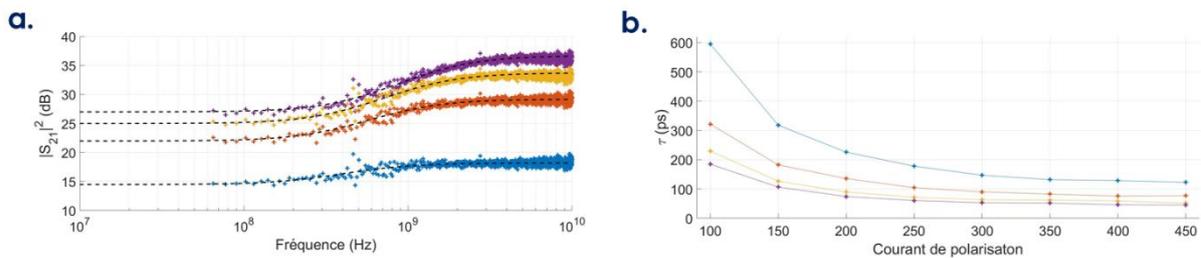
Figure I - 15 Schéma du banc expérimental de mesure du temps de recombinaison de porteur  $\tau$  du SOA. MZM : modulateur de Mach-Zehnder. Att. : atténuateur variable optique. PD : photodiode. BT : T de biais. VNA : analyseur vectoriel de réseau.

En fonction du taux de recombinaison des porteurs, la bande passante de la modulation de gain sera plus ou moins grande. Plus précisément, le SOA agit comme un filtre quasi passe-haut, où la fréquence de coupure du comportement passe haut  $f_c$  est donnée par  $2\pi f_c = 1/\tau$  :

$$|S_{21\text{ RF}}(2\pi f)|^2 = G_{\text{opt}}^2 \left( \frac{\tau}{\tau_{\text{comp}}} \right)^2 \frac{1 + (2\pi f \tau_{\text{comp}})^2}{1 + (2\pi f \tau)^2} \quad (1.46)$$

avec  $G_0$  le gain optique, et  $\tau_{\text{comp}}$ , une constante de temps, aussi caractéristique du SOA étudié.

Nous avons utilisé une liaison optique/hyperfréquence composée d'un laser CW, d'un modulateur de Mach-Zehnder (pour moduler la porteuse optique), du SOA à caractériser, d'un coupleur, d'un atténuateur variable et d'une photodiode rapide (cf. Figure I - 15). Pour avoir directement la mesure du  $S_{21\text{ RF}}(2\pi f)$  du SOA, nous avons utilisé un analyseur de réseau vectoriel (VNA). Celui-ci permet de mesurer la fonction de transfert électrique  $S_{21\text{ RF}}(2\pi f)$  entrée/sortie. Après plusieurs étapes de calibration (câbles hyperfréquences, liaison optique/hyperfréquence sans SOA), nous avons caractérisé le  $S_{21\text{ RF}}(2\pi f)$  du SOA pour plusieurs valeurs de pompage et de puissance d'injection. La Figure I - 16.a montre un exemple de fonction de transfert  $S_{21\text{ RF}}(2\pi f)$  pour différents courants de polarisation du SOA et pour une puissance d'entrée de 240  $\mu\text{W}$ . On retrouve bien le comportement quasi passe-haut du SOA. La Figure I - 16.b montre le temps de recombinaison  $\tau$  en fonction du courant de polarisation du SOA et pour plusieurs puissances d'injection. La valeur de  $\tau$  a été extraite à partir de l'équation (1.46).



**Figure I - 16 (a) Gain de la fonction de transfert électrique complexe  $|S_{21\text{ RF}}(2\pi f)|^2$  du SOA pour une puissance injectée de 240  $\mu\text{W}$  et un courant de polarisation de 100 mA (bleu), 150 mA (rouge), 200 mA (jaune) et 250 mA (violet). Les courbes en pointillé représentent la modélisation quasi passe haut du SOA selon l'équation (1.46). (b) Temps de vie de porteur  $\tau$  du SOA en fonction du courant de polarisation pour une puissance d'injection de 80  $\mu\text{W}$  (bleu), 240  $\mu\text{W}$  (rouge), 800  $\mu\text{W}$  (jaune) et 1.6 mW (violet)**

### 3. b. iii Mesure de $\kappa$ et $I(r)$

$\kappa$  est le paramètre le plus complexe à évaluer. De la même manière que pour le temps de vie de porteur dans le SOA dans la section précédente, une modélisation plus poussée des différents phénomènes qui impactent la section efficace de l'amplificateur optique est possible (SOA [36] ou EDFA [34]). Pour les mêmes raisons que précédemment, nous avons opté pour une approche expérimentale en caractérisant directement la valeur de  $\kappa$  pour les milieux à gain étudiés.

Dans un premier temps, nous avons estimé  $\kappa$  à partir de l'équation (1.36) en utilisant des valeurs typiques de section efficace pour les SOA [29, 38, 39, 40] et les EDFA [33, 34, 35]. Dans un second temps, pour avoir une mesure plus précise de la valeur de  $\kappa$ , nous avons placé tour à tour le SOA et l'EDFA dans la boucle et nous avons effectué une mesure de la réponse dynamique de la BDF pour un courant de polarisation donné (105 mA pour le SOA et 170 mA pour l'EDFA), comme présenté en

Figure I - 14.a. Ensuite, nous avons confronté les résultats expérimentaux avec le modèle numérique, en simulant l'évolution de la BDF par calcul des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) des équations (I. 42) et (I. 43) et nous avons réajusté la valeur de  $\kappa$  et du taux de pompage associé au seuil de la boucle  $r$  avec un algorithme d'optimisation.

La relation entre le courant de polarisation (qui correspond au pompage du milieu à gain) et le taux de pompage associé au seuil de la boucle  $r$  n'est a priori pas triviale : elle dépend des mécanismes de pompage du milieu à gain et peut être compliquée à modéliser. Cependant pour l'utilisation optimale des BDF, le taux de pompage de la boucle est généralement fixé légèrement en dessous du seuil laser [12]. En effet pour un taux de pompage trop bas, les pertes par tour de boucle sont élevées, et la largeur du peigne est très réduite (cf. équation (I. 7)). Pour l'étude expérimentale, on se limite ainsi à une portion réduite du taux de pompage de la boucle (proche de  $r = 1$ ). Dans ce cas, on extrapole la relation entre le taux de pompage et le courant de polarisation à partir de la valeur seuil  $I_{th}$  et de l'ajustement de quelques valeurs de  $r$  pour différents courants de polarisation à  $\kappa$  fixé.

Les différents paramètres expérimentaux du modèle pour le SOA et pour l'EDFA sont résumés dans la Table I 1 ci-dessous.

**Table I 1 Paramètres de la BDF (Figure I - 12) utilisés pour le modèle numérique pour le SOA et l'EDFA.**

Paramètres	SOA	EDFA	Unité
$ISL = 1/\tau_c$	16.15	3.33	MHz
$T_c$	2.38	2.6	ns
$P_0$	$1.25 \cdot 10^{15}$	$1.67 \cdot 10^{15}$	$s^{-1}$
$\tau$	$[100 - 600] \cdot 10^{-12}$ Extrait de la Figure I - 16	0.01	s
$\kappa_{estimé}$	$[7.1 - 12.8] \cdot 10^{-3}$	$[1.7 - 4.7] \cdot 10^{-8}$	$s^{-1}$
$\kappa_{ajusté}$	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$7.1 \cdot 10^{-9}$	$s^{-1}$
$I_{th}$	118	189	mA

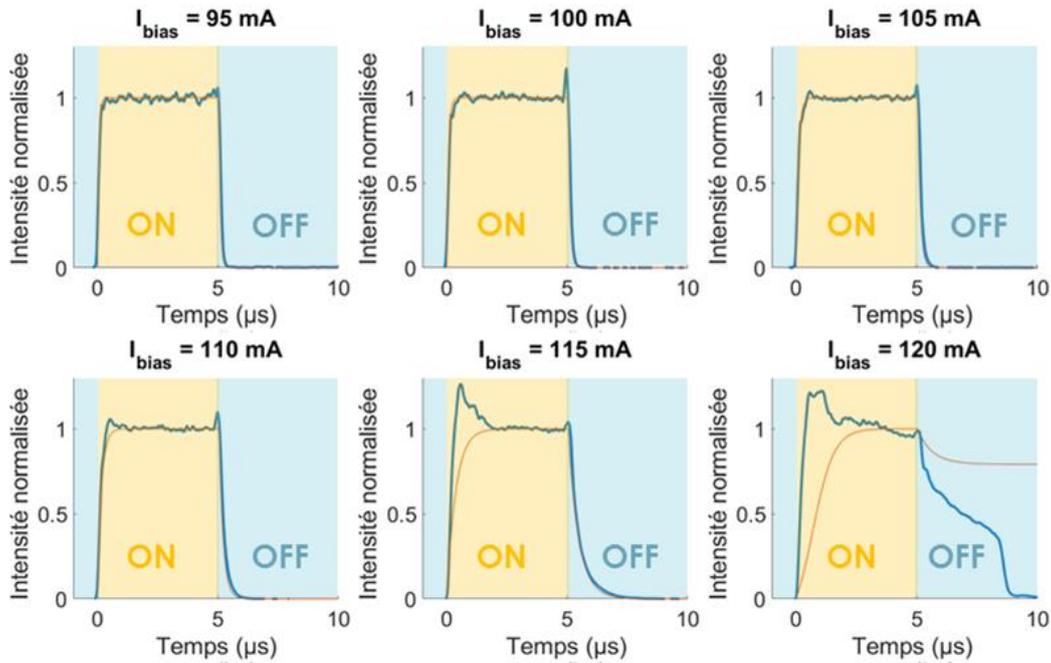
Comme on le voit, la valeur de  $\kappa_{ajusté}$  est légèrement en dessous de la valeur estimée d'après la littérature pour le SOA et pour l'EDFA, mais cette différence reste raisonnable en considérant la méconnaissance des paramètres exacts des amplificateurs optiques commerciaux.

### 3. c Étude de la réponse dynamique des boucles à décalage de fréquence

#### 3. c. i Étude dynamique des boucles à décalage de fréquence basées sur un SOA ( $\tau \ll \tau_c$ )

La réponse en intensité totale du peigne (proportionnelle au nombre de photons à partir de l'équation (I. 40)) de la BDF comportant le SOA, pour un cycle on/off d'injection, en fonction du courant de polarisation ( $I_{biais}$ ), est tracée en Figure I - 17. La BDF est injectée pendant un temps  $T_{inj} = 5 \mu s$ . Les résultats expérimentaux sont tracés en bleu. Pour compléter la description

dynamique, l'évolution de l'amplitude du peigne optique  $g(n, t)$  en fonction du temps est représentée par un spectrogramme en Figure I - 18. Simultanément l'évolution du peigne optique en sortie de BDF a été simulée à partir des équations (I. 42) et (I. 43) par FDTD avec les paramètres de la Table I 1. La simulation numérique de la réponse en nombre de photons de la BDF en fonction du courant de polarisation est tracée en rouge en Figure I - 17. La simulation numérique de  $g(n, t)$  est représentée par un spectrogramme en Figure I - 19 (à partir de (I. 40)).



**Figure I - 17 Réponse en intensité totale du peigne en sortie de la BDF basée sur un SOA à un cycle on/off d'injection, pour différents taux de pompage. Intensité issue de la mesure de STFT (en bleu) et issue du modèle théorique et des paramètres de la Table I 1 (en rouge).**

Dans le cas de la BDF basée sur un SOA, l'amplificateur optique commence à saturer au fur et à mesure de la construction du peigne optique. Le temps de vie des porteurs étant largement plus faible que le temps de tour de la lumière dans la boucle ( $\tau \ll \tau_c$ ), la saturation du gain suit quasi instantanément l'augmentation de puissance optique pendant les tours successifs de la lumière dans la boucle. Ainsi la BDF converge vers l'état stationnaire en un temps  $N\tau_c$  ( $N$  étant le nombre de dents du peigne optique). En outre, plus le taux de pompage est proche du seuil laser, plus le nombre de dents  $N$  augmente, et plus le temps de construction du peigne optique augmente (cf. Figure I - 17).

Quand l'injection s'arrête, la saturation du gain décroît, ce qui résulte en une amplification plus forte des dents du peigne. Le peigne se décale alors vers les hautes fréquences, inatteignables pendant la phase d'injection à cause de la saturation du gain. Cet effet allonge le temps que met la boucle pour se vider, et est d'autant plus prononcé que l'amplificateur optique est pompé proche du seuil laser (Figure I - 18 et Figure I - 19 pour 110, 115 et 120 mA). Lorsque le SOA est pompé au-delà du seuil laser de la boucle, la méthode de STFT qui permet d'obtenir l'amplitude du peigne en fonction du temps devient moins précise. La STFT renseigne sur la puissance spectrale de la mesure hétérodyne, mais au-delà du seuil, le spectre est dégradé par l'ASE. L'amplitude du peigne en fonction du temps est plus chaotique, et le spectrogramme est brouillé par des franges correspondant à l'émission

d'ASE décalée simultanément en temps par la propagation dans la BDF et en fréquence par l'AOFS [41] (cf. Figure I - 18 120 mA).

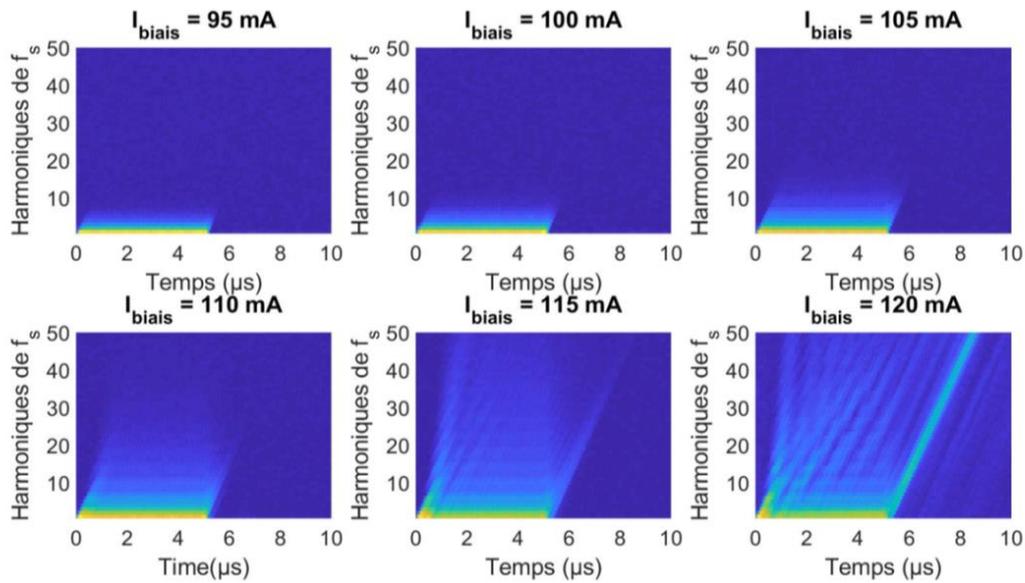


Figure I - 18 Spectrogrammes expérimentaux de l'évolution du peigne optique en fonction du temps pour la BDF basée sur un SOA, pour différents courants de polarisation du SOA.

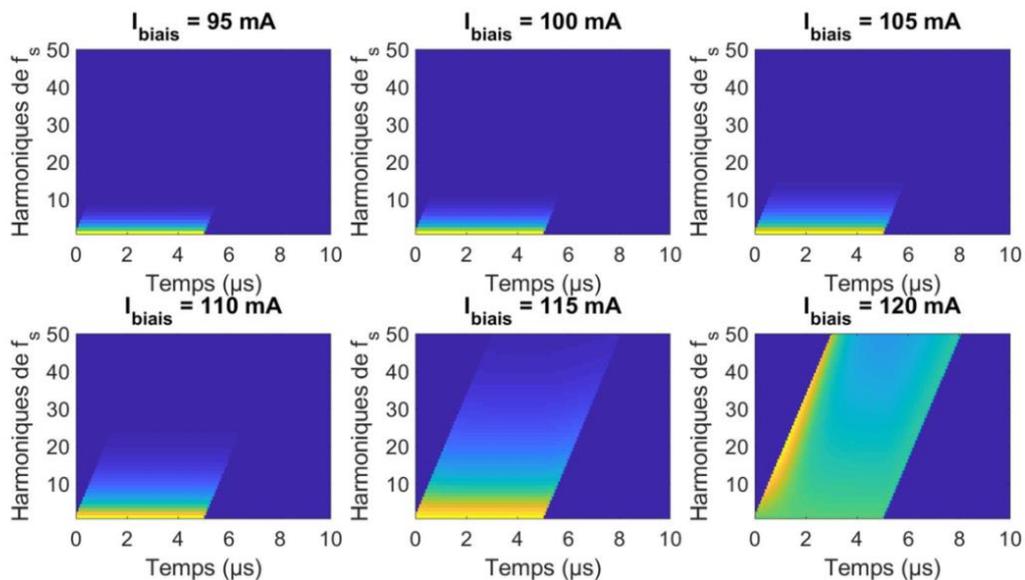


Figure I - 19 Spectrogrammes numériques de l'évolution du peigne optique en fonction du temps pour la BDF basée sur un SOA, pour différents courants de polarisation du SOA.

Les simulations concordent très bien avec les résultats expérimentaux. En dessous du seuil laser (de 90 mA à 110 mA), les hypothèses (ASE et phénomènes non linéaires négligeables) sont parfaitement valides : l'évolution du nombre de photons, comme l'évolution de l'amplitude du peigne sont correctement prédites par le modèle. Juste en dessous du seuil laser (115 mA), quelques différences apparaissent entre le modèle et les résultats expérimentaux : un pic d'intensité apparaît au démarrage de l'injection dans les résultats expérimentaux (Figure I - 17 115 mA), et des fréquences additionnelles sont générées par des non-linéarités plus rapidement que le temps de tour de boucle (Figure I - 18 115 mA). Ces deux phénomènes viennent vraisemblablement d'instabilités car le taux

de pompage est très proche du seuil laser. Néanmoins le modèle reproduit fidèlement la dynamique de la boucle : à la fois le temps de création et le temps d’extinction du peigne sont correctement prédits par le modèle. Au-delà du seuil laser de la boucle, les hypothèses précédentes ne sont plus valides, et l’influence de l’ASE ne peut pas être négligée. Comme l’amplificateur optique est saturé, le nombre de photons devient constant en fonction du temps. En réalité, au-delà du seuil laser de la boucle, l’énergie est distribuée entre le peigne cohérent issu du laser CW et l’ASE. Quand l’injection s’arrête (après 5  $\mu$ s) l’énergie du peigne décroît jusqu’à zéro et le laser tend vers un fonctionnement de laser « sans mode ».

### 3. c. ii Étude dynamique des boucles à décalage de fréquence basée sur un EDFA ( $\tau \gg \tau_c$ )

La réponse de l’intensité totale du peigne (proportionnelle au nombre de photons à partir de l’équation (I. 40)) de la BDF comportant l’EDFA, pour un cycle on/off d’injection, en fonction du courant de polarisation de la diode de pompe de l’EDFA ( $I_{\text{biais}}$ ), est tracée en Figure I - 20. La BDF est injectée pendant un temps  $T_{\text{inj}} = 50 \mu\text{s}$ .  $T_{\text{inj}}$  est fixé plus haut que pour le SOA car le temps caractéristique de la dynamique de l’EDFA est différent. Les résultats expérimentaux sont tracés en bleu. De même que pour le SOA, l’évolution de l’amplitude du peigne optique  $g(n, t)$  en fonction du temps pour différents courants de polarisation de la diode de pompe de l’EDFA est représentée par un spectrogramme en Figure I - 21.

De même que pour la BDF basée sur le SOA, l’évolution du peigne optique en sortie de BDF basée sur l’EDFA a été simulée à partir des équations (I. 42) et (I. 43) par FDTD avec les paramètres de la Table I 1. La simulation numérique de la réponse en nombre de photons de la BDF en fonction du courant de polarisation de la diode de pompe de l’EDFA est tracée en rouge en Figure I - 20. La simulation numérique de  $g(n, t)$  à partir de l’éq. (I. 40) est représentée par un spectrogramme en Figure I - 22.

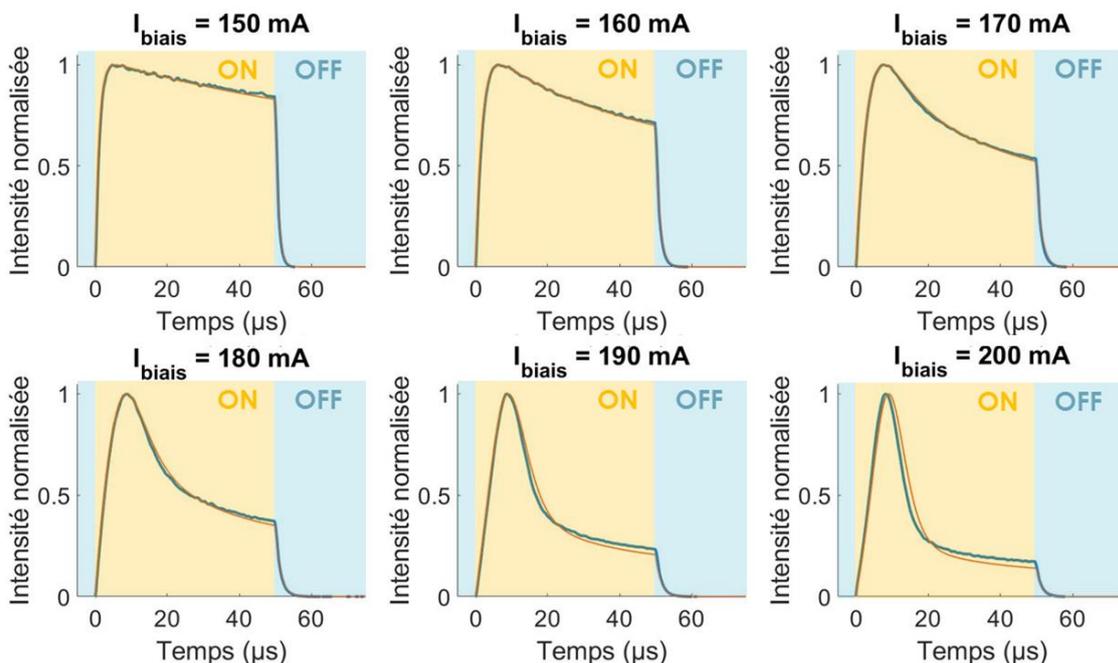


Figure I - 20 Réponse en intensité totale du peigne en sortie de la BDF basée sur un EDFA à un cycle on/off d’injection, pour différents courants de polarisation de la diode de pompe de l’EDFA. Intensité issue de la mesure de STFT (en bleu) et issu du modèle théorique et des paramètres de la Table I 1 (en rouge).

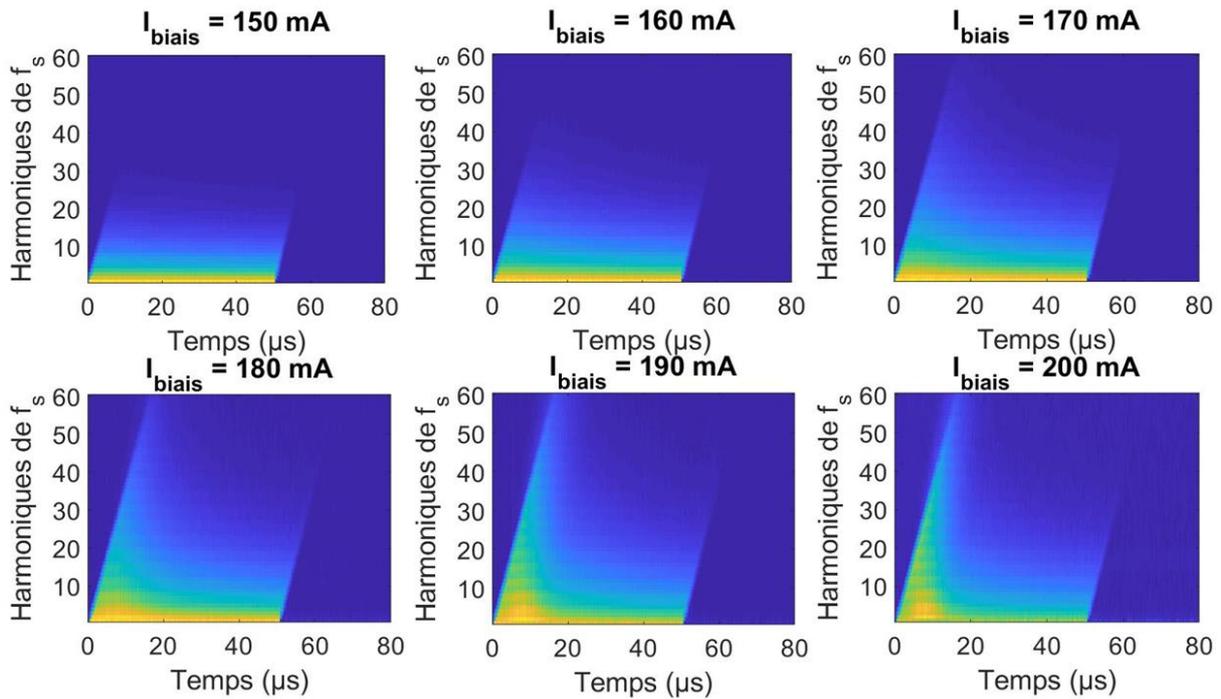


Figure I - 21 Spectrogrammes expérimentaux de l'évolution du peigne optique en fonction du temps pour la BDF basée sur un EDFA, pour différents courants de polarisation de la diode de pompe de l'EDFA.

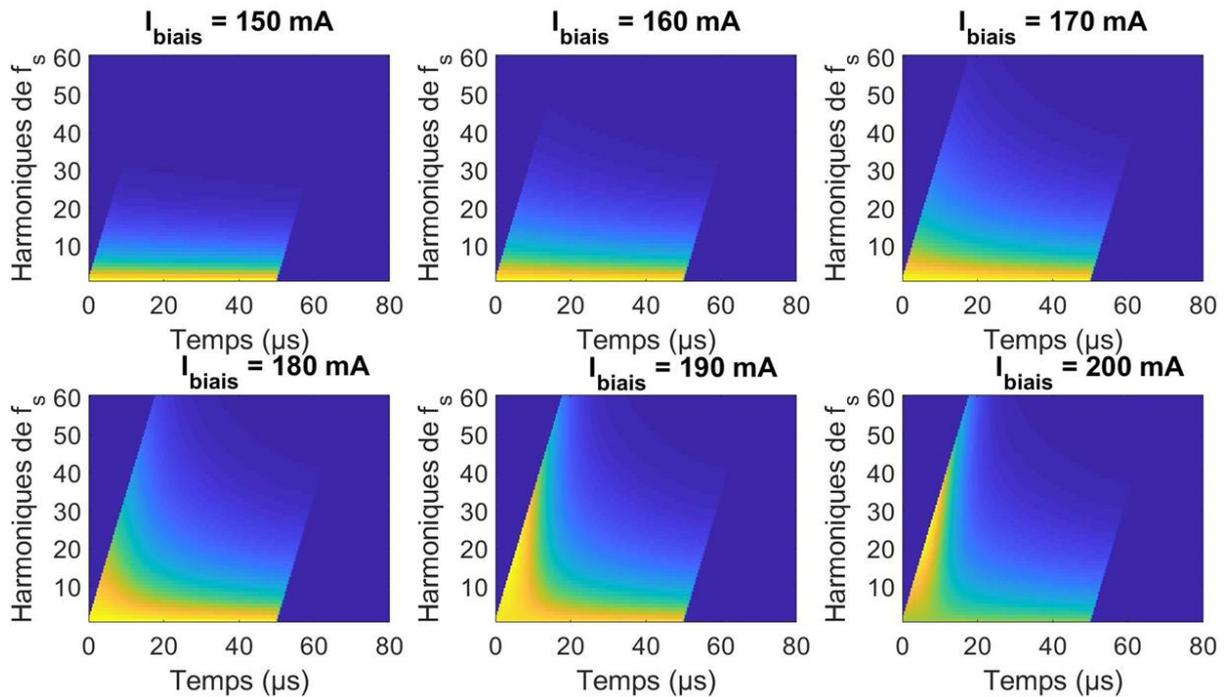


Figure I - 22 Spectrogrammes numériques de l'évolution du peigne optique en fonction du temps pour la BDF basée sur un EDFA, pour différents courants de polarisation de la diode de pompe de l'EDFA.

Dans le cas de la BDF basée sur un EDFA, le temps de vie de l'inversion de population est beaucoup plus long que le temps de tour dans la boucle ( $\tau \gg \tau_c$ ). Lorsque la boucle est injectée, le gain de l'amplificateur optique reste élevé durant les premiers tours de boucle : le peigne généré ne sature pas le milieu à gain. La bande passante du peigne ainsi que le nombre de photons en sortie de BDF

augmentent de manière constante. Au bout d'un certain temps, le gain finit par être consommé, et la largeur du peigne ainsi que le nombre de photons diminuent. Ces deux effets combinés résultent en un pic dans l'intensité en sortie de BDF (cf. Figure I - 20). Plus l'EDFA est pompé proche du seuil laser de la boucle, plus le pic est prononcé (cf. Figure I - 20 pour 180, 190 et 200 mA). Ce pic rallonge le temps d'établissement dans le régime stationnaire (qui est alors supérieur à  $N\tau_c$ ).

Quand l'injection s'arrête, la régénération du gain est trop lente pour amplifier les hautes fréquences du peigne comme on voit avec le SOA ( $\tau \gg N\tau_c$ ). Le temps que met la boucle pour se vider est donc simplement égal dans ce cas à  $N\tau_c$ .

Les simulations reproduisent aussi fidèlement les comportements expérimentaux. En dessous du seuil laser (Figure I - 20, Figure I - 21 et Figure I - 22 de 150 mA à 180 mA), la forme du pic ainsi que l'évolution temporelle du peigne en sortie de boucle sont bien décrites par le modèle. Au-delà du seuil, l'évolution du peigne selon les simulations diffère légèrement de l'évolution expérimentale (Figure I - 21 et Figure I - 22 de 190 mA et 200 mA). Tout comme le SOA, l'ASE ne peut pas être négligée au-delà du seuil, mais l'impact de l'ASE est différent pour l'EDFA et pour le SOA.

Pour le SOA, à cause du faible temps de vie de l'état excité, le spectrogramme est directement la superposition du peigne optique généré par le laser d'injection et de l'ASE dans la boucle. Au contraire, pour l'EDFA, l'ASE déplete le gain entre les injections pendant les cycles off. Le taux de pompage effectif dans ce cas est ainsi plus faible quand l'injection démarre pour des taux de pompage au-dessus du seuil. Cela explique pourquoi les spectrogrammes expérimentaux au-dessus du seuil laser (Figure I - 21 190 et 200 mA) sont similaires aux spectrogrammes simulés pour un taux de pompage en dessous du seuil (Figure I - 22 180 mA).

Le modèle vectoriel d'évolution de dynamique de BDF est très bien adapté pour prévoir la création et l'extinction de peigne dans une BDF sous le seuil laser de la boucle. Pour deux amplificateurs optiques à la dynamique très différente, le modèle prédit fidèlement l'évolution de l'amplitude du peigne optique à partir de quelques paramètres expérimentaux.

### **3. d Optimisation de la boucle à décalage de fréquence pour la génération de signaux arbitraires.**

L'étude précédente concerne la réponse des BDF à un créneau d'injection. Elle met en avant les différents régimes transitoires des BDF, et permet de caractériser les temps d'établissement du régime stationnaire en fonction du rapport entre le temps de vie de l'état excité  $\tau$  et le temps de tour de boucle  $\tau_c$ .

Pour plusieurs applications comme la transformée de Fourier en temps réel [19] ou la génération de signaux arbitraires [18] (cf. section 1. c. iii), la puissance d'injection est modulée en fonction du temps. Cette modulation va influencer la dynamique de la BDF, rendant l'évolution et la forme du peigne en sortie imprévisible. En tant que tel, le modèle développé peut être utilisé pour simuler et optimiser les paramètres de la BDF pour en améliorer les performances.

Pour montrer un exemple, on a simulé la réponse dynamique de deux BDF ayant les mêmes caractéristiques ( $\tau_c, T_c$  et  $\tau$ ) à un profil d'injection aléatoire. La première BDF est basée sur un EDFA tandis que l'autre repose sur un SOA avec les paramètres d'amplificateur optique ( $\kappa_{\text{adjusted}}, \tau$ ) de la

Table I 1. On a simulé un profil d'injection  $\vec{P}_0(t)$  aléatoire pendant une durée  $T_{inj} = 30 \mu s$  (cf. Figure I - 23.a) et on a comparé l'évolution du peigne en sortie pour les deux BDF.

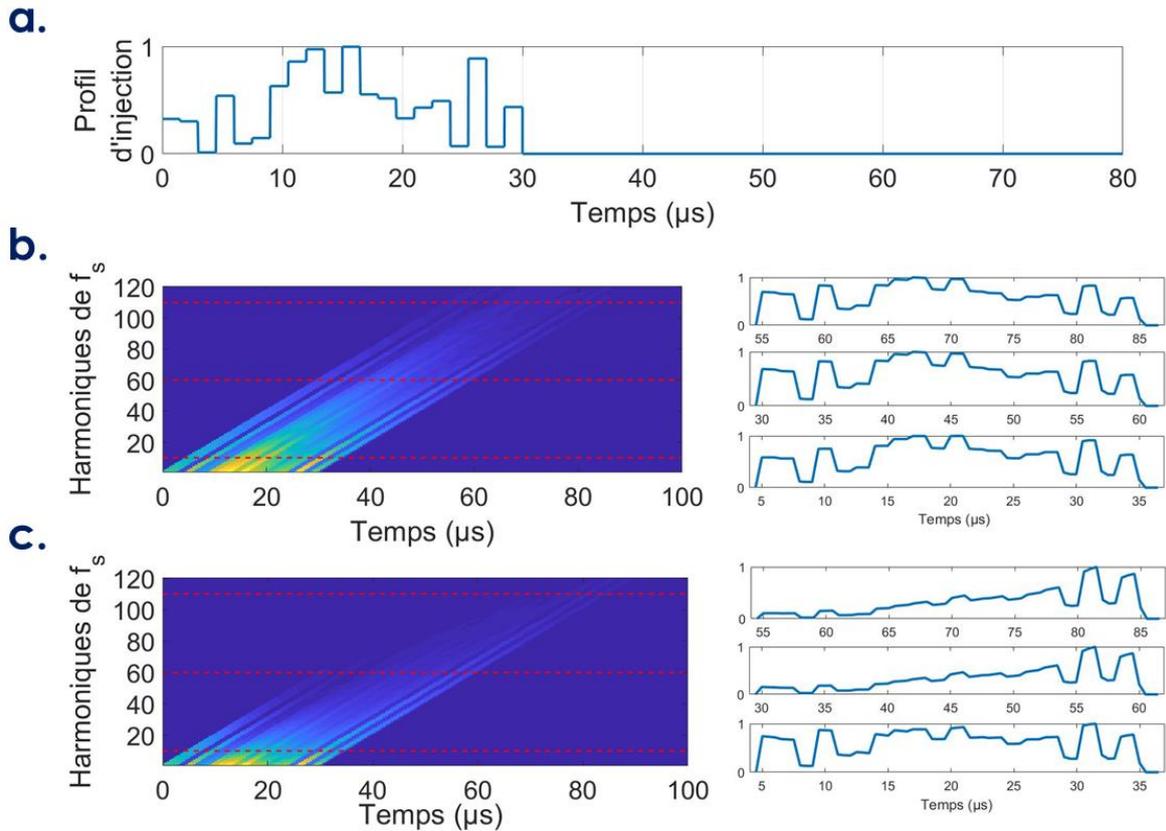


Figure I - 23 (a) Profil d'injection des BDF. (b) Simulation de la réponse de la BDF (spectrogramme du peigne en sortie de boucle) basée sur un EDFA (gauche). Réplique du profil d'injection en entrée au 10<sup>ème</sup>, 60<sup>ème</sup> et 110<sup>ème</sup> tour de boucle (à droite, de bas en haut). (c) Simulation de la réponse de la BDF (spectrogramme du peigne en sortie de boucle) basée sur un SOA (gauche). Réplique du profil d'injection en entrée au 10<sup>ème</sup>, 60<sup>ème</sup> et 110<sup>ème</sup> tour de boucle (à droite, de bas en haut).

La durée de l'injection étant plus faible que la dynamique de l'amplificateur optique pour l'EDFA ( $T_{inj} \ll \tau$ ), le peigne est amplifié de manière uniforme dans la boucle dans le cas de la BDF basée sur un EDFA (Figure I - 23.b, gauche). La forme du profil d'injection en entrée est ainsi préservée au long des tours dans la boucle (Figure I - 23.b, droite). Au contraire pour la BDF basée sur un SOA, la durée de l'injection étant plus longue que la dynamique de l'amplificateur ( $T_{inj} \gg \tau$ ), le peigne n'est pas amplifié de manière uniforme (Figure I - 23.c, gauche). Les répliques du profil d'injection au fil des tours dans la boucle sont ainsi déformées au cours du temps (Figure I - 23.c, droite).

L'étude expérimentale et numérique de la dynamique des BDF permet de mettre en avant l'importance de trois constantes de temps pour la dynamique des BDF :

- le temps de vie de l'état excité  $\tau$  de l'amplificateur optique,
- le temps que met la lumière pour faire un tour de boucle  $\tau_c$ ,
- la durée de l'injection optique  $T_{inj}$ .

En fonction du rapport entre ces grandeurs, on peut prévoir de manière qualitative l'évolution du peigne dans le régime transitoire des BDF. Le modèle développé permet de déterminer plus

précisément cette évolution en fournissant l'amplitude du peigne  $g(n, t)$  en fonction du temps. Le modèle peut ainsi être utilisé en amont pour pouvoir construire la boucle de manière optimale en fonction des applications visées.

## Conclusion

Les boucles à décalage de fréquence sont des architectures dont le fonctionnement se démarque radicalement des cavités laser classiques : le champ dans la boucle n'atteint jamais le régime permanent, et l'amplificateur optique dans la boucle est pompé principalement en dessous du seuil. Néanmoins depuis une dizaine d'années, en tirant profit de la génération d'un peigne de fréquences d'espacement et de relation de phase accordables, ces architectures ont montré des utilisations et des performances remarquables pour la génération et le traitement de signaux.

Cependant, les boucles à décalage de fréquence reposent sur l'interaction de plusieurs phénomènes, ce qui rend leur optimisation pour une situation précise difficile à prévoir. L'influence de l'amplificateur optique sur le comportement dynamique par exemple, n'avaient à ce jour jamais été étudiés, et le modèle linéaire de description du peigne dans l'état stationnaire est insuffisant pour de nombreuses applications.

Dans ce chapitre, nous avons développé un modèle d'évolution dynamique du peigne dans une boucle à décalage de fréquence basé sur les équations couplées photon/atome. Une étude expérimentale du régime transitoire des boucles à décalage de fréquence a aussi été menée en parallèle.

Ces deux études permettent dans un premier temps de faire ressortir très rapidement les différentes grandeurs de la boucle à décalage de fréquence qui influent le plus sur la dynamique de la boucle. À partir d'une estimation préliminaire de ces grandeurs, l'évolution du peigne dans le régime transitoire peut être prévue de manière qualitative. Dans un second temps, le modèle d'évolution dynamique du peigne permet d'en quantifier l'évolution pour optimiser les paramètres de la boucle. La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques a permis de valider le modèle théorique. L'étude expérimentale et numérique fournit ainsi un modèle efficace pour l'implémentation concrète des boucles à décalage de fréquence, pour les différentes applications de photonique micro-onde.



# Chapitre II

## Étude et optimisation du bruit de phase des boucles à décalage de fréquence

---

Introduction.....	48
1 Génération de signaux d'horloge à haute cadence de répétition et à haute pureté spectrale.....	49
1. a Utilisation des signaux d'horloge pour la conversion analogique numérique .....	49
1. b Généralités sur les signaux d'horloge optique et sur le bruit de phase d'un train d'impulsions .....	52
1. c Génération de signaux d'horloge optiques .....	57
2 Étude du bruit de phase des boucles à décalage de fréquence.....	58
2. a Modélisation du bruit de phase du train d'impulsions en sortie de boucle à décalage de fréquence .....	58
2. b Étude numérique de la fonction de transfert de bruit de phase .....	63
2. c Étude expérimentale du bruit de phase du train d'impulsions en sortie de boucle à décalage de fréquence .....	67
2. d Comparaison modèle/expérience.....	76
3 Asservissement de boucle à décalage de fréquence .....	81
3. a Modélisation de la perturbation à basse fréquence de décalage dans une boucle à décalage de fréquence .....	82
3. b Schéma d'asservissements théoriques et corrections appliquées.....	83
3. c Résultats expérimentaux d'asservissements.....	85
4 Étude des fluctuations de phase intrinsèques des boucles à décalage de fréquence .....	90
4. a Condition de Talbot et peigne d'intensité RF.....	91
4. b Étude de la gigue temporelle intrinsèque des boucles à décalage de fréquence.....	93
Conclusion .....	97

## Introduction

Les signaux d'horloge sont essentiels dans un large domaine d'applications, comme les systèmes de traitement de signaux hyperfréquences (par exemple la conversion analogique/numérique), les télécommunications ou encore les radars. Parmi les différentes méthodes de génération de signaux d'horloge qui reposent sur l'optique, les boucles à décalage de fréquence sont des architectures très prometteuses pour la génération de signaux à haute cadence de répétition. En particulier, l'effet Talbot temporel décrit précédemment permet la génération de trains d'impulsions optiques de cadence de répétition accordable d'une dizaine de MHz à une dizaine de GHz. L'étude du signal d'horloge délivré par les boucles à décalage de fréquence est donc un point crucial pour leur développement.

Dans ce chapitre nous présentons dans un premier temps le principe de la conversion analogique numérique. Cet exemple d'utilisation met en avant la problématique liée à la génération de signaux d'horloge très précis à haute cadence de répétition. Nous définissons ensuite plus en détail les performances associées à un train d'impulsions optiques, en lien avec les applications visées. Enfin nous introduisons plusieurs méthodes de génération de signaux d'horloge basées sur l'optique, pour mieux comprendre les spécificités et avantages des boucles à décalage de fréquence.

Dans une deuxième sous-partie nous exposons une étude théorique et expérimentale du bruit de phase des boucles à décalage de fréquence. Tout d'abord un modèle théorique du bruit de phase du signal d'horloge généré par effet Talbot est développé, en établissant la fonction de transfert de bruit de la boucle. Ensuite une étude expérimentale du bruit de phase du train d'impulsions permet de valider le modèle théorique proposé.

Dans une troisième sous-partie, nous proposons une solution de réduction du bruit de phase à basse fréquence de décalage, en se basant sur un asservissement du train d'impulsions en sortie de boucle sur un oscillateur externe de référence.

Enfin dans une dernière sous-partie, nous étudions les limitations intrinsèques de la génération de trains d'impulsions par les boucles à décalage de fréquence.

# 1 Génération de signaux d'horloge à haute cadence de répétition et à haute pureté spectrale

Les signaux d'horloge peuvent être utilisés pour la spectroscopie, la mesure de distances [42, 43], ou encore la génération et le traitement de signaux hyperfréquences. Ici, nous présentons leur emploi pour la conversion analogique numérique, afin de montrer l'intérêt des méthodes de génération de signaux d'horloge qui reposent sur l'optique, et l'utilité des BDF en particulier.

## 1. a Utilisation des signaux d'horloge pour la conversion analogique numérique

### 1. a. i Présentation de la conversion analogique numérique

Une ligne de conversion analogique numérique classique est représentée en Figure II - 1 :

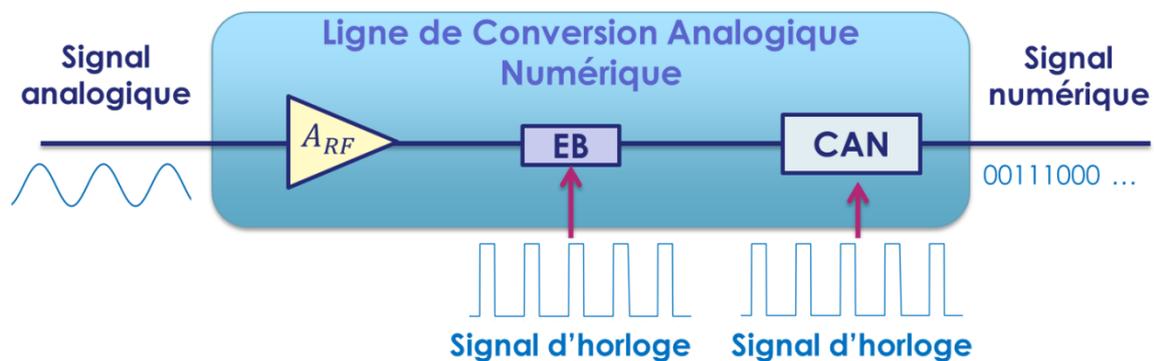


Figure II - 1 Exemple de conversion analogique numérique.  $A_{RF}$  : amplificateur RF. EB : échantillonneur/bloqueur. CAN : convertisseur analogique numérique.

La conversion analogique numérique repose sur deux étapes : l'échantillonnage temporel du signal analogique en entrée, et la quantification du signal échantillonné.

Lors de la première étape, le signal passe par un échantillonneur/bloqueur (EB). Celui-ci est illuminé par un signal d'horloge et se déclenche à partir d'un certain seuil d'intensité lumineuse: quand le signal d'horloge dépasse la valeur seuil, l'EB échantillonne la valeur du signal, et la bloque pendant la période où le signal d'horloge est en dessous du seuil d'intensité. À chaque coup d'horloge, l'EB vient ainsi échantillonner le signal analogique. Ensuite, le convertisseur analogique numérique (CAN), synchronisé avec l'EB, quantifie la valeur analogique bloquée, et la convertit en valeur numérique.

Les grandeurs déterminantes qui caractérisent les performances de la conversion analogique numérique sont la rapidité et la précision de l'échantillonnage. La rapidité de l'échantillonnage définit en particulier la bande passante instantanée maximale du signal analogique en entrée qui peut être traité par la ligne de conversion analogique/numérique. Un échantillonnage rapide permet ainsi de traiter directement des signaux analogiques très larges spectralement.

### 1. a. ii Bande passante instantanée de conversion et fréquence d'échantillonnage

L'étape d'échantillonnage est généralement l'étape qui limite la vitesse de conversion de toute la chaîne, et donc la bande passante instantanée de la conversion analogique numérique. La rapidité de

cette étape dépend en particulier de deux paramètres : le temps de réponse de l'EB et la vitesse de transition de l'horloge.

Pour l'EB, le temps de réponse dépend du matériau utilisé. Avec des matériaux semi-conducteurs, le temps de réponse de l'EB peut atteindre typiquement une dizaine de picoseconde [44]. Pour les signaux d'horloges, en négligeant le temps de réponse de l'EB, la vitesse de transition de l'horloge dépend de la durée des impulsions : plus les impulsions sont courtes, plus le signal d'horloge passe rapidement de l'état de basse intensité à l'état de haute intensité, et inversement. La conversion analogique numérique permet ainsi de traiter un signal analogique en entrée de bande passante instantanée BW, si le temps de réponse de l'EB et la durée des impulsions sont plus petits que  $1/BW$ .

En plus de la durée des impulsions, la fréquence des impulsions du signal d'horloge impose certaines contraintes sur l'architecture de la ligne de conversion analogique numérique. L'échantillonnage du signal analogique étant effectué à chaque impulsion du signal d'horloge, la bande passante instantanée du signal d'entrée BW peut être reconstruite sans ambiguïté à partir d'une ligne de conversion classique (Figure II - 1), si la cadence de répétition du signal d'horloge  $f_s$  est suffisamment élevée. D'après le critère de Shannon-Nyquist, cela implique  $f_s > 2BW$ . On parle d'échantillonnage adapté au signal analogique d'entrée.

Plusieurs méthodes (comme le sous-échantillonnage, la parallélisation de ligne de conversion ou l'entrelacement de signaux d'horloge [45]) permettent néanmoins de reconstruire la bande passante instantanée totale du signal d'entrée à partir d'un signal d'horloge de plus faible fréquence, mais au détriment d'une architecture plus complexe.

### 1. a. iii Résolution de la conversion analogique numérique

La précision de l'échantillonnage est définie par rapport à la résolution de la quantification. Celle-ci est représentée par le nombre de bits en sortie de CAN. Lors de l'étape de quantification, la valeur analogique bloquée est ainsi associée à une valeur numérique. Le nombre de bits correspond à la précision de cette valeur numérique. Plus le nombre de bits est élevé, plus les signaux numériques en sortie sont définis précisément (cf. Figure II - 2).

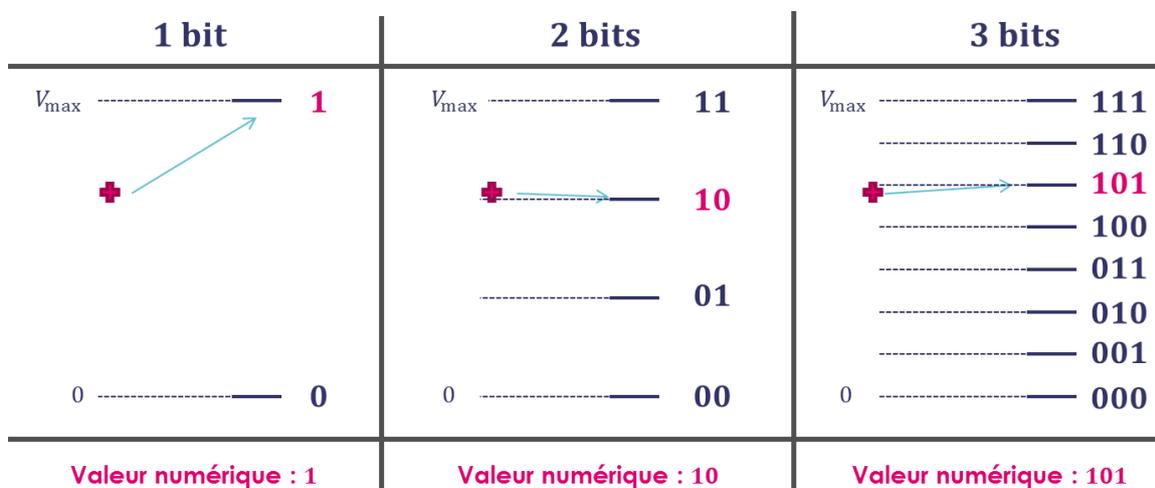


Figure II - 2 Exemple de quantification d'un CAN en fonction du nombre de bits. La valeur analogique bloquée est représentée par la croix rose, et la valeur numérique correspondante est en rose.

En pratique, le nombre de bits réellement utilisé par le CAN est dépendant de la précision du signal d'horloge et de la largeur de l'impulsion sur l'EB. Une fluctuation du temps d'arrivée des impulsions implique une fluctuation de la valeur stockée par l'EB (cf. Figure II - 3).

La gigue temporelle d'une horloge (notée  $\sigma_J$ ) quantifie l'écart type des fluctuations de temps d'arrivée des impulsions: plus la gigue temporelle est élevée, plus les temps d'arrivée des impulsions diffèrent par rapport à la période  $1/f_S$ .

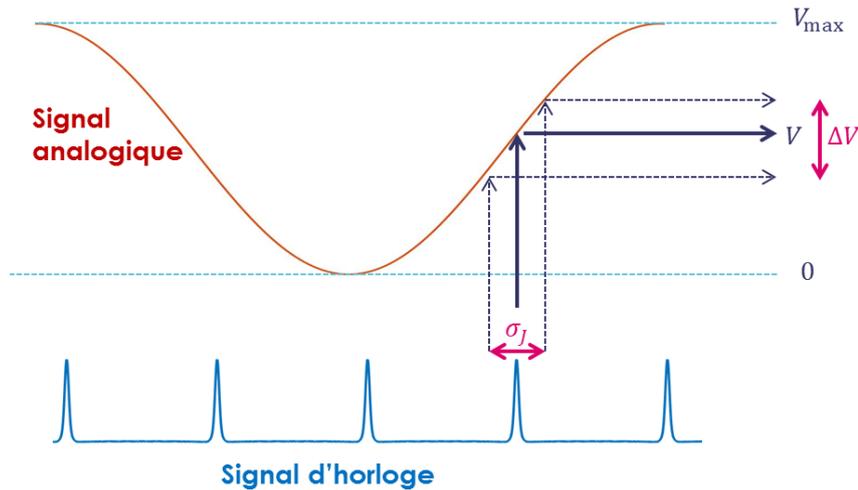


Figure II - 3 Schéma de l'impact de la gigue temporelle du signal d'horloge sur la précision de l'échantillonnage.

La précision de la quantification est ultimement limitée par la précision de la valeur analogique en sortie d'échantillonneur bloqueur. Le nombre effectifs de bits, ou ENOB, permet ainsi de décrire de manière précise la résolution possible en fonction de la gigue temporelle du signal d'horloge [44, 46]. En supposant que le temps de réponse de l'EB et la durée des impulsions sont plus petits que l'inverse de la bande passante instantanée du signal d'entrée BW (échantillonnage adapté au signal analogique d'entrée), et que la gigue temporelle de l'horloge est la seule source de bruit (CAN idéal), le nombre effectif de bits s'écrit :

$$2^{ENOB} = \frac{1}{(2\pi\sigma_J BW)} \quad (II. 1)$$

Pour une bande passante instantanée du signal d'entrée donnée, la réduction de la gigue temporelle du signal d'horloge permet une meilleure résolution pour la conversion analogique numérique.

La durée des impulsions, la fréquence de répétition ainsi que la gigue temporelle du signal d'horloge utilisé, sont ainsi des critères de performances généraux de la chaîne de conversion analogique numérique totale.

#### 1. a. iv Comparaison horloge radiofréquence/ horloge optique

Les performances d'un signal d'horloge varient énormément en fonction de la méthode de génération de celui-ci.

Les horloges radiofréquences utilisent traditionnellement des oscillateurs à cristaux (en particulier à quartz [47, 48]) qui permettent la production de fréquences jusqu'à une centaine de MHz typiquement, avec une très bonne stabilité temporelle. Dans ces oscillateurs, la fréquence est

néanmoins limitée par les dimensions du cristal. En pratique, des fréquences plus élevées peuvent être obtenues à partir des harmoniques des résonances du cristal, ou bien avec des étapes de multiplication de fréquences, mais ces opérations introduisent invariablement une dégradation de la précision des harmoniques générées.

La faible fréquence de répétition et la difficulté de générer des harmoniques élevées impliquent par conséquent des durées d'impulsions des signaux d'horloge radiofréquence relativement longues. De plus, la distribution du signal d'horloge est limitée par les fortes pertes de propagation et la dispersion de l'onde dans des câbles radiofréquences. À cause de la dégradation du signal lors de la distribution de l'horloge, et de la difficulté de générer des harmoniques d'ordre supérieur, la gigue temporelle des signaux d'horloge radiofréquence est limitée à environ 100 fs [49].

Les peignes de fréquences optiques, en revanche, reposent sur l'oscillation en phase d'un large nombre d'harmoniques, générant des impulsions très courtes (typiquement de l'ordre de la dizaine de fs à la ps) avec une très faible gigue temporelle [50]. En outre, lors de la propagation par fibre optique, la lumière subit de très faibles pertes ( $\sim 0.2\text{dB/km}$ ), et une dispersion suffisamment faible pour permettre de distribuer des signaux d'horloge optiques sur de longues distances sans dégradation majeure. En cas d'élargissement temporel des impulsions optiques, des systèmes de compensation de dispersion efficaces peuvent permettre de retrouver des impulsions sub-ps. Les horloges optiques ont ainsi été proposées pour différentes architectures de conversion analogique numérique [46] pour remplacer les horloges radiofréquences conventionnelles. Si ces dernières restent majoritairement utilisées commercialement, l'utilisation d'horloges optiques est très prometteuse pour améliorer les performances générales de la conversion analogique numérique.

## 1. b Généralités sur les signaux d'horloge optique et sur le bruit de phase d'un train d'impulsions

Un signal d'horloge peut être caractérisé par les grandeurs présentées précédemment : la durée des impulsions  $T_{\text{imp}}$ , la fréquence de répétition  $f_{\text{rep}}$  ainsi que la gigue temporelle  $\sigma_j$ . Ici, nous nous intéressons au lien entre ces grandeurs et la méthode de génération du signal d'horloge optique à partir d'un peigne de fréquences.

### 1. b. i Train d'impulsions optiques idéal

Les signaux d'horloge optiques reposent sur l'oscillation en phase d'un peigne de fréquences, c'est-à-dire d'une somme d'ondes monochromatiques à la fréquence  $f_n = f_0 + nf_s$ , notées  $E_n(t)$ , et dont les enveloppes sont définies par  $A_n(t)$ .  $E_n(t)$  s'écrit donc comme :

$$E_n(t) = A_n(t)e^{i2\pi f_0 t}, \quad (\text{II. 2})$$

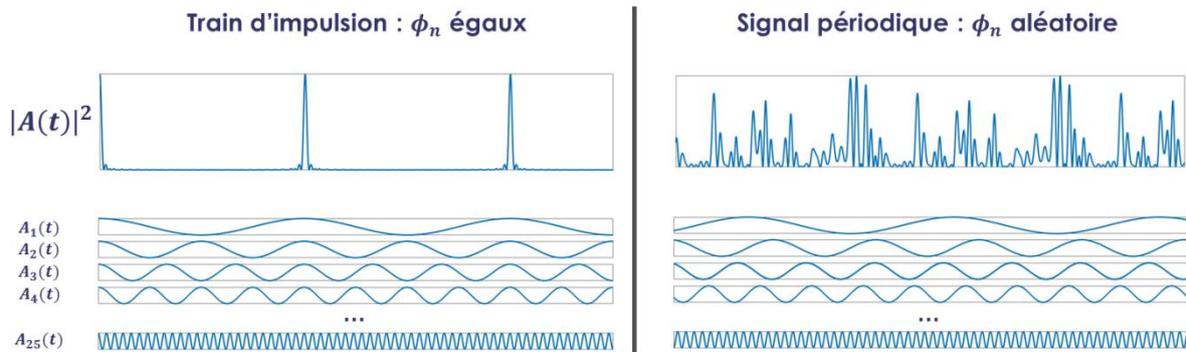
$$A_n(t) = A_{n,0}e^{i2\pi n f_s t + \phi_n}. \quad (\text{II. 3})$$

Le champ électrique total  $E(t)$  s'écrit  $E(t) = A(t)e^{i2\pi f_0 t}$ , ou encore :

$$E(t) = e^{i2\pi f_0 t} \sum_{n=1}^N A_{n,0} e^{i2\pi n f_s t + \phi_n}, \quad (\text{II. 4})$$

avec  $A_{n,0}$  et  $\phi_n$  respectivement l'amplitude et la phase des enveloppes lentement variables de la  $n^{\text{ème}}$  composante du peigne,  $A(t)$  l'enveloppe lentement variable du train d'impulsions et  $N$  le nombre d'harmoniques. Quand les différentes harmoniques sont en phase, elles interfèrent pour

généraliser un train d'impulsions optiques (cf. Figure II - 4). La condition d'oscillation en phase est cruciale pour garantir l'émission d'un train d'impulsions. Si les différentes harmoniques ont des phases aléatoires mais stationnaires, alors le signal en sortie est toujours un signal périodique de période  $f_s$ , mais ne consiste plus en un train d'impulsions régulières (cf. Figure II - 4).



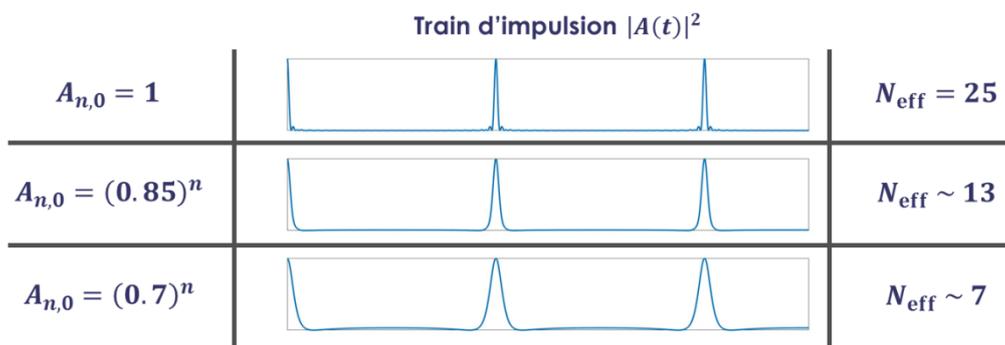
**Figure II - 4 Schéma de train d'impulsions comme somme de 25 harmoniques en phase de même amplitude (à gauche) et de signal périodique comme somme de 25 harmoniques avec des phases aléatoires de même amplitude (à droite).**

Quand toutes les harmoniques sont en phase, la cadence de répétition des impulsions  $f_{rep}$  est égale à l'espacement entre les dents du peigne  $f_s$ . La largeur et la forme des impulsions dépendent de la distribution de puissance et du nombre d'harmoniques qui interfèrent. Pour des harmoniques de même amplitude et en phase, l'intensité du train d'impulsions est donnée par (cf. Figure II - 5) :

$$|A(t)|^2 = \left| \sum_{n=1}^N e^{i2\pi n f_s t} \right|^2, \quad (II. 5)$$

$$|A(t)|^2 = \frac{\sin^2\left(\frac{2\pi N f_s t}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{f_s t}{2}\right)}. \quad (II. 6)$$

La durée de l'impulsion  $T_{imp}$  est de l'ordre de grandeur de  $\frac{1}{N f_s}$ .



**Figure II - 5 Exemple de train d'impulsions comme somme de 25 harmoniques en phase avec différentes amplitudes  $A_{n,0}$ .**

Pour des harmoniques d'amplitudes différentes, la largeur de l'impulsion varie (cf. Figure II - 5). Dans ce cas, la largeur de l'impulsion  $T_{imp}$  peut être reliée à un nombre effectif d'harmoniques

$$N_{eff} \text{ par } T_{imp} = \frac{1}{N_{eff} f_s}.$$

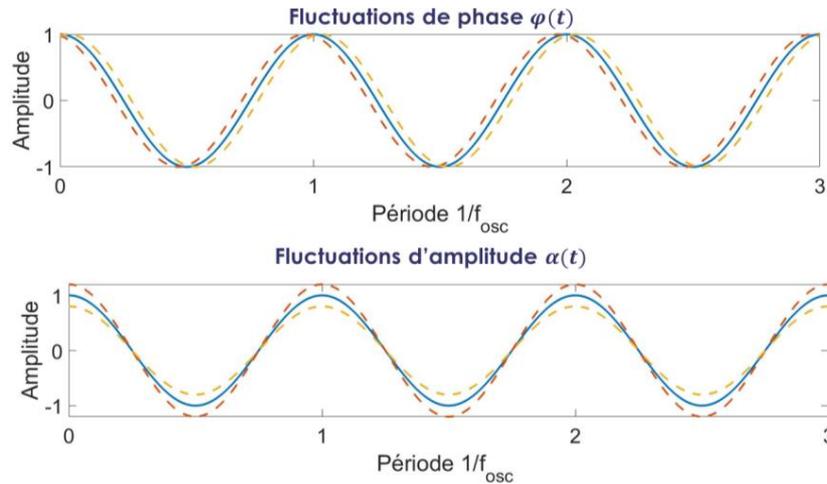
Pour un signal d'horloge optique, la largeur de l'impulsion et la vitesse de transition de l'horloge sont ainsi dépendantes du nombre effectif d'harmoniques qui oscillent en phase. De plus, pour un peigne de fréquences verrouillées en phase (avec la même phase pour toutes les dents du peigne), la fréquence de répétition est limitée par l'espacement entre les dents du peigne. Les considérations précédentes sont les mêmes pour les signaux d'horloge hyperfréquences avec un peigne de fréquences hyperfréquence ( $f_0 = 0$ ).

### 1. b. ii Bruit de phase d'un signal d'horloge

Le signal d'horloge décrit précédemment correspond à une somme d'oscillateurs idéaux (équation (II. 3)). Le signal d'un oscillateur est en réalité non idéal : il présente des fluctuations de phase et d'amplitude [48]. Un oscillateur  $x(t)$  de fréquence  $f_{osc}$  non idéal peut s'écrire sous la forme :

$$x(t) = x_0(1 + \alpha(t))e^{i(2\pi f_{osc}t + \varphi(t))}, \quad (II. 7)$$

où  $\alpha(t)$  et  $\varphi(t)$  sont les fluctuations d'amplitude et de phase du signal (cf. Figure II - 6).



**Figure II - 6 Exemple de trace temporelle d'un oscillateur avec des fluctuations de phase ( $\varphi(t) = 0$  en bleu,  $\varphi(t) = 0.2 \cdot (2\pi f_{osc})$  en rouge et  $\varphi(t) = -0.2 \cdot (2\pi f_{osc})$  en jaune) et d'amplitude ( $\alpha(t) = 0$  en bleu,  $\alpha(t) = 0.2$  en rouge et  $\alpha(t) = -0.2$  en jaune).**

Pour des signaux d'horloge, les perturbations liées aux fluctuations d'amplitude sont beaucoup moins déterminantes que les fluctuations de phase. Les fluctuations d'amplitude des impulsions peuvent notamment être atténuées par des amplificateurs à saturation ou des régulateurs. De plus, les signaux d'horloges étant généralement utilisés dans des systèmes à seuil sensible à la transition (comme l'EB pour la conversion analogique numérique), la fluctuation des valeurs extrêmes est peu importante. Par contre, les fluctuations de phase sont plus compliquées à corriger a posteriori. On ne considère dans ce chapitre que les fluctuations liées à la phase, et le signal d'oscillateur  $x(t)$  se réduit à :

$$x(t) = x_0 e^{i(2\pi f_{osc}t + \varphi(t))}. \quad (II. 8)$$

La phase de l'oscillateur  $\phi(t)$  s'écrit alors :

$$\phi(t) = 2\pi f_{osc}t + \varphi(t). \quad (II. 9)$$

Il est important de noter ici que les fluctuations de phase  $\varphi(t)$  sont relatives à la fréquence de l'oscillateur  $f_{osc}$ . Elles décrivent en effet une variation de phase par rapport à la phase théorique de

l'oscillateur définie par  $2\pi f_{osc} t$ . Ces fluctuations de phase peuvent être de nature déterministes (par exemple en imposant une modulation de la phase de l'oscillateur), ou bien de nature aléatoire (par exemple en considérant les fluctuations de phase induites par des variations mécaniques ou thermiques du milieu de propagation).

L'étude des fluctuations de phase, lorsque celles-ci sont issues d'un processus déterminé, repose sur l'analyse du spectre de puissance du signal  $|A_n(f)|^2$ . Par la transformée de Fourier du signal, on peut retrouver les différentes composantes spectrales qui correspondent aux fluctuations de phase [51].

$$X(f) = TF[x(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} x_0 e^{(i2\pi f_{osc} t + \varphi(t))} e^{-2i\pi f t} dt. \quad (II. 10)$$

Lorsque les fluctuations de phase sont issues d'un processus aléatoire, l'étude de celles-ci passe par l'étude de la répartition fréquentielle des fluctuations de phase selon une approche statistique. Les fluctuations sont décrites en termes de puissance de bruit dans une certaine gamme de fréquence.

La densité spectrale de puissance (DSP) de bruit permet de quantifier la puissance de ces fluctuations dans une certaine gamme de fréquence. La DSP  $S_{xx}(f)$  d'un processus aléatoire  $x(t)$  est relié à son autocorrélation  $R_{xx}(t)$  par le théorème de Wiener-Kintchine [48, 51]:

$$S_{xx}(f) = TF[R_{xx}(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(t) e^{-2i\pi f t} dt, \quad (II. 11)$$

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} x(t) x^*(t + \tau) dt. \quad (II. 12)$$

La plus petite gamme de fréquence décrite par la DSP est alors donnée par l'inverse de la durée de l'autocorrélation. Dans les DSP avec lesquelles nous travaillons, sauf indications contraires, la distribution du signal aléatoire est donnée dans une bande de fréquence de 1 Hz. En supposant le processus aléatoire  $x(t)$  borné, on note que :

$$S_{xx}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) x^*(t + \tau) e^{-2i\pi f t} dt d\tau, \quad (II. 13)$$

$$S_{xx}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{+T/2} x(t) e^{-2i\pi f t} dt \right|^2. \quad (II. 14)$$

Les DSP de fluctuations de phase  $S_\varphi$  sont exprimées en  $\text{rad}^2/\text{Hz}$  en échelle linéaire, ou en  $\text{dBrad}^2/\text{Hz}$  en échelle logarithmique. La DSP de fluctuations de phase est symétrique par rapport à la fréquence de l'oscillateur. De manière standard, si on conserve la quantité  $S_\varphi(f)$  pour les équations, on définit par le terme de bruit de phase, la DSP unilatérale des fluctuations de phase  $\mathcal{L}(f)$ , défini par :

$$\mathcal{L}(f) = \frac{S_\varphi(f)}{2}. \quad (II. 15)$$

De même, si la DSP de bruit de phase  $S_\varphi(f)$  est exprimée de manière linéaire pour les équations, on exprime préférentiellement  $\mathcal{L}(f)$  en échelle logarithmique.

$$\mathcal{L}(f) = 10 \log \frac{S_\varphi(f)}{2}. \quad (II. 16)$$

Enfin  $\mathcal{L}(f)$  s'exprime en  $\text{dBc}/\text{Hz}$  pour rappeler que la mesure est effectuée par rapport à la porteuse à la fréquence  $f_{osc}$  (*carrier* en anglais).

La Figure II - 7 montre un exemple de bruit de phase pour deux oscillateurs radiofréquences commerciaux. L'axe des abscisses représente la fréquence de décalage (ou fréquence d'analyse) par rapport à la fréquence d'oscillation  $f_{osc}$  (ici 683 MHz). À partir de la figure de bruit de phase, on peut immédiatement remonter à la puissance des fluctuations de la phase autour de la fréquence  $f_{osc}$ . Les différents bruits qui impactent le signal issu de l'oscillateur peuvent ainsi être étudiés en fonction de leur puissance spectrale, et de la bande de fréquence dans laquelle ils opèrent [48].

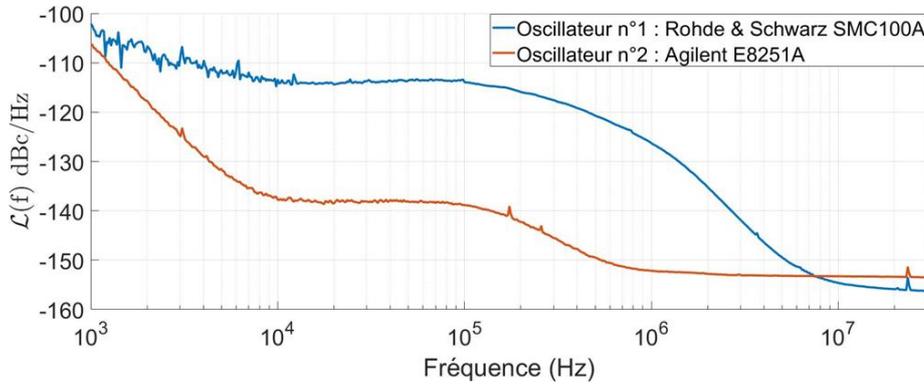


Figure II - 7 Exemples de bruit de phase d'oscillateurs RF commerciaux à la fréquence  $f_0 = 683$  MHz.

### 1. b. iii Gigue temporelle d'un signal d'horloge non idéal

La régularité du signal d'horloge optique est un élément crucial, les différentes perturbations de phases des harmoniques pouvant entraîner des fluctuations des temps d'arrivée des impulsions. Avec le formalisme précédent, on peut décrire le bruit de phase d'un signal d'horloge optique.

Le champ d'un train d'impulsions optiques fait intervenir en particulier deux termes d'oscillation : l'oscillation à la fréquence  $f_0$  optique, et l'oscillation de l'enveloppe lentement variable à la fréquence  $f_s$  qui correspond à la fréquence du signal d'horloge. On distingue ainsi le bruit de phase optique du signal  $V(t)$  par rapport à la porteuse optique  $f_0$  et le bruit de phase électrique du signal  $A(t)$  par rapport à la fréquence du signal d'horloge  $f_s$ . Cette distinction est importante lorsque le signal d'horloge optique est converti en un signal d'horloge hyperfréquence par une photodiode, par exemple. Dans ce cas, seule l'enveloppe lentement variable est détectée, et les fluctuations de phase relatives à la fréquence  $f_0$  n'interviennent pas dans le signal de la photodiode.

La régularité du signal d'horloge optique est directement reliée à la régularité du train d'impulsions et donc de son bruit de phase électrique autour de la fréquence  $f_s$ . Plus le bruit de phase est bas, plus les impulsions sont régulières. Cependant si la forme et le niveau de bruit de phase sont intéressants pour étudier les différentes composantes spectrales des fluctuations de phase, la précision d'un signal d'horloge est plus simplement donnée par la gigue temporelle  $\sigma_J$ . La gigue temporelle peut s'exprimer à partir du bruit de phase [52, 53] sous la forme:

$$\sigma_J = \frac{1}{2\pi f_s} \sqrt{\int_{f_a}^{f_b} S_\varphi(f) df}. \quad (\text{II. 17})$$

Avec  $f_a$  et  $f_b$  les bornes d'intégration du bruit de phase. Pour donner un exemple, à partir de la Figure II - 7, la gigue temporelle intégrée entre  $10^3$  Hz et la fréquence de Nyquist (341.5 MHz) pour l'oscillateur 1 vaut 431 fs contre 137 fs pour l'oscillateur 2 (le bruit de phase des oscillateurs étant

extrapolé à partir de la Figure II - 7 comme constant entre 30 MHz et la fréquence de Nyquist). L'oscillateur 2 est donc plus précis que l'oscillateur 1 dans la bande de fréquence étudiée.

La gigue temporelle d'un train d'impulsions peut ainsi être considérée suivant deux points de vue :

- D'un point de vue temporel, la gigue temporelle correspond à l'écart type des fluctuations des temps d'arrivée des impulsions.
- D'un point de vue spectral, la gigue temporelle correspond à l'intégrale du bruit de phase entre  $f_{\min}$  qui correspond à la bande de résolution minimale et  $f_{\text{rep}}/2$  qui correspond à la fréquence de Nyquist.

Ces deux définitions sont a priori identiques, les fluctuations des temps d'arrivée des impulsions étant induites par les fluctuations de phase autour de la cadence de répétition. Dans les parties 2 et 3 nous adoptons majoritairement la définition de la gigue temporelle suivant le point de vue spectral. Nous reviendrons néanmoins plus en détail sur le point de vue temporel, et sur la définition du temps d'arrivée des impulsions dans la partie 4.

## 1. c Génération de signaux d'horloge optiques

Depuis plus d'une vingtaine d'années, l'optique offre des solutions attractives pour la génération de signaux d'horloge à haute fréquence de répétition et à faible gigue temporelle, et plusieurs démonstrations d'utilisation de signaux d'horloge optiques pour diverses applications ont vu le jour [42, 46, 50, 54, 55]. Différentes méthodes permettent de générer de tels signaux de manière directe, ou à partir d'un oscillateur radiofréquence traditionnel. Les lasers à verrouillage de modes (MLL, pour *Mode Locked Lasers* en anglais) en particulier sont des architectures largement utilisées pour générer des trains d'impulsions à hautes cadences de répétition. Les MLL sont des cavités optiques, où les modes sont verrouillés en phase de manière active ou passive.

- Les MLL passifs [56, 57, 58], et en particulier les MLL passifs stabilisés sur une référence optique, montrent des performances remarquables de bruit de phase et de stabilité [59, 60, 61, 62] (l'état de l'art étant obtenu dans [61] pour un bruit de phase à  $-173$  dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse à 12 GHz). Dans ces systèmes, le verrouillage en phase des modes est obtenu principalement par effet Kerr ou par un absorbant saturable ultrarapide. Le taux de répétition des impulsions en sortie de cavité est fixé par l'intervalle spectral libre de la cavité qui est inversement proportionnel à la longueur de la cavité (dans le cas d'une cavité en anneau) :

$$f_s = \frac{c}{nL}, \quad (\text{II. 18})$$

avec  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $n$  l'indice du milieu de propagation et  $L$  la longueur de la cavité. La génération de signaux d'horloge à très haute cadence de répétition est dans ce cas limitée par la fabrication de cavités optiques conventionnelles de faible longueur. Par exemple, la génération d'un signal d'horloge à 3 GHz repose sur une cavité fibrée de 3 cm environ [63]. Des contraintes techniques limitent la fabrication de cavité fibrée de plus faible longueurs. Si l'optique intégrée offre des perspectives très prometteuse de cavité à des échelles micro- voire nanométriques, les performances sont à l'heure actuelle limitées par les pertes importantes dans la cavité.

- Pour passer outre cette limitation de la cadence de répétition, les lasers à verrouillage de modes actif et harmonique (AHMLL) permettent de générer un signal d'horloge à très haute cadence

de répétition à partir d'un oscillateur externe [64, 65, 66, 67]. La fréquence de l'oscillateur externe est réglée à une valeur multiple de l'intervalle spectral libre de la cavité, ce qui permet d'avoir plusieurs impulsions qui circulent simultanément dans la cavité. Les AHMLL offrent la possibilité de générer des trains d'impulsions brèves (typiquement ps), de cadence de répétition accordable par pas d'intervalle spectral libre de la cavité, à partir d'un oscillateur radiofréquence (donc un signal sinusoïdal). Les AHMLL permettent de distribuer ces signaux d'horloge à haute fréquence sur une porteuse optique. Ces sources restent néanmoins dépendantes des générateurs RF à haute fréquence pour verrouiller les modes longitudinaux de la cavité.

Le bruit de phase des signaux d'horloge produit par les AHMLL présente des propriétés remarquables. Le bruit de phase aux basses fréquences de décalage (par rapport à la fréquence de répétition du train d'impulsions) est limité par la contribution de bruit de phase du générateur externe [66]. En revanche, aux hautes fréquences de décalage, le bruit de phase du générateur externe est filtré par la cavité [68]. Cet effet rend les AHMLL très intéressants pour la génération de signaux d'horloge. Plus de détails sur les performances des AHMLL sont donnés dans le chapitre V.

- Les boucles à décalage de fréquence (BDF) présentées dans le chapitre I s'inscrivent naturellement en tant que source de signaux d'horloge optiques. En effet, les BDF peuvent générer des trains jusqu'à une dizaine de GHz par effet Talbot temporel, avec une durée d'impulsion limitée par la transformée de Fourier du spectre optique [11]. De plus, contrairement aux AHMLL, les BDF reposent sur l'utilisation d'un générateur externe à basse fréquence, ce qui rend l'architecture plus simple et compatible avec des problématiques d'intégration d'horloge optique dans des systèmes plus complexes. Une étude portant sur le bruit de phase des trains d'impulsions en sortie de BDF est cependant cruciale pour qualifier le signal d'horloge généré. En particulier, la relation entre le bruit de phase et le facteur de multiplication par effet Talbot est primordiale pour l'utilisation des BDF en tant que générateur de signaux d'horloge.

## 2 Étude du bruit de phase des boucles à décalage de fréquence

Dans cette deuxième sous-partie, nous présentons une étude théorique et expérimentale du bruit de phase des BDF. À partir du modèle linéaire du champ en sortie de BDF présenté en section 1. b du chapitre I, nous exprimons et nous étudions la fonction de transfert de bruit de phase de la boucle, en fonction des différentes sources de bruit. Enfin, nous discutons de la validité du modèle et des performances générales des BDF comme générateurs de signaux d'horloge.

### 2. a Modélisation du bruit de phase du train d'impulsions en sortie de boucle à décalage de fréquence

Pour s'intéresser aux fluctuations de phase du signal d'horloge issu des BDF, nous nous restreignons à l'étude des BDF dans le régime stationnaire. Nous considérons une boucle sous le seuil laser, pour négliger l'ASE et les effets non linéaires, injectée par un laser CW monochromatique à la fréquence  $f_0$

#### 2. a. i Expression de la perturbation de phase à la fréquence du signal d'horloge.

Dans ce cadre d'étude, le modèle linéaire présenté dans la section 1. b. ii du chapitre I permet de décrire le champ  $E_{\text{out}}(t)$  en sortie d'une BDF dans l'état stationnaire en dessous du seuil [11] :

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t} \sum_{n=0}^{+\infty} \eta^n e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)f_s \tau_c}, \quad (\text{II. 19})$$

avec  $\eta$  la fonction de transfert en amplitude de la boucle. En dessous du seuil laser, l'amplitude du spectre d'après l'équation (II. 19) est une exponentielle décroissante [12]. En pratique il est néanmoins possible d'obtenir plus de 1000 dents mutuellement cohérentes avec une variation de puissance de l'ordre de quelques dB grâce à un filtre optique passe bande (FOPB) [69].

Grâce à la relation de phase quadratique, les BDF génèrent des trains d'impulsions accordables en cadence de répétition par effet Talbot temporel (cf. section 1. c. i du chapitre I) : pour une relation  $f_s \tau_c = p/q$ , la cadence de répétition du train d'impulsions vaut  $qf_s$  [11, 20]. Dans ce cas, le champ en sortie de boucle s'écrit à partir de l'équation (II. 19):

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t} \sum_{n=0}^{+\infty} \eta^n e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)p/q}. \quad (\text{II. 20})$$

L'équation (II. 20) décrit le champ du signal d'horloge en sortie de BDF idéale. Comme détaillé précédemment, les différentes dents du peigne subissent en réalité des fluctuations de phase. En notant  $\phi_n(t)$  la variation de phase de la dent  $n$  à l'instant  $t$ , le champ réel en sortie de boucle se réécrit :

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t} \sum_{n=0}^{+\infty} \eta^n e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)p/q} e^{i\phi_n(t)}. \quad (\text{II. 21})$$

Pour caractériser les fluctuations des temps d'arrivée des signaux d'horloge optique, on s'intéresse au train d'impulsions et donc à l'intensité en sortie de boucle donnée par  $I(t) = 2\Re(E_{\text{out}}(t)E_{\text{out}}^*(t))$ , avec  $\Re$  la partie réelle. D'après (II. 21),  $I(t)$  vaut :

$$I(t) = 2A_{\text{in}}^2 \Re \left( \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} \eta^{n+m} e^{-2i\pi(n-m)(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{\frac{i\pi(n(n+1)-m(m+1))p}{q}} e^{i(\phi_n(t)-\phi_m(t))} \right). \quad (\text{II. 22})$$

L'intensité est une somme d'harmoniques de  $f_s$ . On peut montrer théoriquement à partir de l'équation (II. 22) que l'annulation des fréquences non multiples de  $qf_s$  vient de la somme de Gauss  $\sum e^{i\pi(n(n+1)-m(m+1))p/q}$  [11]. Plus de détail les fréquences non multiples de  $qf_s$  en condition de Talbot  $q$  sont donnés dans la partie 4. L'oscillation à la fréquence  $qf_s$  (qui correspond à la fréquence du train d'impulsions) vaut :

$$I_q(t) = 2A_{\text{in}}^2 \Re(\tilde{I}_q(t)e^{-2i\pi qf_s t}). \quad (\text{II. 23})$$

$\tilde{I}_q(t)$  est défini ici comme l'enveloppe lentement variable de la composante spectrale  $qf_s$ . D'après l'équation (II. 22), en remplaçant  $n$  par  $m + q$ ,  $\tilde{I}_q(t)$  s'écrit :

$$\tilde{I}_q(t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \eta^{2m+q} e^{2i\pi qf_0 \tau_c} e^{i\pi(2m+q+1)p} e^{i(\phi_{m+q}(t)-\phi_m(t))}. \quad (\text{II. 24})$$

Tout d'abord, le terme de phase linéaire des dents  $e^{2i\pi qf_0 \tau_c}$  est indépendant de la somme et ne correspond qu'à un terme de retard du battement à la fréquence  $qf_s$ . De manière générale, on peut donc supposer que cette phase est nulle (ce qui correspondrait à un changement d'origine temporelle). De plus, en étant en condition de Talbot  $q$ , les dents espacées de  $q$  ont la même phase quadratique, les termes de la somme de Gauss pour  $n = m + q$  valent donc 1.

Finalement, la perturbation du train d'impulsions à la fréquence du signal d'horloge  $qf_s$  s'écrit :

$$\tilde{I}_q(t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \eta^{2m+q} e^{i(\phi_{m+q}(t) - \phi_m(t))}. \quad (\text{II. 25})$$

On suppose que les perturbations de phases sont faibles devant  $2\pi$ . L'exponentielle se développe ainsi au premier ordre, en donnant :

$$\tilde{I}_q(t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \eta^{2m+q} \left( 1 + i(\phi_{m+q}(t) - \phi_m(t)) \right). \quad (\text{II. 26})$$

La phase de la perturbation  $\psi_q(t)$  s'obtient simplement en prenant l'argument de celle-ci :

$$\psi_q(t) = \frac{\Im(\tilde{I}_q(t))}{\Re(\tilde{I}_q(t))}, \quad (\text{II. 27})$$

$$\psi_q(t) = \frac{\sum_{m=0}^{+\infty} \eta^{2m+q} (\phi_{m+q}(t) - \phi_m(t))}{\sum_{m=0}^{+\infty} \eta^{2m+q}}. \quad (\text{II. 28})$$

On note ici qu'en prenant la phase de la perturbation, on obtient des termes du développement limité uniquement d'ordre impair : d'après l'équation (II. 25), la partie réelle de l'exponentielle s'écrit  $1 + \frac{\delta\phi^2}{2} + \frac{\delta\phi^4}{24} + \dots$  et la partie imaginaire  $\delta\phi + \frac{\delta\phi^3}{6} + \dots$  (avec  $\delta\phi = \phi_{m+q}(t) - \phi_m(t)$ ). Développer la phase à un ordre supérieur est donc inutile car le terme au deuxième ordre est nul.

L'équation (II. 28) s'écrit encore :

$$\psi_q(t) = (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2)^m (\phi_{m+q}(t) - \phi_m(t)) \right). \quad (\text{II. 29})$$

## 2. a. ii Fluctuations de phase des dents du peigne optique

Les fluctuations de phase des dents du peigne optique  $\phi_n$  peuvent avoir plusieurs origines. En particulier, on distingue, les fluctuations de phase issues du bras d'injection, des fluctuations de phase issues de la boucle optique.

### - Fluctuations de phase issues du bras d'injection :

Le laser d'injection jusqu'ici a été considéré comme un oscillateur optique idéal générant une onde monochromatique à la fréquence  $f_0$ . Seulement différents phénomènes intrinsèques (comme l'émission spontanée) ou extrinsèques à l'émission laser (comme les perturbations thermiques et mécaniques) font que la phase de l'onde optique issue du laser fluctue par rapport à la phase théorique  $2\pi f_0 t$ . Dans une moindre mesure, la phase de l'onde optique injectée peut être perturbée par les fluctuations thermiques ou mécaniques induites entre le laser CW et le coupleur d'injection dans la boucle. On définit les fluctuations de phase issues du bras d'injection par  $\phi(t)$ .

Les différentes dents étant issues du laser d'injection par passages successifs dans la boucle, les fluctuations de phase du laser d'injection se répercutent sur les fluctuations de phase des dents dans la boucle, à un terme de retard temporel près. En considérant uniquement les fluctuations issues du bras d'injection, on peut écrire  $\phi_m(t)$  sous la forme :

$$\phi_m(t) = \phi(t - m\tau_c). \quad (\text{II. 30})$$

- Fluctuations de phase issues de la boucle optique :

Le décalage en fréquence dans la boucle est assuré par un décaleur de fréquence piloté par un oscillateur radiofréquence externe. De même que pour le laser d'injection, l'oscillateur externe génère une sinusoïde dont les fluctuations dans le temps se reportent sur l'onde optique lors du décalage de fréquence. De plus les fluctuations de longueur dans la boucle (induites par des effets thermiques ou mécaniques) peuvent entraîner des déphasages supplémentaires. Enfin l'ASE du milieu à gain peut entraîner des fluctuations de phase des dents du peigne. On définit ces fluctuations temporelles induites par la boucle par  $\varphi(t)$ .

La dent du peigne à la fréquence  $f_n = f_0 + nf_s$  a effectué  $n$  tours successifs dans la boucle. Les fluctuations de phase de la dent  $n$  résultent ainsi des fluctuations durant les  $n$  tours. En considérant uniquement les fluctuations issues de la boucle, on peut écrire  $\phi_m(t)$  sous la forme :

$$\phi_0(t) = 0, \quad (\text{II. 31})$$

$$\phi_{m \geq 1}(t) = \sum_{k=0}^{m-1} \varphi(t - k\tau_c). \quad (\text{II. 32})$$

### 2. a. iii Influence du bruit de phase du bras d'injection

On s'intéresse dans un premier temps aux seules fluctuations de phase du bras du laser d'injection pour établir une relation entre les fluctuations de phase du train d'impulsions en sortie et les fluctuations de phase du bras d'injection en entrée. À partir de l'équation (II. 29) et (II. 30), les fluctuations de phase  $\psi_q(t)$  se réécrivent :

$$\psi_q(t) = (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2)^m (\phi(t - (m+q)\tau_c) - \phi(t - m\tau_c)) \right), \quad (\text{II. 33})$$

soit :

$$\psi_q(t) = (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2)^m \int_{-\infty}^{+\infty} (\delta(\tau - t + (m+q)\tau_c) - \delta(\tau - t + m\tau_c)) \phi(\tau) d\tau \right). \quad (\text{II. 34})$$

La transformée de Fourier des fluctuations de phase de la perturbation  $\tilde{\psi}_q(f)$  en fonction de la fréquence de décalage par rapport à la fréquence de répétition  $qf_s$  s'écrit :

$$\tilde{\psi}_q(f) = (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2)^m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\delta(\tau - t + (m+q)\tau_c) - \delta(\tau - t + m\tau_c)) \phi(\tau) e^{-2i\pi f t} d\tau dt \right), \quad (\text{II. 35})$$

soit :

$$\tilde{\psi}_q(f) = (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2)^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e^{2i\pi f(m+q)\tau_c} - e^{2i\pi f m\tau_c}) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\tau - t) \phi(\tau) e^{-2i\pi f t} d\tau dt \right) \quad (\text{II. 36})$$

$$= (1 - \eta^2) (e^{2i\pi f q \tau_c} - 1) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2 e^{2i\pi f \tau_c})^m \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(t) e^{-2i\pi f t} dt \right). \quad (\text{II. 37})$$

Ainsi :

$$\tilde{\psi}_q(f) = \frac{(1 - \eta^2)(e^{2i\pi f q \tau_c} - 1)}{1 - \eta^2 e^{2i\pi f \tau_c}} \tilde{\phi}(f), \quad (\text{II. 38})$$

avec  $\tilde{\phi}(f)$  la transformée de Fourier des fluctuations de phase du laser d'injection en fonction de la fréquence de décalage par rapport à la fréquence optique  $f_0$ . En notant  $|\tilde{\psi}_q(f)|^2$  la DSP de bruit de phase du train d'impulsions par rapport à la fréquence RF  $qf_s$  et  $|\tilde{\phi}(f)|^2$  la DSP de bruit de phase du bras d'injection par rapport à la fréquence optique  $f_0$ , on a d'après l'équation (II. 14) et (II. 38):

$$|\tilde{\psi}_q(f)|^2 = 4 \frac{(1 - \eta^2)^2 \sin^2(\pi f q \tau_c)}{1 - 2\eta^2 \cos 2\pi f \tau_c + \eta^4} |\tilde{\phi}(f)|^2. \quad (\text{II. 39})$$

### 2. a. iv Influence du bruit de phase de la boucle optique

Dans un second temps, on s'intéresse aux fluctuations de phase de la boucle optique pour étudier leur impact sur la phase du train d'impulsions. À partir de l'équation (II. 29) et (II. 32), les fluctuations de phase  $\psi_q(t)$  se réécrivent :

$$\psi_q(t) = (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2)^m \left( \sum_{k=0}^{m+q-1} \varphi(t - k\tau_c) - \sum_{k=0}^{m-1} \varphi(t - k\tau_c) \right) \right). \quad (\text{II. 40})$$

En reproduisant les étapes (II. 33) à (II. 37) en changeant  $\delta(\tau - t + (m + q)\tau_c)$  par  $\sum \delta(\tau - t + k\tau_c)$ ,  $\tilde{\psi}_q(f)$  s'écrit :

$$\tilde{\psi}_q(f) = (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2)^m \left( \sum_{k=0}^{m+q-1} e^{2i\pi f \tau_c} - \sum_{k=0}^{m-1} e^{2i\pi f \tau_c} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(t) e^{-2i\pi f t} dt \right) \quad (\text{II. 41})$$

$$= (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2)^m \left( \sum_{k=m}^{m+q-1} e^{2i\pi f \tau_c} \right) \tilde{\phi}(f) \right) \quad (\text{II. 42})$$

$$= (1 - \eta^2) \left( \sum_{m=0}^{+\infty} (\eta^2 e^{2i\pi f \tau_c})^m \left( \frac{1 - e^{2i\pi q f \tau_c}}{1 - e^{2i\pi f \tau_c}} \right) \tilde{\phi}(f) \right) \quad (\text{II. 43})$$

$$= \frac{(1 - \eta^2)(e^{2i\pi f q \tau_c} - 1)}{(1 - \eta^2 e^{2i\pi f \tau_c})(e^{2i\pi f \tau_c} - 1)} \tilde{\phi}(f). \quad (\text{II. 44})$$

De même que pour les fluctuations de phase du bras d'injection, on peut établir une relation directe entre  $|\psi_q(f)|^2$  et  $|\tilde{\phi}(f)|^2$  la DSP de bruit de phase de la boucle optique par rapport à la fréquence optique  $f_0$  :

$$|\tilde{\psi}_q(f)|^2 = \frac{(1 - \eta^2)^2}{1 - 2\eta^2 \cos 2\pi f \tau_c + \eta^4} \frac{\sin^2(\pi f q \tau_c)}{\sin^2(\pi f \tau_c)} |\tilde{\phi}(f)|^2. \quad (\text{II. 45})$$

### 2. a. v Fonction de transfert de bruit de phase

Les deux relations (II. 39) et (II. 45) permettent de modéliser assez simplement l'influence des différents bruits sur le bruit de phase du train d'impulsions autour de la fréquence  $qf_s$ . L'étude de la stabilité du signal d'horloge issu de la BDF revient ainsi à la caractérisation des différentes sources de bruits (laser CW et générateur radiofréquence principalement) et à l'étude de la fonction de transfert

de bruit de phase  $H_{q,\tau_c,\eta,f}$  entre les bruits d'entrée, et le bruit de la boucle en sortie (cf. Figure II - 8). En supposant les fluctuations de phase issues du bras d'injection et celles issues de la boucle décorréliées, la DSP de bruit de phase  $|\tilde{\psi}_q(f)|^2$  peut être explicité sous la forme générale :

$$|\tilde{\psi}_q(f)|^2 = \frac{(1 - \eta^2)^2 \sin^2(\pi f q \tau_c)}{1 - 2\eta^2 \cos 2\pi f \tau_c + \eta^4} \left( 4|\tilde{\phi}(f)|^2 + \frac{|\tilde{\varphi}(f)|^2}{\sin^2(\pi f \tau_c)} \right). \quad (\text{II. 46})$$

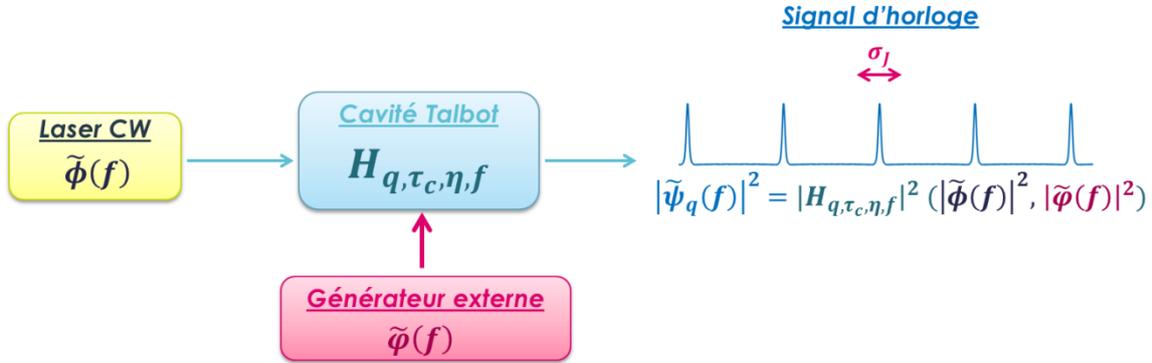


Figure II - 8 Modélisation des sources de bruit principales et de la fonction de transfert de bruit.

## 2. b Étude numérique de la fonction de transfert de bruit de phase

Les fluctuations de phase du bras d'injection et de la boucle se répercutant de manière différente sur les fluctuations de phase du train d'impulsions, on étudie la fonction de transfert de bruit de phase du bras d'injection et de la boucle séparément.

### 2. b. i Étude numérique de la fonction de transfert de bruit de phase du bras d'injection

En s'intéressant aux fluctuations du bras d'injection uniquement, la fonction de transfert de bruit de phase  $|H|^2$  peut se réécrire :

$$|H_{q,\tau_c,\eta,f}|^2 = 4 \frac{(1 - \eta^2)^2 \sin^2(\pi f q \tau_c)}{1 - 2\eta^2 \cos 2\pi f \tau_c + \eta^4}. \quad (\text{II. 47})$$

Le module carré de  $H$  en fonction de la fréquence de décalage  $f$  pour différents jeux de paramètres ( $\tau_c, q$  et  $\eta$ ) est tracé en Figure II - 9, Figure II - 10 et en Figure II - 11 pour différentes valeurs de  $\eta, q$  et  $\tau_c$ . On remarque à partir de l'équation (II. 47):

- $|H|^2$  est périodique en  $f$  de période  $1/\tau_c$ , et s'annule pour les fréquences multiples de  $1/q\tau_c$  (cf. Figure II - 9).

- $|H|^2$  tend vers 0 quand  $f$  tend vers 0. Pour des perturbations de phase très lentes devant  $N\tau_c$  avec  $N$  le nombre de dents du peigne, on peut supposer que toutes les dents voient la même perturbation de phase simultanément :  $\phi_{m+q}(t) = \phi_m(t)$ . Dans l'équation (II. 29) la somme se simplifie. Ainsi les perturbations de phases très lentes sont filtrées par la boucle. En particulier en développant  $|H|^2$  autour de 0, on peut écrire :

$$|H_{q,\tau_c,\eta,f}|^2 \cong (2\pi f q \tau_c)^2. \quad (\text{II. 48})$$

Une BDF s'apparente alors à un filtre passe haut d'ordre 2 du bruit de phase du bras d'injection pour les basses fréquences de décalage.

- D'après l'équation (II. 48) le bruit de phase à basse fréquence de décalage est proportionnel à  $q^2$ . Ainsi lorsque le taux de répétition est multiplié par un facteur  $q$  par effet Talbot temporel, le bruit de phase à basse fréquence  $\mathcal{L}(f)$  est dégradé de  $20 \log q$ . Ce résultat est identique à la dégradation de bruit de phase issue d'une multiplication de fréquence analogique traditionnelle. Une multiplication analogique idéale de fréquence d'un facteur  $q$  induit une dégradation du bruit de phase de  $20 \log_{10} q$  (en échelle logarithmique) [70].

- Pour des fréquences de décalage loin de multiples de  $1/\tau_c$ , le terme du numérateur varie beaucoup plus rapidement que le terme du dénominateur. Ainsi, en moyennant le numérateur,  $|H|^2$  se réécrit :

$$|H_{q,\tau_c,\eta,f}|^2 \cong 2 \frac{(1 - \eta^2)^2}{1 - 2\eta^2 \cos 2\pi f \tau_c + \eta^4}. \quad (\text{II. 49})$$

La fonction de transfert de bruit est donc en moyenne indépendante du facteur de multiplication  $q$ . En ne considérant uniquement les fluctuations du bras d'injection, à haute fréquence de décalage le bruit de phase ne dépend pas de la fréquence du train d'impulsions. Ce dernier résultat diffère fondamentalement de la multiplication de fréquence analogique. Cette propriété est directement issue de la relation de phase entre les dents du peigne qui génèrent le train d'impulsions.

- Le dénominateur est proportionnel à  $(1 - \eta^2)^2$ . Loin des multiples de  $1/\tau_c$  où le cosinus s'annule, la fonction de transfert de bruit de phase est d'autant plus faible que  $\eta$  est proche de 1 (cf. Figure II - 11) Plus  $\eta$  est proche de 1, plus le nombre de dent qui participent à la formation du train d'impulsions augmente. Ainsi l'augmentation du nombre de dents dans une BDF vient filtrer le bruit de la source du bras d'injection par moyennage du bruit. Les BDF étant habituellement utilisées dans des régimes proches du seuil de boucle [12, 14, 16, 18, 71, 72], l'augmentation du nombre de dents a l'avantage de générer des trains d'impulsions mieux synchronisées, plus courtes et avec un meilleur rapport signal à bruit.

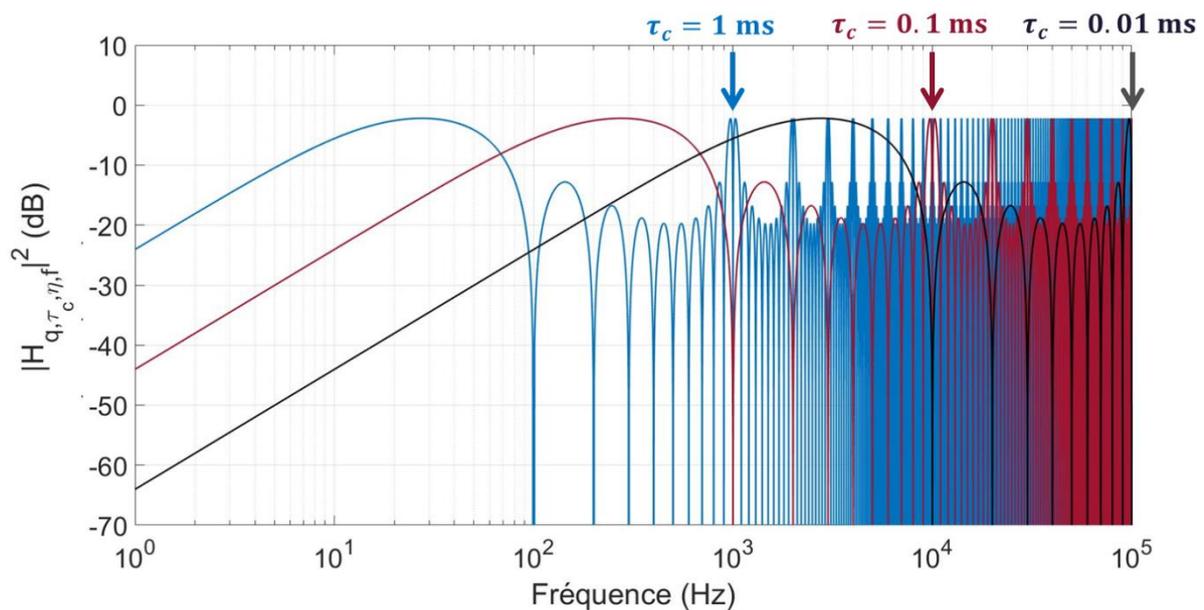


Figure II - 9 Module carré de la fonction de transfert  $H$  de bruit de phase du bras d'injection (échelle log) en fonction de la fréquence de décalage  $f$  pour différentes valeurs de  $\tau_c$  ( $\eta = 0.95$  et  $q = 10$ ).

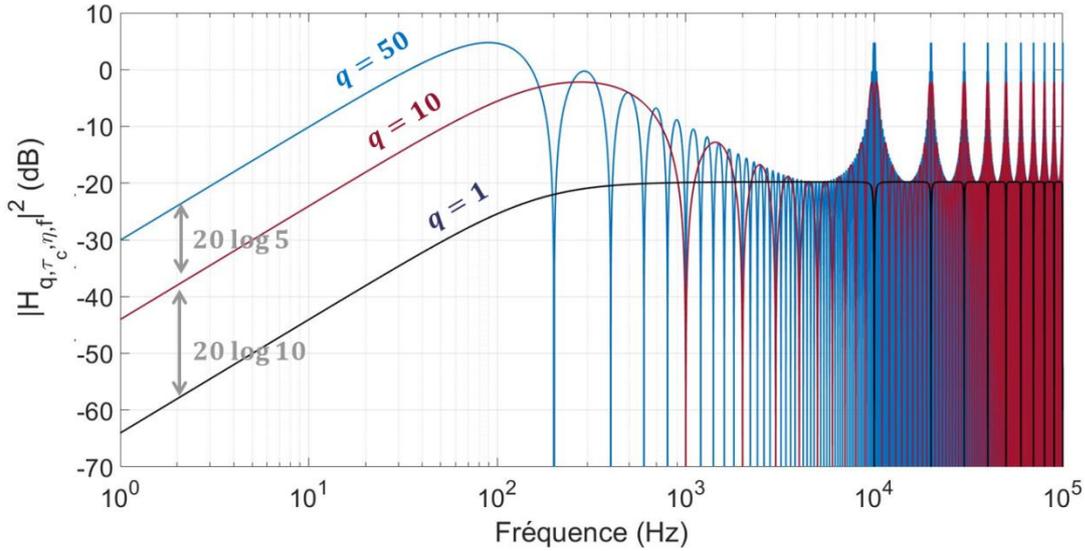


Figure II - 10 Module carré de la fonction de transfert  $H$  de bruit de phase du bras d'injection (échelle log) en fonction de la fréquence de décalage  $f$  pour différentes conditions de Talbot  $q$  ( $\eta = 0.95$  et  $\tau_c = 0.1$  ms).

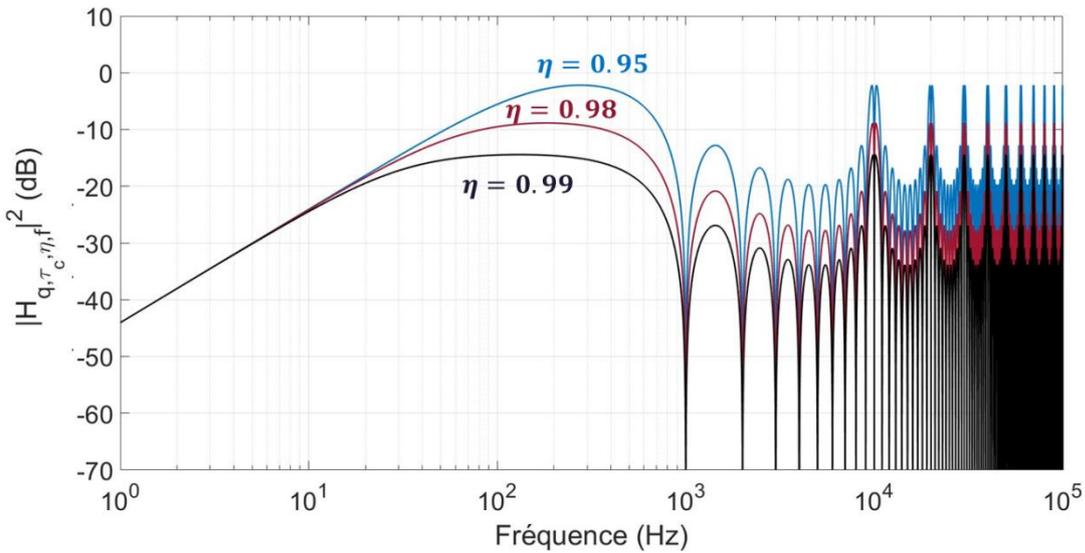


Figure II - 11 Module carré de la fonction de transfert  $H$  de bruit de phase du bras d'injection (échelle log) en fonction de la fréquence de décalage  $f$  pour différentes valeurs du coefficient de transmission de la boucle en amplitude  $\eta$  ( $q = 10$  et  $\tau_c = 0.1$  ms).

## 2. b. ii Étude numérique de la fonction de transfert de bruit de phase de la boucle.

En s'intéressant aux fluctuations du bruit de phase du bras d'injection seules, la fonction de transfert de bruit de phase  $|H|^2$  peut se réécrire :

$$|H_{q,\tau_c,\eta,f}|^2 = \frac{(1 - \eta^2)^2}{1 - 2\eta^2 \cos 2\pi f \tau_c + \eta^4} \frac{\sin^2(\pi f q \tau_c)}{\sin^2(\pi f \tau_c)}. \quad (\text{II. 50})$$

Le module carré de  $H$  en fonction de la fréquence de décalage  $f$  pour différents jeux de paramètres ( $\tau_c, q$  et  $\eta$ ) est tracé en Figure II - 12, Figure II - 13 et en Figure II - 14 pour différentes valeurs de  $\eta, q$  et  $\tau_c$ . On remarque, à partir de l'équation (II. 50) :

- De même que pour les fluctuations issues du bras d'injection, dans le cas de fluctuations issues de la boucle,  $|H|^2$  est périodique en  $f$  de période  $1/\tau_c$ .

-  $|H|^2$  s'annule pour les fréquences de décalage multiples de  $1/q\tau_c$  excepté pour les multiples de  $1/\tau_c$  (cf. Figure II - 12). Au contraire, pour les multiples de  $1/\tau_c$ , les fluctuations sont amplifiées par la boucle d'un facteur  $q^2$ . En développant  $|H|^2$  autour de  $1/\tau_c$  :

$$|H_{q,\tau_c,\eta,f \cong 1/\tau_c}|^2 \cong q^2. \quad (\text{II. 51})$$

Aussi, à basse fréquence de décalage la BDF ne filtre pas les fluctuations de la boucle. Celles-ci se reportent sur le bruit de phase du train d'impulsions. Lorsque le taux de répétition est multiplié par un facteur  $q$  par effet Talbot temporel, le bruit de phase à basse fréquence  $\mathcal{L}(f)$  est dégradé de  $20 \log q$ . Ce résultat est aussi identique à la dégradation de bruit de phase issue d'une multiplication de fréquence analogique traditionnelle.

- Pour des fréquences de décalage loin des multiples de  $1/\tau_c$ , le terme du numérateur varie beaucoup plus rapidement que le terme du dénominateur. Ainsi, en moyennant le numérateur,  $|H|^2$  se réécrit :

$$|H_{q,\tau_c,\eta,f}|^2 \cong 2 \frac{(1 - \eta^2)^2}{1 - 2\eta^2 \cos 2\pi f \tau_c + \eta^4 \sin^2(\pi f \tau_c)}. \quad (\text{II. 52})$$

- De manière similaire au cas précédent, la fonction de transfert de bruit est donc en moyenne indépendante du facteur de multiplication  $q$ . En ne considérant uniquement les fluctuations de la boucle à haute fréquence de décalage (loin des multiples de  $1/\tau_c$ ), le bruit de phase ne dépend pas de la fréquence du train d'impulsions.

- Enfin de manière analogue, l'augmentation du nombre de dents dans une BDF vient filtrer le bruit de la source du bras d'injection par moyennage du bruit (cf. Figure II - 14).

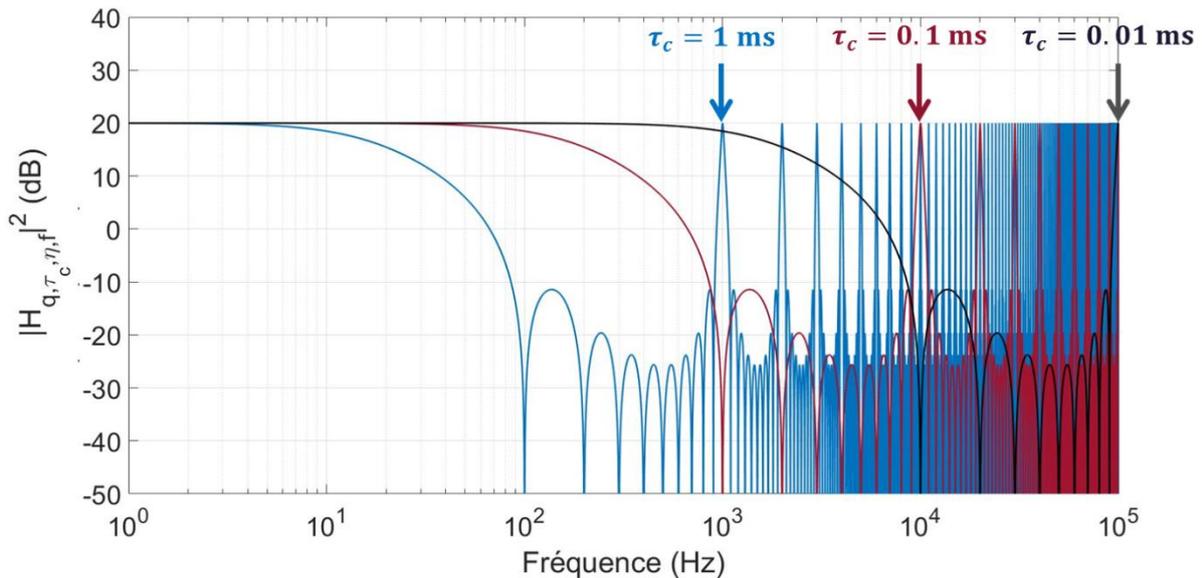


Figure II - 12 Module carré de la fonction de transfert  $H$  de bruit de phase de la boucle (échelle log) en fonction de la fréquence de décalage  $f$  pour différentes valeurs de  $\tau_c$  ( $\eta = 0.95$  et  $q = 10$ ).

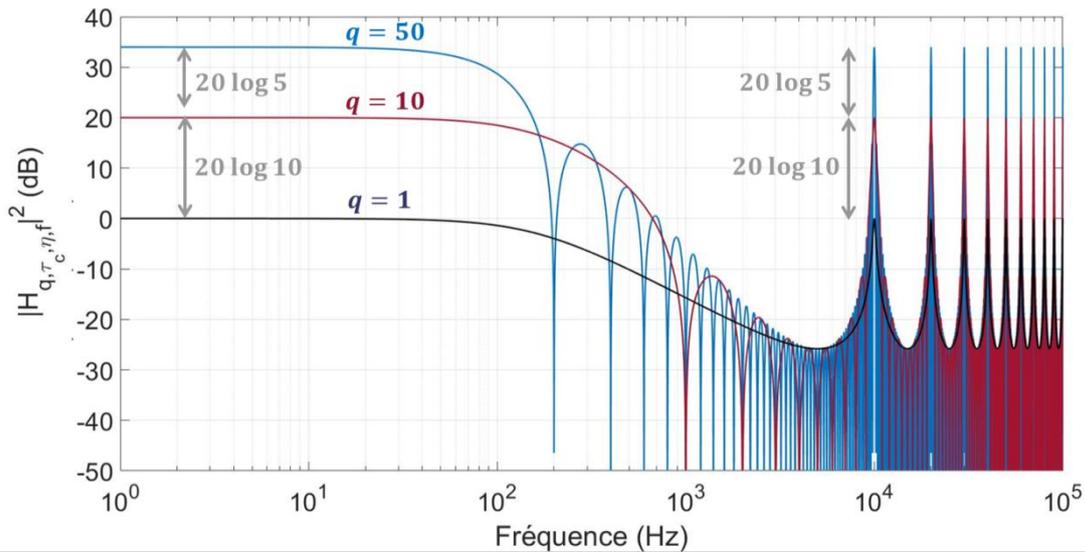


Figure II - 13 Module carré de la fonction de transfert  $H$  de bruit de phase de la boucle (échelle log) en fonction de la fréquence de décalage  $f$  pour différentes conditions de Talbot  $q$  ( $\eta = 0.95$  et  $\tau_c = 0.1$  ms).

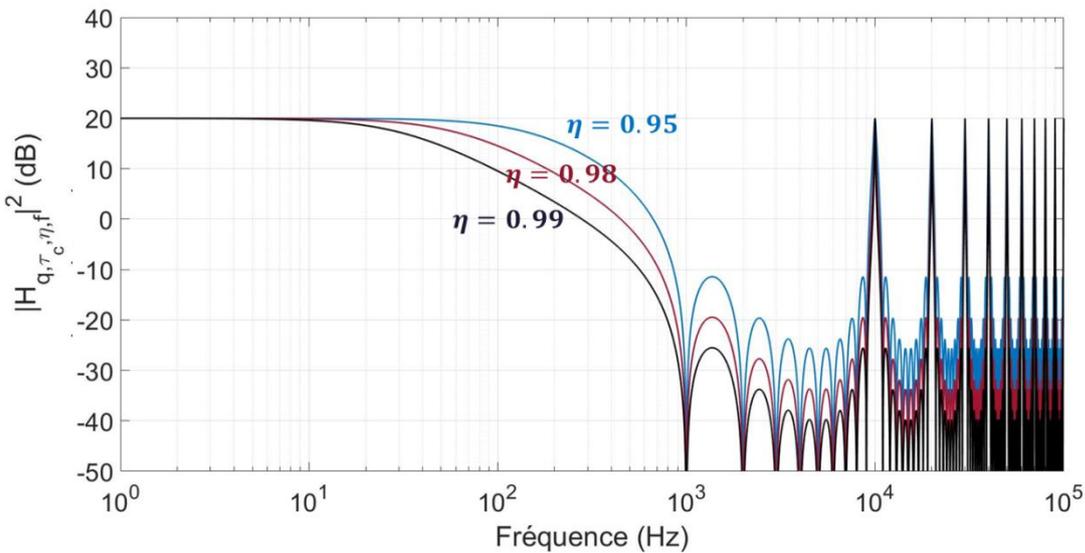


Figure II - 14 Module carré de la fonction de transfert  $H$  de bruit de phase de la boucle (échelle log) en fonction de la fréquence de décalage  $f$  pour différentes valeurs du coefficient de transmission de la boucle en amplitude  $\eta$  ( $q = 10$  et  $\tau_c = 0.1$  ms).

Le modèle développé permet ainsi de mettre en évidence la différence entre les fluctuations de phase issues de la boucle, de celles issues du bras d'injection. En mettant à profit l'effet de filtrage de la BDF (filtrage du bruit du laser d'injection à basse fréquence, bruit de phase indépendant de la fréquence de répétition à haute fréquence,...), il permet de plus de comprendre comment optimiser la boucle pour minimiser le bruit de phase du train d'impulsions par rapport aux différentes sources de bruits de phase.

## 2. c Étude expérimentale du bruit de phase du train d'impulsions en sortie de boucle à décalage de fréquence

L'étude numérique précédente montre les spécificités de la réponse des BDF pour générer des trains d'impulsions à très haute cadence de répétition. Nous présentons ici une étude expérimentale du

bruit de phase du train d'impulsions en sortie de BDF complémentaire qui valide les observations issues du modèle précédent.

### 2. c. i Présentation de la boucle à décalage de fréquence et des méthodes de mesures

Pour étudier le bruit de phase du train d'impulsions en sortie de BDF, nous avons réalisé une BDF injectée par un laser continu. À partir de celle-ci, nous avons fait varier expérimentalement la cadence de répétition du signal d'horloge ainsi que le bruit de phase de l'onde optique injectée. Nous avons restreint l'étude expérimentale à ces deux paramètres clés : le facteur de multiplication par effet Talbot  $q$  et le bruit de phase du laser d'injection  $|\tilde{\phi}(f)|^2$ .

Le facteur de multiplication  $q$  est un paramètre crucial pour l'utilisation des BDF en tant que générateur de signaux d'horloge à haute cadence de répétition. Le modèle numérique a de plus montré un comportement très particulier du bruit de phase du train d'impulsions issue des BDF en fonction de  $q$  : à basse fréquence, le bruit de phase est dégradé d'un facteur  $20 \log q$ , tandis qu'à haute fréquence, il est constant en fonction de  $q$ . Enfin le bruit de phase s'annule pour les multiples de  $1/q\tau_c$ . On a choisi de centrer l'étude sur l'évolution du bruit de phase en fonction de  $q$  pour mettre en évidence ces particularités issues du modèle.

De plus, nous avons fait varier le bruit de phase de l'onde optique injectée pour valider l'approche de fonction de transfert de bruit de phase développée dans le modèle précédent. En particulier, nous avons opté pour une étude des fluctuations du bras d'injection par rapport aux fluctuations de la boucle, car les fluctuations de phase du bras d'injection sont facilement caractérisables par un interféromètre auto-hétérodyne (voir plus loin). Les fluctuations de phase injectées dans la boucle en revanche sont plus difficilement mesurables : si on peut facilement accéder au bruit de phase de l'oscillateur externe, l'influence des fluctuations thermiques, mécaniques ou dues à l'ASE sont beaucoup plus délicats à prendre en compte.

L'étude expérimentale repose ainsi sur 4 éléments (cf. Figure II - 15) :

- la boucle optique à décalage de fréquence (ou boucle Talbot),
- le bras d'injection,
- la caractérisation du bruit de phase du train d'impulsions,
- la caractérisation du bruit de phase du bras d'injection.

La boucle optique à décalage de fréquence étudiée est composée des mêmes éléments que la BDF générique dans la Figure I - 12 du chapitre I. Les éléments qui diffèrent sont le filtre optique réglé dans cette configuration à 1550 nm avec une bande passante proche de 50 GHz (cf. Figure II - 16), et l'amplificateur optique. L'étude étant menée dans le régime de fonctionnement stationnaire de la BDF, l'amplificateur optique (un EDFA commercial en bande C) a été choisi pour maximiser la largeur du peigne en sortie de boucle indépendamment des considérations propres à l'étude dynamique effectuée dans le chapitre I.

La fréquence de répétition du train d'impulsions en sortie de boucle est réglée par effet Talbot temporel (décrit en 1. c. i du chapitre I), en changeant la fréquence appliquée à l'AOFS intra-boucle. L'intervalle spectral libre (ISL) de la boucle vaut 4.654 MHz et l'AOFS présente une bande passante de l'ordre de 10 MHz autour d'une fréquence nominale de 80 MHz. La cadence de répétition du

train d'impulsions peut être ajustée sur plusieurs ordres de grandeur en réglant la condition de Talbot ( $p, q$ ). Le train d'impulsions est détecté par une photodiode rapide. Sa fréquence de répétition ainsi que la condition de Talbot ( $p, q$ ) sont obtenues à partir d'un analyseur de spectre électrique.

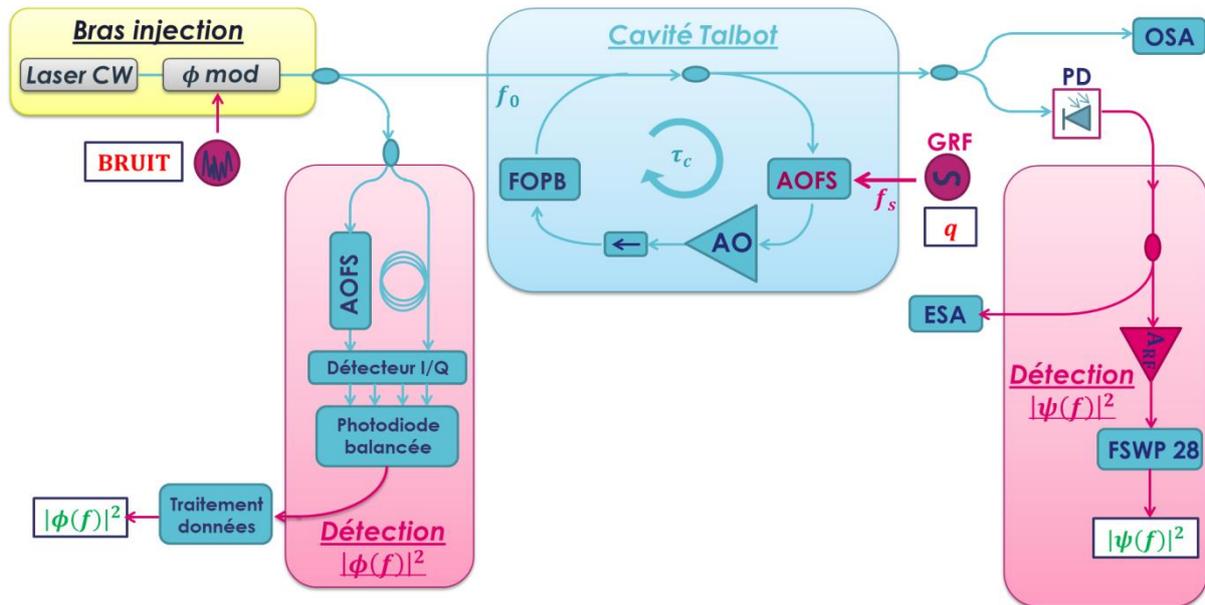


Figure II - 15 Schéma de l'expérience de mesure de bruit de phase du train d'impulsions  $|\psi(f)|^2$  en fonction du bruit de phase injecté dans le bras d'injection BRUIT et de la condition de Talbot  $q$ .  $\phi mod$  : modulateur de phase. AOFS : décaleur de fréquence acousto-optique. FOPB : filtre optique passe bande. AO : amplificateur optique. GRF : générateur radiofréquence externe. PD : photodiode rapide. OSA : analyseur de spectre optique. ESA : analyseur de spectre électrique.  $A_{RF}$  : amplificateur radiofréquence. FSWP 28 : banc d'analyse de signaux RF.

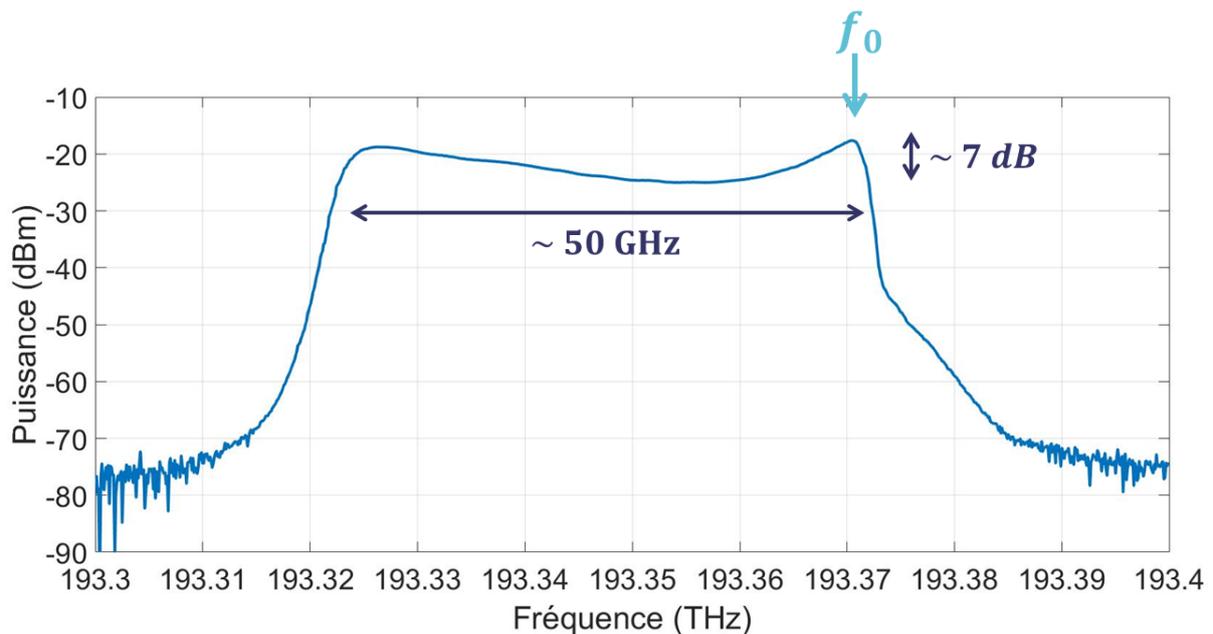


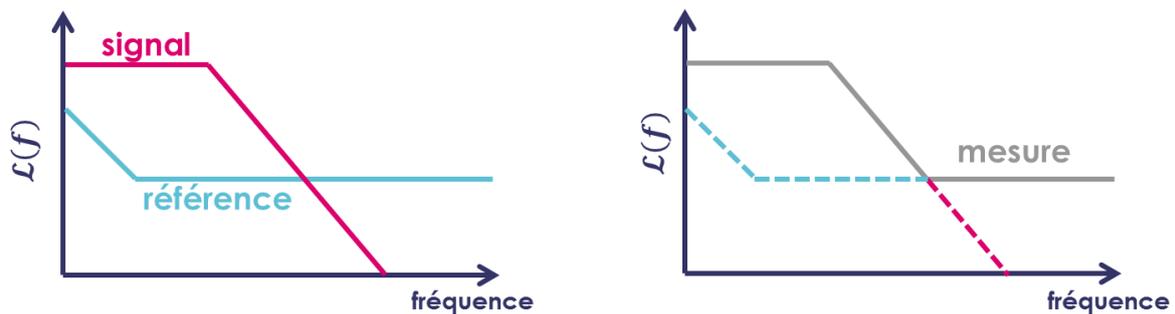
Figure II - 16 Spectre optique en sortie de BDF à l'analyseur de spectre optique. La résolution de l'appareil ( $RBW \sim 1$  GHz) ne permet pas de distinguer les dents du peigne. Le peigne de largeur  $\sim 50$  GHz avec un espacement entre les dents  $f_s \sim 80$  MHz comporte environ 600 dents.

Le laser d'injection est un laser CW (E15 Koheras) à 1550 nm, avec une faible largeur de raie et une grande stabilité à long terme. Pour faire varier le bruit de phase du laser d'injection et vérifier le modèle de fonction de transfert de la BDF, un modulateur de phase piloté par un générateur de bruit blanc est placé entre le laser CW et le coupleur d'injection dans la boucle.

Plusieurs méthodes permettent de caractériser le bruit de phase du train d'impulsions autour de la fréquence de répétition [48, 53, 68, 73, 74, 75]. Même si certaines méthodes reposent sur la mesure des fluctuations des temps d'arrivée des impulsions de manière tout optique [74], la plupart des méthodes se basent sur la détection du train d'impulsions par une photodiode et la comparaison entre le train d'impulsions RF et un signal de référence connu à la même fréquence [48, 68, 75]. Avec un mélangeur RF, le terme d'interférence entre un signal  $x(t) = x_0 \cos(2\pi f_0 t + \phi(t))$  et un oscillateur de référence idéal  $y(t) = x_0 \cos(2\pi f_0 t)$  s'écrit :

$$x(t)y(t) = \frac{x_0^2}{2} \cos(\phi(t)) + \frac{x_0^2}{2} \cos(4\pi f_0 t + \phi(t)). \quad (\text{II. 53})$$

L'information sur les fluctuations de phase est obtenue en filtrant la partie oscillante à  $4\pi f_0$ , pour ne garder que la partie du signal en bande de base. L'inconvénient de cette méthode est que l'oscillateur de référence n'est pas idéal, et que la mesure de bruit de phase est ultimement limitée par le bruit de phase du signal de référence. Le bruit de phase du signal de référence est ainsi un plancher de détection qui limite la mesure du bruit de phase de la source (cf. Figure II - 17).



**Figure II - 17 Schéma de la mesure de bruit de phase d'un signal (en rose à gauche) par comparaison avec une référence au bruit connu (en bleu à gauche). La mesure du bruit de phase du signal (en gris à droite) à haute fréquence de décalage est limitée par un plancher de mesure (plancher de détection) à cause du bruit de phase de la référence.**

Dans notre cas, nous avons utilisé une photodiode rapide (18 ps de temps de réponse) et un banc d'analyse de signaux (Rohde & Schwarz FSWP28). L'avantage de cette méthode est que le banc d'analyse de signaux effectue une mesure de bruit de phase en mélangeant le train d'impulsions RF avec deux oscillateurs en parallèle à la même fréquence que le train d'impulsions. L'appareil effectue ensuite des corrélations entre les deux mesures. Ainsi, en faisant  $N$  corrélations, le bruit de la source de référence est réduit d'un facteur  $\sqrt{N}$  [73, 76] ce qui permet de réduire le plancher de détection. À partir d'un certain nombre de corrélations (qui peut varier en fonction du bruit de phase des sources de référence et du signal à analyser), cette méthode permet de certifier que le bruit de phase mesuré est le bruit de phase du train d'impulsions autour de la fréquence  $qf_s$ .

La mesure de bruit de phase optique du bras d'injection repose sur le même principe que le bruit de phase hyperfréquence développé plus haut : le signal est mélangé à une référence et les fluctuations

de phase sont démodulées et enregistrées. Si la mesure peut être effectuée à partir d'une ou deux références externes [77], le bruit de phase optique se mesure usuellement par rapport à lui-même décalé en fréquence [48, 78, 79] (le signal est aussi la référence). Le battement auto-hétérodyne permet en effet de mesurer très précisément les variations de phase du laser en fonction du temps et le décalage en fréquence permet de décaler la fréquence d'interférence pour éviter le bruit technique lié à la détection à basse fréquence. Dans notre cas la mesure du bruit de phase optique repose sur l'utilisation d'un interféromètre auto-hétérodyne développé au laboratoire OTS à TRT par Guillaume Arpison. Le principe de fonctionnement est le suivant :

Le signal issu du bras d'injection se note  $E_0 e^{-i(2\pi f_0 t + \phi(t))}$ . Il est divisé en deux voies (cf. Figure II - 15). Le signal dans la voie de l'AOFS est égal à  $E_0 e^{-i(2\pi(f_0 + f_{\text{AOFS}})t + \phi(t))}$  après l'AOFS, tandis que celui dans l'autre voie vaut  $E_0 e^{-i(2\pi f_0(t-\tau) + \phi(t))}$  avec  $\tau$  le retard équivalent à la différence de longueur entre les deux voies.

L'interférence des deux bras sur une photodiode génère un signal  $i(t)$  donné par :

$$i(t) \propto \cos(2\pi f_{\text{AOFS}} t - f_0 \tau + \phi(t) - \phi(t - \tau)). \quad (\text{II. 54})$$

Avec un détecteur I/Q et une photodiode balancée, on a directement accès à la modulation de phase :  $f_0 \tau + \phi(t) - \phi(t - \tau)$ . La DSP de la variation de phase  $S_{\Delta\phi}(f)$  est obtenue d'après la formule (II. 14) et la DSP de bruit de phase  $|\phi(f)|^2$  est obtenue en normalisant  $S_{\Delta\phi}(f)$  par la fonction de transfert de l'interféromètre  $|1 - e^{-2i\pi f \tau}|^2$  :

$$S_{\phi}(f) = \frac{1}{|1 - e^{-2i\pi f \tau}|^2} S_{\Delta\phi}(f). \quad (\text{II. 55})$$

### 2. c. ii Bruit de phase du train d'impulsions en sortie de boucle à décalage de fréquence en fonction de la cadence de répétition.

Dans un premier temps, on a étudié uniquement l'influence de la condition de Talbot  $q$  sur le bruit de phase du train d'impulsions en sortie de BDF sans rajouter de bruit de phase sur le bras d'injection. Pour rappel on a mesuré  $\tau_c$  (214.89 ns) à partir de la mesure de l'intervalle spectral libre ( $\tau_c = 1/\text{ISL}$ ) obtenue à partir des valeurs des conditions de Talbot. Les différentes fréquences appliquées à l'AOFS ainsi que les cadences de répétition et les conditions de Talbot ( $p, q$ ) sont résumées dans la Table II 1.

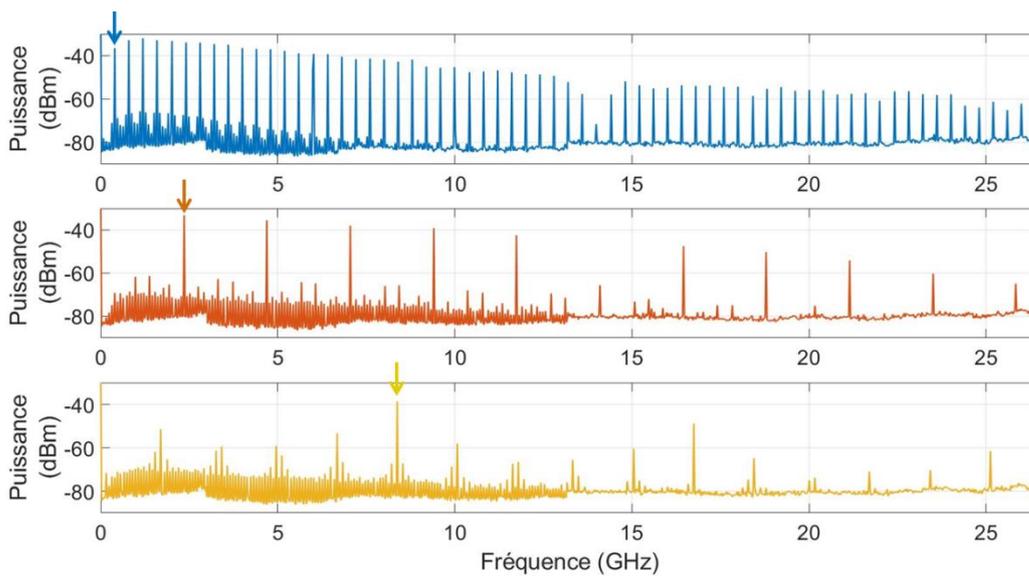
Le spectre d'intensité du train d'impulsions, ainsi que le bruit de phase par rapport à la fréquence  $qf_s$  est représenté pour plusieurs exemples en Figure II - 18 et Figure II - 19. La Table II 1 montre d'emblée un exemple de l'efficacité de la génération de signal d'horloge par effet Talbot : en changeant la fréquence appliquée à l'AOFS d'environ 1 MHz, la cadence de répétition peut être accordée de 400 MHz jusqu'à plus de 8 GHz.

Comme dans les simulations, on constate que le bruit de phase augmente avec la condition de Talbot à basse fréquence de décalage ( $\sim 1 - 10$  kHz). De même on constate qu'à partir d'une certaine fréquence ( $\sim 100$  kHz), le bruit de phase redevient quasiment identique pour les trois conditions de Talbot. À haute fréquence ( $\sim 1$  MHz), le bruit de phase est limité par le bruit thermique associé à la mesure du train d'impulsions optique, à cause de la faible puissance en sortie de boucle ( $\sim 700$   $\mu\text{W}$ ).

La légère augmentation du plancher de bruit ( $< 5$  dB) pour  $q = 101$  est dû à la baisse de puissance du signal généré à 8.212 GHz, et à la résolution limitée de l'appareil de mesure.

**Table II 1 Cadences de répétition et conditions Talbot respectives.**

Fréquence appliquée à l'AOFS $f_s$ (MHz)	facteur $p$	Facteur multiplicatif $q$	Cadence de répétition $qf_s$ (MHz)
80.027	86	5	400.2
80.424	121	7	563.0
80.364	190	11	884.0
80.526	225	13	1046.8
80.737	295	17	1372.5
81.020	505	29	2349.6
81.107	645	37	3001.0
81.114	924	53	4299.0
81.257	1240	71	5769.2
81.306	1765	101	8211.9



**Figure II - 18 Spectre électrique du train d'impulsions pour différentes cadences de répétition (en bleu : 400.2 MHz, en rouge 2349.6 MHz, et en jaune 8211.9 MHz. Table II 1 pour les conditions de Talbot).**

Enfin, comme prévue par la simulation dans le cas où les fluctuations de phase sont à la fois issues du bras d'injection et de la boucle optique, le bruit de phase présente des pics aux fréquences multiples de l'intervalle spectral libre, et des trous aux fréquences multiples de  $1/q\tau_c$ . La profondeur des trous est limitée ici par le plancher de détection et le bruit thermique. Pour des conditions de Talbot trop élevées ( $q = 29$  ou  $q = 101$ ), la résolution de l'analyseur de signaux est trop faible pour observer les trous à haute fréquence de décalage. On remarque de plus que pour la condition de Talbot  $q = 5$  l'apparition de trous supplémentaires entre les harmoniques de  $1/q\tau_c$  (c'est-à-dire des trous tous les  $(2n + 1)/2q\tau_c$ ). L'origine de ces trous surnuméraire en désaccord avec le modèle est encore inconnue.

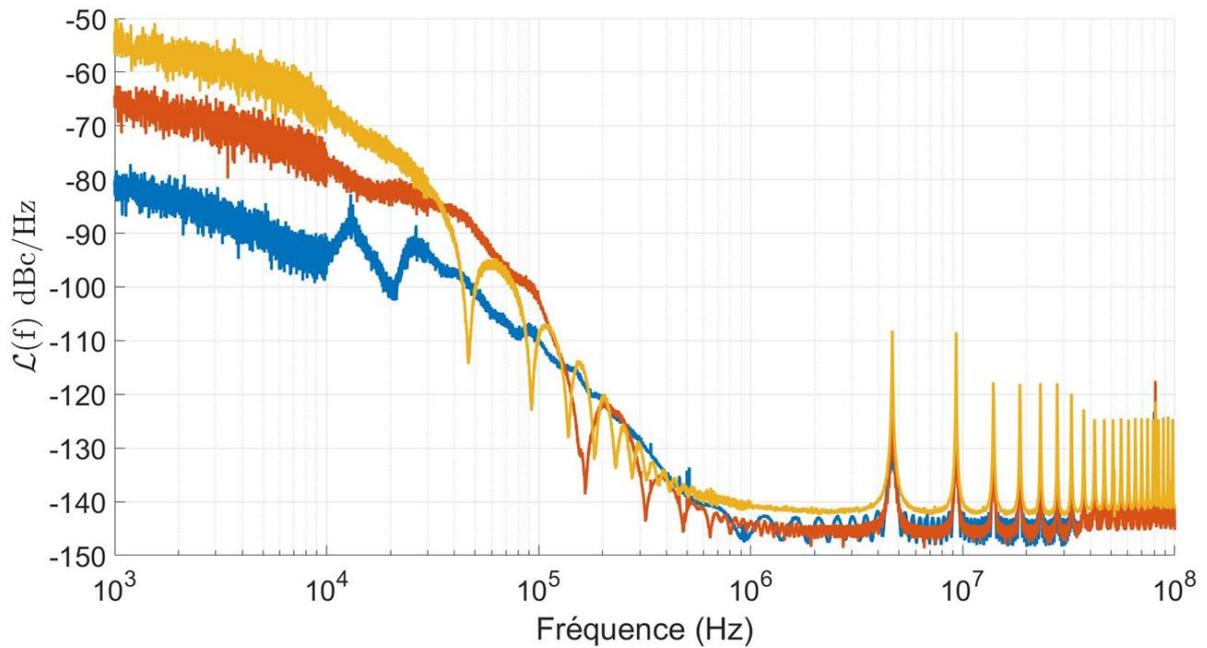


Figure II - 19 DSP de bruit de phase du train d'impulsions pour différentes cadences de répétition (en bleu : 400.2 MHz en rouge 2349.6 MHz et en jaune 8211.9 MHz. Table II.1 pour les conditions de Talbot).

Pour rendre compte clairement de la dépendance du bruit de phase en fonction de la fréquence de décalage, une mesure du bruit de phase à haute et basse fréquence de décalage a été effectuée pour toutes les conditions de Talbot présentées en Table II 1. À basse fréquence de décalage, le bruit de phase étant assez bruyé, on a moyenné celui-ci entre  $10^3$  Hz et  $10^4$  Hz. À haute fréquence de décalage la résolution de l'appareil est insuffisante pour mesurer le plancher de mesure à haute condition de Talbot ( $q = 101$ ). On a ainsi pris la valeur maximale du bruit de phase entre  $10^6$  Hz et  $4.10^6$  Hz. La Figure II - 20 résume les mesures.

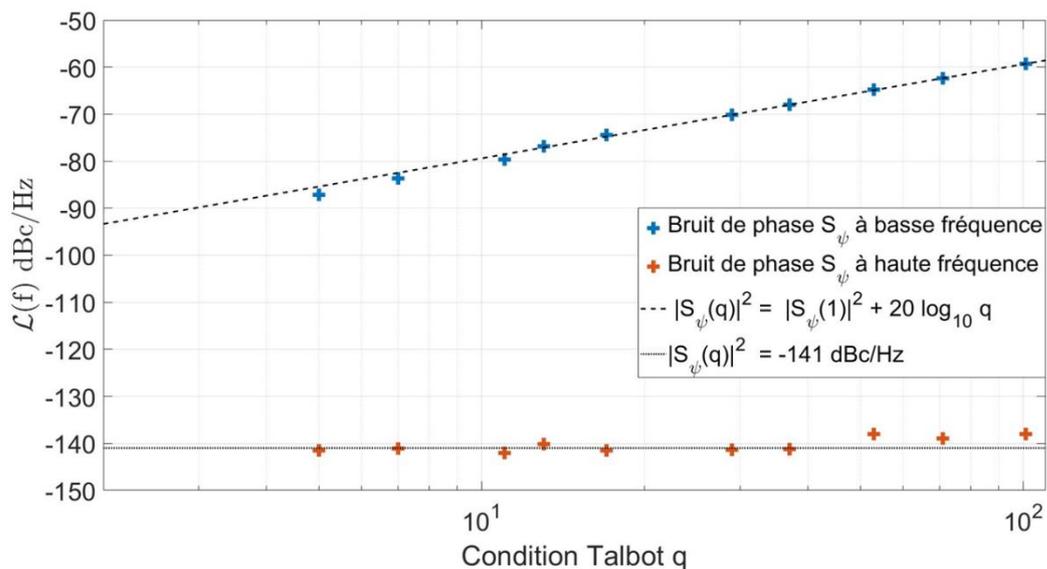
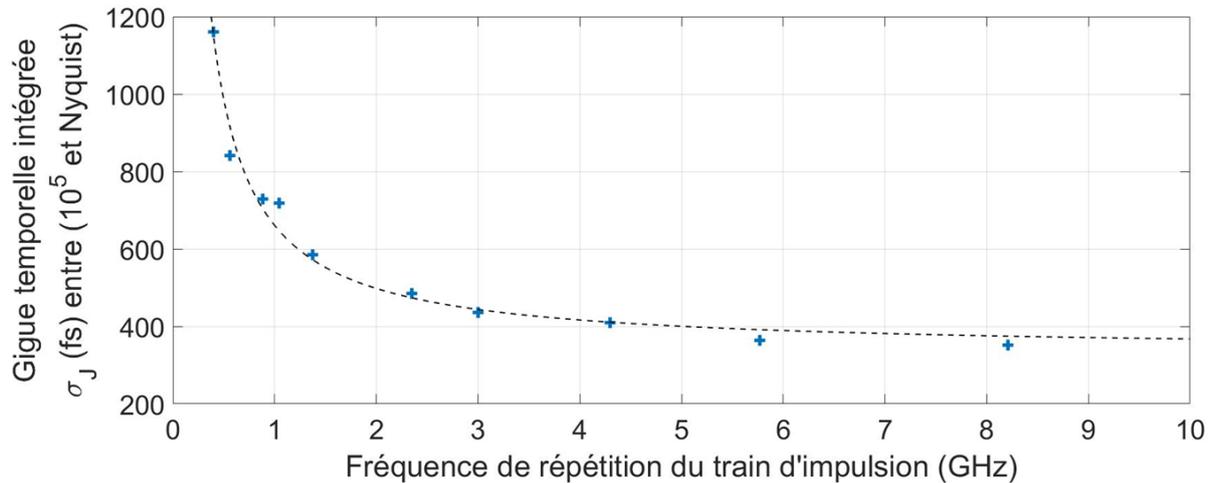


Figure II - 20 DSP de bruit de phase du train d'impulsions à haute fréquence (en rouge) et basse fréquence (en bleu) en fonction de la condition de Talbot  $q$  (cf. Table II 1). Les courbes en noir représentent respectivement une DSP de bruit de phase constante à  $-141$  dBc/Hz (en bas) et une courbe  $\mathcal{L}(q) = \mathcal{L}(1) + 20 \log(q)$  (en haut).

Ainsi de manière générale, les simulations de bruit de phase ainsi que les expériences montrent que les BDF sont singulièrement plus performantes qu'une multiplication analogique classique en regardant le bruit à haute fréquence. D'un côté les BDF filtrent le bruit de phase aux multiples de  $1/ql_s$  et d'autre part à haute fréquence, le bruit de phase est indépendant de la fréquence. Ces deux considérations font que la gigue temporelle diminue en augmentant la cadence de répétition (d'après l'équation (II. 17),  $\sigma_J \propto 1/f_{rep}$ ), permettant d'arriver à des faibles valeurs de gigue temporelle pour des très hautes cadences de répétition (cf. Figure II - 21).



**Figure II - 21 Gigue temporelle intégrée entre  $10^5$  Hz et la fréquence de Nyquist en bleu (le bruit de phase étant extrapolée à haute fréquence de décalage à partir des mesures entre  $10^6$  Hz et  $10^7$  Hz). La courbe en pointillé représente une évolution indicative de la gigue temporelle variant en  $1/f$ .**

Pour un taux de répétition de 8.212 GHz, une gigue temporelle de 351 fs intégrée sur les hautes fréquences de décalage (entre  $10^5$  Hz et la fréquence de Nyquist) a été observée. La gigue temporelle est finalement limitée à haute fréquence de décalage par le plancher de bruit de phase (principalement induit par le bruit thermique) et par les remontées de bruit aux harmoniques de  $1/\tau_c$ . La gigue temporelle peut ainsi être diminuée en augmentant la puissance du train d'impulsions pour diminuer le plancher de bruit de phase à haute fréquence, ou en filtrant les différentes sources de bruits injectés dans la boucle (ASE, bruit de phase du générateur externe,...) pour diminuer la hauteur des pics parasites.

### 2. c. iii Étude expérimentale de la fonction de transfert de bruit de phase.

Dans un second temps, on a mis en évidence la fonction de transfert de bruit de phase de la BDF, en observant la proportionnalité entre le bruit de phase du bras d'injection, et le bruit de phase du train d'impulsions en sortie de BDF.

Pour dégrader artificiellement le laser CW tout en conservant des propriétés d'injection identiques (fréquence centrale/puissance d'injection), on a utilisé un modulateur de phase après le laser d'injection piloté par un générateur de bruit blanc. En particulier, le générateur de bruit blanc génère un signal aléatoire de puissance constante entre 0 et 20 MHz (cf. Figure II - 22.a), le niveau du bruit ajouté étant réglé par la tension crête-crête appliquée au modulateur. Le bruit rajouté commence à décroître à partir de 30 MHz. On note que le fait que le bruit rajouté reste assez haut au-delà de 30 MHz pourrait entraîner potentiellement une source de bruit additive supplémentaire par repliement spectrale.

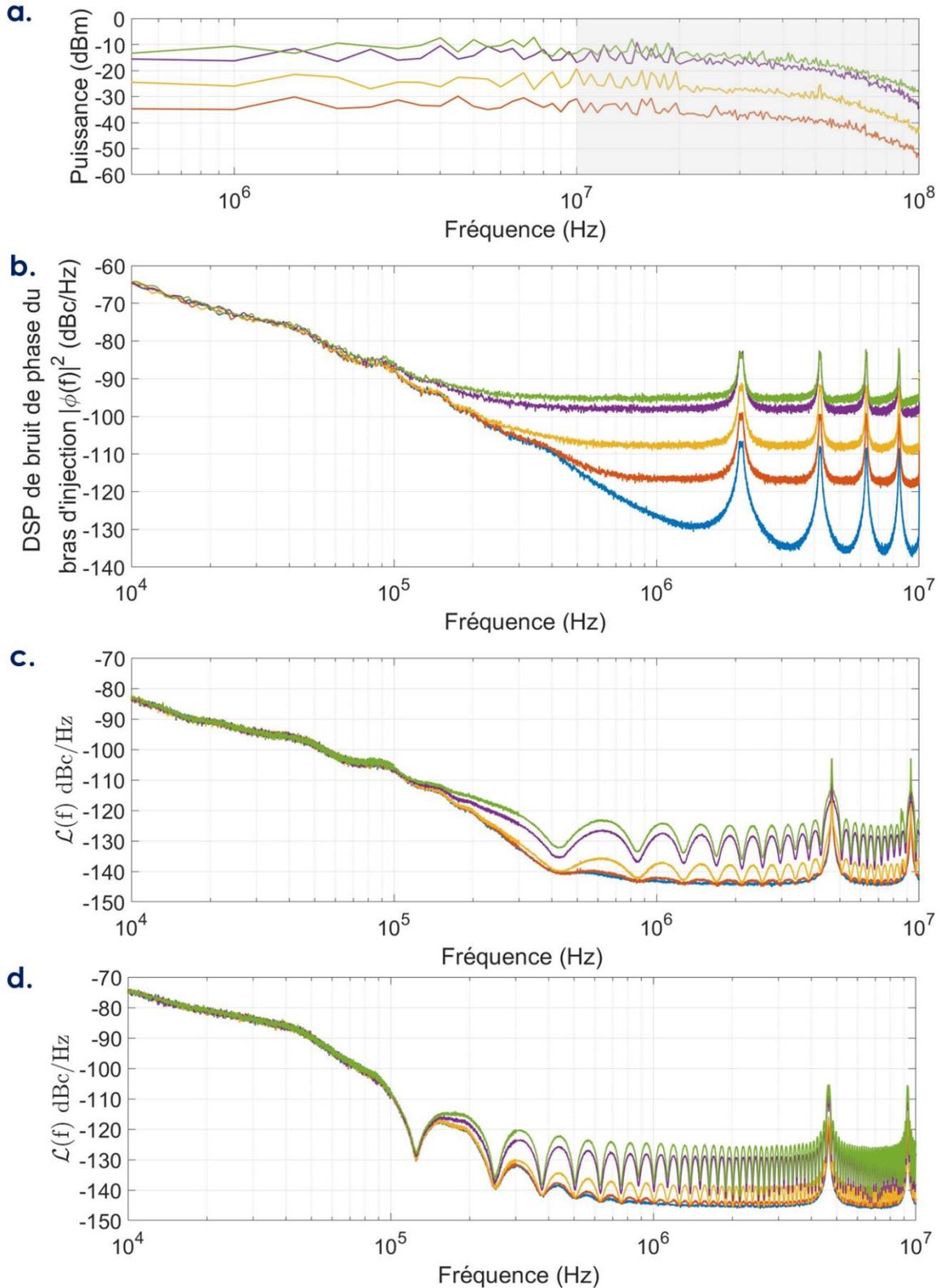


Figure II - 22 (a) Spectre de puissance du signal appliqué au modulateur de phase pour différentes valeurs de tension (rouge : 0.1 Vpp, jaune : 0.3 Vpp, violet : 1 Vpp, vert : 1.55 Vpp). (b) DSP de bruit de phase du bras d'injection (bleu : sans dégradation, rouge, jaune, vert et violet : avec dégradation cf. (a)). (c) (respectivement (d)) DSP de bruit de phase du train d'impulsions en sortie de BDF pour différentes DSP de bruit de phase injecté (cf. (b)) pour une condition de Talbot  $q = 11$  (respectivement  $q = 37$ ) correspondant à un taux de répétition de 884 MHz (respectivement 3.001 GHz).

Le bruit de phase du bras d'injection est enregistré en parallèle de la dégradation du bruit de phase grâce à l'interféromètre auto-hétérodyne (cf. Figure II - 22.b). Les remontées de bruit de phase aux multiples de 2 MHz dans la Figure II - 22.b sont des artefacts de mesures directement liés à l'interféromètre auto-hétérodyne (cf. équation (II. 55)). La dégradation du bruit de phase du bras d'injection consiste bien en une augmentation du plancher de bruit de phase conformément à la Figure II - 22.a : le spectre du bruit issu du générateur de bruit blanc se reporte sur le bruit de phase optique du bras d'injection. Le laser d'injection ayant une forte remontée de bruit de phase intrinsèque à basse fréquence, le plancher de bruit de phase rajouté est essentiellement visible à haute fréquence. Enfin, le bruit de phase du train d'impulsions est enregistré pour différentes conditions de Talbot et différents niveaux de dégradation (cf. Figure II - 22.c et d).

À basse fréquence de décalage, le bruit de phase du train d'impulsions n'est pas modifié en fonction de la dégradation appliquée (Figure II - 22.c et Figure II - 22.d), car la dégradation de bruit de phase apportée par le modulateur est plus faible que les fluctuations de phase intrinsèques du laser CW (Figure II - 22.b). À haute fréquence par contre, l'effet de fonction de transfert est largement visible : le plancher de bruit de phase rajouté sur le bras d'injection est directement reporté sur le bruit de phase du train d'impulsions en sortie. On retrouve de plus l'effet de filtrage aux harmoniques de  $1/q\tau_c$  qui devient de plus en plus visible au fur et à mesure que l'on augmente le bruit de phase du laser CW, et qui devient plus important que le plancher du bruit de phase lié à la détection.

Les résultats expérimentaux montrent que les différentes observations issues du modèle numérique sont reproduites expérimentalement. En pratique, le modèle peut donc être utilisé pour prévoir et optimiser le spectre du bruit de phase du train d'impulsions en sortie de BDF.

## 2. d Comparaison modèle/expérience

Dans la partie précédente, nous avons vérifié l'accord des tendances expérimentales avec le modèle numérique. Le modèle permet de surcroît de quantifier exactement le bruit de phase du train d'impulsions en fonction des différentes sources de bruits (cf. équation (II. 46)). Ici on s'intéresse donc plus en détail à la comparaison modèle/expérience en récupérant les différents paramètres expérimentaux dont dépend  $|H|^2$ , et en caractérisant les sources de bruits de phases.

Les différentes sources de bruit de phase sont :

- les fluctuations de phase issues du bras d'injection  $|\phi(t)|^2$ ,
- les fluctuations de phase issues de la boucle optique  $|\varphi(t)|^2$ .

La fonction de transfert de bruit de phase  $|H|^2$  dépend :

- du coefficient de transmission de la boucle en amplitude  $\eta$ ,
- de la condition de Talbot  $q$ ,
- du temps de parcours de la lumière dans la boucle  $\tau_c$ ,
- de la fréquence de décalage  $f$ .

Les paramètres  $q$ ,  $\tau_c$  et  $|\phi(t)|^2$  sont déjà connus par l'étude expérimentale présentée dans la section précédente. Dans le cas de  $|\phi(t)|^2$ , la mesure du bruit de phase optique à haute fréquence est gênée par les pics de l'interféromètre auto-hétérodyne. Pour s'affranchir de ces artefacts de détection,

dans le cas d'un bruit de phase dégradé par la source de bruit, on a simplement relevé la valeur du plancher et on en a extrapolé le bruit de phase à haute fréquence (1 MHz – 30 MHz).

### 2. d. i Estimation de $|\varphi(t)|^2$

Parmi les différentes fluctuations de phase qui viennent de la propagation sur un tour de boucle optique, on liste en particulier : les fluctuations du signal de l'oscillateur externe lors du décalage en fréquence de la lumière, les fluctuations de longueurs de boucles dues à des phénomènes thermiques ou mécaniques et les fluctuations de phase induites par l'ASE pour une boucle proche du seuil laser.

L'oscillateur externe est un générateur RF commercial, et son bruit de phase est très facilement caractérisable grâce à l'analyseur de signaux utilisé pour le bruit de phase du train d'impulsions. Si le bruit de phase évolue théoriquement avec la fréquence du générateur, en pratique l'oscillateur génère des fréquences entre 80 et 82 MHz, on considère donc que le bruit de phase ajouté est identique pour toutes les fréquences et vaut  $|\varphi_{OL}(f)|^2$ . Les fluctuations de longueur de boucles dues à des phénomènes thermiques et mécaniques sont des dérives assez lentes qui apparaissent à basse fréquence (très proche de la porteuse). Une étude plus approfondie du bruit à basse fréquence est menée dans la partie 3. Dans ce cadre d'étude, on se limite à l'étude du bruit de phase entre 10 kHz et la fréquence de Nyquist. On néglige donc ici l'influence des fluctuations thermiques et mécaniques. Enfin l'ASE est un processus aléatoire qui se peut être considéré comme une source de bruit blanc [80], c'est-à-dire un plancher de bruit. On modélise ainsi l'influence de l'ASE par une DSP de bruit de phase constante de valeur  $a$ .

D'après les simulations de bruit de phase issu de la boucle et en particulier d'après l'équation (II. 50), la hauteur de la remontée de bruit de phase aux harmoniques de  $1/\tau_c$  ne dépend ni du bruit de phase du bras d'injection, ni du coefficient de transmission de la boucle en amplitude :

$$|\tilde{\psi}_q(1/\tau_c)|^2 = q^2|\tilde{\varphi}(1/\tau_c)|^2 \quad (\text{II. 56})$$

$$= q^2(a + |\varphi_{OL}(1/\tau_c)|^2). \quad (\text{II. 57})$$

À partir de la hauteur de pic expérimental, de la valeur de  $q$  et de  $|\varphi_{OL}(1/\tau_c)|^2$ , on peut retrouver la valeur du bruit blanc ajouté dans la boucle à partir de l'ASE. On peut ainsi complètement caractériser la contribution de bruit de phase de boucle  $|\varphi(f)|^2 = a + |\varphi_{OL}(f)|^2$  (cf. Figure II - 23).

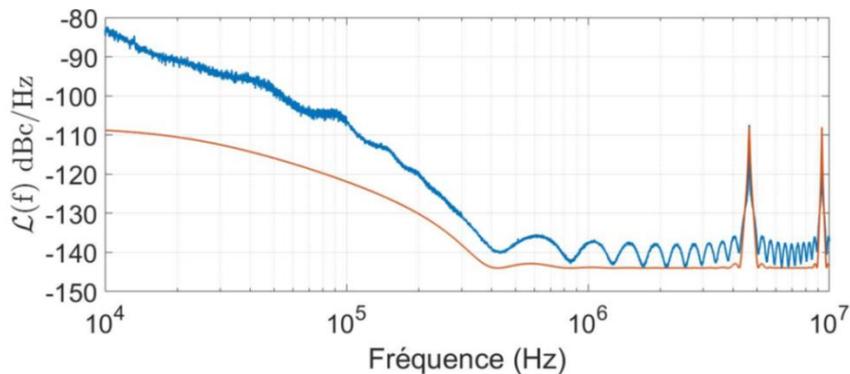


Figure II - 23 En bleu : bruit de phase expérimental ( $q = 11$  avec une dégradation de bruit de phase correspondant à 0.3 Vpp du générateur de bruit blanc cf. Figure II - 22). En rouge : simulation de la contribution du bruit de phase de boucle sur le bruit de phase total (on a rajouté ici un plancher de bruit numérique correspondant au bruit de détection à  $-145$  dBc/Hz).

On constate que le bruit de phase de la boucle joue surtout un rôle aux harmoniques de  $1/\tau_c$ . En dehors des harmoniques de  $1/\tau_c$ , c'est donc principalement la contribution du bras d'injection qui l'emporte. À basse fréquence de décalage en particulier, le fait que le bruit de phase soit supérieur au bruit de phase aux harmonique de  $1/\tau_c$  montre que la contribution au bruit de phase du laser d'injection est prépondérant sur la contribution de l'ASE.

### 2. d. ii Coefficient de transmission de la boucle en amplitude $\eta$

Le coefficient de transmission de la boucle en amplitude  $\eta$  correspond au ratio gain/perte sur un tour de boucle dans l'état stationnaire. L'équation (II. 46) et les Figure II - 11 et Figure II - 14 montrent que la fonction de transfert en amplitude dépend énormément de la valeur de  $\eta$  lorsque la boucle est pompée proche du seuil. Le paramètre  $\eta$  étant le dernier paramètre non connu expérimentalement, on l'a déduit des données expérimentales. En effet d'après la Figure II - 23, à  $10^4$  Hz, on voit que la contribution du bruit de phase de la boucle est négligeable en dehors des harmoniques de  $1/\tau_c$ . Le bruit de phase du train d'impulsions s'écrit d'après l'équation (II. 47):

$$|\tilde{\psi}_q(f)|^2 \sim \frac{4(1 - \eta^2)^2 \sin^2(\pi f q \tau_c)}{1 - 2\eta^2 \cos 2\pi f \tau_c + \eta^4} |\tilde{\phi}(f)|^2. \quad (\text{II. 58})$$

On retrouve la valeur de  $\eta$  en l'ajustant par rapport au bruit de phase à basse fréquence de décalage. Une fois tous les paramètres récupérés, on compare le bruit de phase théorique et le bruit de phase expérimental. Un exemple de comparaison pour différentes configurations de boucle et de bruit de phase est représenté en Figure II - 24.

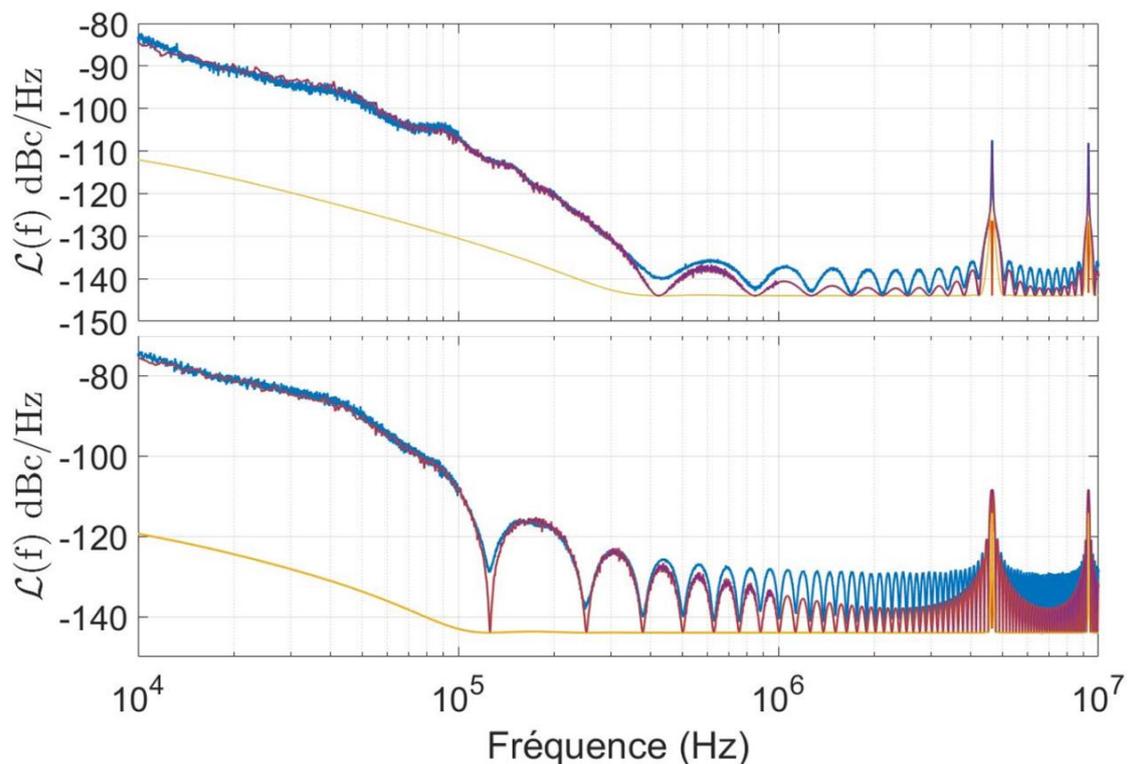


Figure II - 24 DSP de bruit de phase du train d'impulsions. En bleu : bruit de phase expérimental pour  $q = 11$  en haut (respectivement  $q = 37$  en bas) et une dégradation de bruit de phase correspondant à 0.3 Vpp en haut (respectivement 1 Vpp en bas) du générateur de bruit blanc (cf. Figure II - 22). En jaune : contribution des fluctuations dues à la boucle, en rouge : contribution des fluctuations du bras d'injection. En violet : simulation de DSP de bruit de phase du train d'impulsions.

Si le modèle prédit correctement la forme et l'amplitude du bruit de phase à basse fréquence de décalage et près des harmoniques de  $1/\tau_c$  pour différentes conditions de Talbot et différentes dégradations du bruit de phase du laser d'injection, le modèle sous-estime l'amplitude du bruit de phase entre les harmoniques de  $1/\tau_c$ .

### 2. d iii Réévaluation du coefficient de transmission en amplitude $\eta(f)$ .

Plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine de la différence modèle/expérience.

Lors de la diffraction de la lumière par l'AOFs, une infime portion ( $\sim 0.001 - 0.01\%$ ) de la lumière non diffractée (ordre 0 de diffraction) est transmise dans la voie de diffraction (ordre 1 de diffraction) sans décalage de fréquence et recircule dans la boucle. Cet effet peut entraîner une modulation d'amplitude de l'ordre de  $0.1 - 1\%$  de la valeur de  $\eta$  par rapport à la fréquence de l'onde optique. La modulation paraît minime, mais comme énoncé en 2. b. i, l'influence de la valeur de  $\eta$  sur le bruit de phase est critique proche du seuil (équation (II. 49) et (II. 52)), et une faible perturbation de  $\eta$  peut entraîner une grande variation du bruit de phase.

On peut ainsi supposer que le coefficient de transmission en amplitude  $\eta$  est faiblement modulé avec la fréquence par une fonction périodique de période  $1/\tau_c$  :

$$\eta(f) = \eta_0 + \zeta(f), \quad (\text{II. 59})$$

$$\zeta(f) \sim A \sin\left(\frac{2\pi f}{ISL} + \phi_0\right). \quad (\text{II. 60})$$

avec  $A$  et  $\phi_0$  deux constantes ( $A \ll 1$ ). La valeur de ces coefficients n'est pas facilement mesurable. En effet, une mesure in situ de la transmission de la boucle (en insérant un coupleur avec un puissance-mètre par exemple) modifie de facto la valeur du coefficient de transmission, ce qui est handicapant a fortiori lorsque la mesure requiert une très grande sensibilité, e. g. pour des faibles modulations. De plus, cette mesure impliquerait une mesure en puissance du coefficient total  $\eta^2$ , tandis que nous cherchons à mesurer la dépendance de  $\eta$  avec la fréquence. Nous avons donc repris le même principe que précédemment, en déduisant  $\eta$  à partir de deux valeurs expérimentales (pour  $f = 10^4$  Hz et  $f = ISL/2$ ). La perturbation étant sinusoïdale, la fonction de perturbation  $\zeta(f)$  est entièrement déterminée par ces deux valeurs. Pour les deux valeurs de fréquence de décalage, on utilise l'équation (II. 58) pour déduire les deux valeurs de  $\eta$ , la contribution du bras d'injection étant beaucoup plus importante.

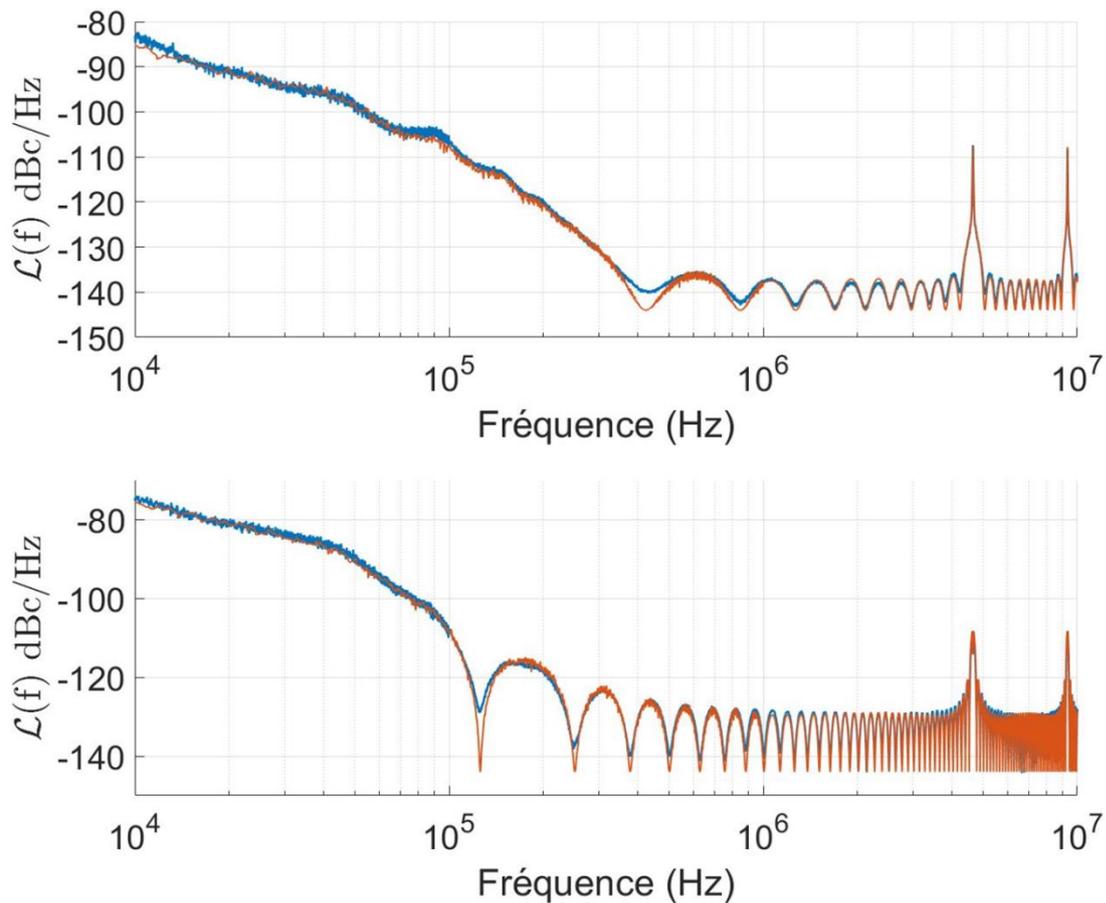
La Table II 2 résume les conditions de Talbot, la dégradation de bruit de phase (cf. Figure II - 22) et la relation de  $\eta(f)$  trouvée pour deux exemples. La comparaison des deux figures de bruit de phase avec le modèle perturbatif et les relations de la Table II 2 est représentée en Figure II - 25.

**Table II 2 Conditions de Talbot, dégradations de bruit de phase et modélisation de  $\eta(f)$ .**

Condition de Talbot $q$	Dégradation de bruit de phase (tension appliquée)	Relation $\eta(f)$
11	0.3 Vpp	$0.9899 + 0.0052 \cos\left(\frac{2\pi f}{ISL}\right)$
37	1 Vpp	$0.9907 + 0.0048 \cos\left(\frac{2\pi f}{ISL}\right)$

Tout d'abord on constate que les valeurs de  $\eta_0$  et  $A$  sont quasiment identiques dans les deux cas. Cela justifie que la valeur du coefficient de transmission en amplitude de la boucle soit le même pour différentes conditions de Talbot et différentes perturbations de phase. Ici, les effets modélisés sont très faibles (avec une amplitude de perturbation de moins de 1 % de la valeur de  $\eta$  compatible avec l'estimation de la modulation par l'AOFS de la transmission de la boucle), mais la différence est immédiate sur le bruit de phase : avec l'approche perturbative, le modèle reproduit fidèlement les résultats expérimentaux (cf. Figure II - 25).

En outre, la mesure effectuée étant extrêmement sensible à la valeur de  $\eta$ , les différentes perturbations et variations du coefficient de transmission peuvent être étudiées à partir de ces mesures.



**Figure II - 25 DSP de bruit de phase du train d'impulsions. En bleu : bruit de phase expérimental pour  $q = 11$  en haut (respectivement  $q = 37$  en bas) et une dégradation de bruit de phase correspondant à 0.3 Vpp en haut (respectivement 1 Vpp en bas) du générateur de bruit blanc (cf. Figure II - 22). En rouge : simulation de DSP de bruit de phase du train d'impulsions avec la perturbation  $\eta(f)$ .**

Avec cette modification, le modèle permet ainsi une description complète du bruit de phase des trains d'impulsions en sortie de BDF.

L'hypothèse de considérer la contribution de l'ASE comme une source de bruit blanc dans les BDF pourrait aussi être remise en question et ainsi expliquer la différence modèle/expérience : lorsque la BDF est injectée uniquement par l'ASE (comportement de « laser sans mode »), l'intensité en sortie de boucle est périodique de période  $\tau_c$  [41]. Ainsi le comportement « laser sans mode » près du seuil

laser peut entrer en compétition avec le peigne optique [2] et générer une modulation de l'ASE injectée par le SOA de période  $1/\tau_c$ .

L'étude expérimentale et numérique du bruit de phase des BDF montre d'une part que le bruit de phase du train d'impulsions peut être facilement caractérisé à partir de quelques paramètres dépendant de la boucle, et des bruits de phase qui sont injectés dans la boucle. En tant que tel, le modèle peut donc être utilisé pour prévoir quantitativement et optimiser le bruit de phase du train d'impulsions en sortie de boucle. D'autre part, l'étude a montré que les BDF présentent des propriétés remarquables de bruit de phase à haute fréquence de décalage de la fréquence de répétition ( $> 10^5$  Hz) : la boucle optique vient naturellement filtrer les différents bruits et le bruit de phase ne dépend pas de la fréquence de répétition.

En revanche, le bruit de phase proche de la porteuse ( $< 10^4$  Hz) montre une dépendance avec la fréquence de répétition analogue à la multiplication analogique idéale. Cette dépendance peut augmenter le bruit de phase de manière significative pour des conditions de Talbot élevées. Par exemple pour un taux de répétition de 8.212 GHz, (correspondant à  $q = 101$ ), le bruit de phase à une fréquence de décalage de 1 kHz est de  $-50$  dBc/Hz. La gigue temporelle (qui, pour rappel, caractérise la précision du signal d'horloge) correspondant à l'intégrale du bruit de phase du train d'impulsions autour de la cadence de répétition, de 1 Hz à la fréquence de Nyquist (équation (II. 17)), la stabilité de l'horloge est fortement impactée par le bruit de phase à basse fréquence.

Dans la partie suivante, nous nous intéressons à différentes méthodes d'asservissement de BDF pour la réduction du bruit de phase proche porteuse.

### 3 Asservissement de boucle à décalage de fréquence

La régularité du train d'impulsions à long terme (qui correspond au bruit de phase du train d'impulsions à faible fréquence de décalage) est essentiellement limitée par le bruit de phase du laser d'injection, et par les fluctuations engendrée par les dérives thermiques et mécaniques de la fibre.

Les dérives thermiques et mécaniques, et de manière générale les dérives lentes ( $< 10$  kHz) sont des problématiques communes en optique. En particulier la stabilisation de boucle optique [81, 82, 83, 84, 85] est un problème très bien documenté qui regorge de méthodes et d'exemples de réduction de ces dérives. La méthode fondamentale, qui se décompose sous différentes implémentations en fonction de la configuration des boucles optiques, repose sur l'asservissement d'un système de commande, dont le principe de fonctionnement est représenté en Figure II - 26 :

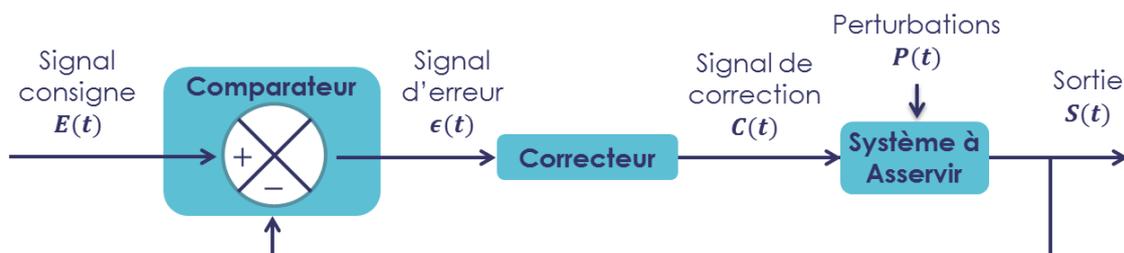


Figure II - 26 schéma de fonctionnement d'un asservissement.

Dans un asservissement, le système à asservir est perturbé par un terme  $P(t)$ . Il génère alors un signal  $S(t)$  qui est différent de la consigne  $E(t)$ . Par exemple, une impulsion est retardée à cause d'une élongation de fibre due à une fluctuation thermique, ou encore la fréquence d'un laser dévie à cause des vibrations mécaniques du support de la cavité. Un comparateur vient mesurer la différence entre  $E(t)$  et  $S(t)$  et calcule un signal d'erreur  $\epsilon(t)$ . Un correcteur vient ensuite appliquer au système à asservir un signal de correction  $C(t)$ , dépendant du signal d'erreur  $\epsilon(t)$ , pour qu'il modifie sa sortie  $S(t)$  de façon à se rapprocher de la consigne  $E(t)$ . Lorsque le système est correctement asservi, le signal d'erreur vaut 0 : le système compense parfaitement les perturbations  $P(t)$ .

De manière fondamentale, le système ne peut corriger des perturbations plus rapides que le temps de correction. Pour tout asservissement, on a donc une certaine bande passante de correction. La largeur de cette bande passante dépend en particulier du temps de propagation entre le prélèvement du signal et la génération de la correction, de la rapidité du correcteur et de la réponse du système à asservir.

Dans notre cas, le paramètre à asservir est la phase du train d'impulsions en sortie de BDF. À cause des perturbations thermiques et mécaniques  $P(t)$ , la phase du train d'impulsions en sortie  $S(t) = 2\pi q f_s t + \phi(t)$  varie par rapport au signal de consigne  $E(t) = 2\pi q f_s t$ . La problématique est ainsi de construire un comparateur dont le signal d'erreur vaut  $\phi(t)$ , et un correcteur qui agit sur la BDF pour corriger la phase du train d'impulsions à la fréquence de répétition.

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la formalisation théorique plus détaillée du bruit de phase à basse fréquence, et de son asservissement basé sur le modèle détaillé en 2. b. Dans un second temps, nous montrons plusieurs schémas d'asservissement possibles qui tiennent compte de la particularité des BDF. Enfin nous présentons les résultats expérimentaux d'asservissement de BDF.

### 3. a Modélisation de la perturbation à basse fréquence de décalage dans une boucle à décalage de fréquence

Le cadre de cette étude se limite aux fluctuations lentes par rapport à  $N\tau_c$ . Le temps  $N\tau_c$  correspond au décalage temporel maximal entre l'onde optique qui ne passe pas par la boucle à décalage de fréquence, et l'onde optique dans le  $N^{\text{ème}}$  tour de la boucle qui correspond formellement au dernier tour. Pour des BDF classiques,  $N\tau_c$  est généralement compris entre 1  $\mu$ s et 1 ms. Dans le cas de la boucle optique représentée en Figure II - 15,  $N\tau_c$  vaut environ 0.1 ms. De même que dans la section 2. b, on décompose l'origine des fluctuations de phase (en gardant le même formalisme) comme :

- les fluctuations de phase issues du bras d'injection  $\phi(t)$ ,
- les fluctuations de phase issues de la boucle  $\varphi(t)$ .

Ici par contre, on ne s'intéresse qu'aux fluctuations de phase plus lentes que  $N\tau_c$ . Dans le cas des fluctuations issues du bras d'injection on peut donc écrire d'après l'équation (II. 30):

$$\phi_m(t) = \phi(t), \quad (\text{II. 61})$$

et dans le cas des fluctuations issues du bras d'injection :

$$\phi_{m \geq 1}(t) = \sum_{k=0}^{m-1} \varphi(t) = n\varphi(t). \quad (\text{II. 62})$$

D'après l'équation (II. 29), on peut ainsi négliger les fluctuations de phase lentes du bras d'injection. Les fluctuations issues de la boucle, par contre, s'accumulent au fur et à mesure des tours dans la boucle. À partir de l'équation (II. 24) et (II. 62) l'enveloppe lentement variable par rapport à l'oscillation à la fréquence  $qf_s$  s'écrit :

$$\tilde{I}_q(t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \eta^{2m+q} (e^{2i\pi q f_0 \tau_c} e^{iq\varphi(t)} e^{2i\pi q(2m+q+1)f_s \tau_c}) \quad (\text{II. 63})$$

$$\tilde{I}_q(t) = \frac{\eta^q}{1 - \eta^2} e^{iq(2\pi(f_0 + (q+1)f_s)\tau_c) + \varphi(t)}, \quad (\text{II. 64})$$

et la perturbation de phase  $\psi_q(t)$  s'écrit directement :

$$\psi_q(t) = q(2\pi(f_0 + (q+1)f_s)\tau_c + \varphi(t)). \quad (\text{II. 65})$$

L'équation (II. 65) montre que pour l'asservissement de la BDF, le correcteur peut agir sur  $f_0$ , sur  $f_s$  ou encore sur  $\tau_c$  pour corriger les fluctuations de phase  $\varphi(t)$ . De plus, on voit que les fluctuations de phase du battement à la fréquence  $qf_s$  sont proportionnelles à  $q$ . Ainsi en supposant que le mécanisme d'asservissement corrige les fluctuations de phase  $\varphi(t)$ , toutes les fluctuations de phase des battements à différents  $q$  sont corrigées (les dents du peigne sont verrouillées en phase). Ceci implique que même en corrigeant un seul terme  $\psi_q$ , on corrige la fluctuation de toutes les composantes spectrales.

### 3. b Schéma d'asservissements théoriques et corrections appliquées

Un schéma d'asservissement (comparateur et correcteur) très souvent utilisé pour la stabilisation de fréquence de laser est la méthode de Pound-Drever-Hall (PDH) [84] : la fréquence du laser qui dérive est comparée à la fréquence d'un mode optique d'une cavité Fabry-Perot. Avec un modulateur de phase qui génère des bandes latérales autour de la porteuse, le système est capable de détecter vers quelles fréquences dérive le laser, et de corriger la dérive avec un correcteur de type Proportionnel Intégrateur Dérivateur (PID).

Pour l'asservissement de BDF, on cherche à asservir la cadence de répétition du train d'impulsions. Pour cela, on s'est inspiré de la méthode PDH : on génère une petite modulation sur le train d'impulsions (modulation de  $f_0$ ,  $f_s$  ou encore  $\tau_c$ ). Le train d'impulsions est détecté par la photodiode, puis mélangé à une référence hyperfréquence pour comparer la différence de phase. Avec un filtre passe bas on génère le signal d'erreur, et ensuite un PID calcule la correction à appliquer à la modulation pour que la phase du train d'impulsions et celle de l'oscillateur soient identiques. Plusieurs réalisations pratiques d'asservissement sont possibles en tenant compte de la particularité des BDF.

#### 3. b. i Choix du peigne de détection

On peut accéder au déphasage  $\varphi(t)$  de deux manières différentes : à partir du peigne d'amplitude en sortie de BDF et à partir du peigne d'intensité radiofréquence après la photodiode.

Dans le premier cas, le train d'impulsions optiques en sortie de BDF est recombinaison avec le laser d'injection décalé en fréquence sur une photodiode (cf. Figure II – 27 en haut). Cette mesure permet d'effectuer une détection auto-hétérodyne du peigne optique (de manière comparable à la STFT détaillée dans le chapitre I dans la partie 3. a. ii). Avec le décalage en fréquence du laser d'injection,

la détection auto-hétérodyne génère un peigne de fréquences RF dont l'amplitude est proportionnelle à l'amplitude du peigne de fréquences optique. La fréquence de décalage  $f_{dec}$ , appliquée à l'AOFS du bras de recombinaison, permet de différencier le peigne d'amplitude du peigne d'intensité issu de la photodétection directe du train d'impulsions. La partie oscillante du photocourant de l'intensité relative au peigne d'amplitude s'écrit ainsi :

$$i(t) = i_0 \Re \left( \sum_{n=0}^{+\infty} \eta^n e^{-2i\pi n((f_s - f_{dec})t - f_0 \tau_c - \varphi(t))} e^{i\pi n(n+1)f_s \tau_c} \right). \quad (II. 66)$$

En mélangeant le photocourant avec un oscillateur local à une harmonique du peigne et en filtrant, le signal d'erreur est proportionnel à la phase  $\varphi(t)$ .

Autrement, le train d'impulsions peut être détecté directement sur une photodiode (cf. Figure II – 27 en bas). Dans ce cas-là, la partie oscillante du photocourant  $i(t)$  s'écrit d'après l'équation (II. 22):

$$i(t) \propto \Re \left( \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} \eta^{n+m} e^{-2i\pi(n-m)(f_s t - f_0 \tau_c - \varphi(t))} e^{\frac{i\pi(n(n+1) - m(m+1))p}{q}} \right). \quad (II. 67)$$

De même que pour le peigne d'amplitude, en mélangeant le photocourant avec un oscillateur local à une fréquence harmonique du peigne et en filtrant, le signal d'erreur est proportionnel à  $\varphi(t)$ .

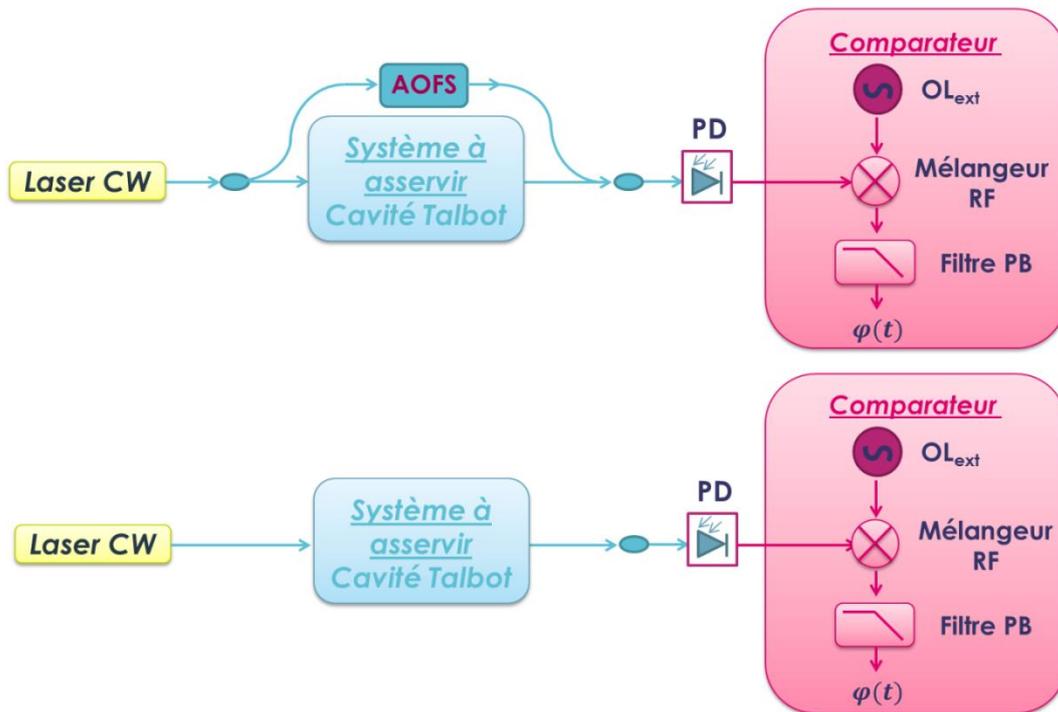


Figure II – 27 Schémas de mesure des perturbations lentes de phase  $\varphi(t)$  avec détection du peigne d'amplitude (en haut) et détection du peigne d'intensité (en bas) en sortie de BDF. PD : photodiode,  $OL_{ext}$  : oscillateur local externe (référence de phase). Filtre PB : filtre passe-bas.

### 3. b. ii Choix de la fréquence de l'oscillateur de référence

La phase des dents du peigne est comparée à la phase d'un oscillateur de référence. Dans le cas des BDF, d'après l'équation (II. 65), en corrigeant une seule fréquence, on corrige les fluctuations de toutes les fréquences du peigne. Cela implique qu'on peut venir corriger les fluctuations de phase sur n'importe quelle dent du peigne (d'amplitude ou d'intensité). En pratique pour limiter la fréquence

de l'électronique utilisée, on compare la première dent du peigne à la fréquence  $f_s$  (la fréquence appliquée à l'AOFS) pour corriger toutes les dents du peigne optique, ceci indépendamment de la condition de Talbot et de la cadence de répétition du train d'impulsions.

Dans le cas de la détection du peigne d'amplitude, la première dent du peigne RF correspond à l'onde optique qui a effectué un tour de boucle seulement. Comme le peigne d'amplitude est une exponentielle décroissante (cf. équation (II. 19)), la première dent est donc la plus intense.

Pour la détection du peigne d'intensité, la première dent du peigne RF correspond à la somme des battements entre deux tours consécutifs (les dents  $n$  et  $n + 1$ ) sur toutes les dents du peignes (cf. équation (II. 67)). En théorie, en condition de Talbot  $q$ , l'intensité de la dent à la fréquence  $f_s$  est nulle. En pratique, comme le nombre de dents est fini, l'intensité de certains battements à la fréquence  $kf_s$  (avec  $k$ , un entier différent d'un multiple de  $q$ ) ne s'annule pas complètement. La modulation résiduelle à  $f_s$  peut donc être utilisée pour extraire l'information des fluctuations de phase lentes  $\varphi(t)$ . Dans ce cas, on vient corriger la moyenne des fluctuations sur tous les tours (à la différence de la correction qui s'applique seulement par rapport aux fluctuations du premier tour dans le cas de détection du peigne d'amplitude).

### 3. b. iii Choix de la grandeur de correction et de la modulation

Le signal de correction, en réponse au signal d'erreur peut être appliqué soit sur l'AOFS, sur le laser d'injection ou encore sur le temps de tour de boucle  $\tau_c$ .

- L'AOFS décale la fréquence de l'onde lumineuse de la fréquence  $f_s$ . Pour corriger les fluctuations de phase  $\varphi(t)$  une modulation de phase (PM) ou de fréquence (FM) peut être appliquée à l'oscillateur qui pilote l'AOFS.
- Le laser d'injection vient injecter la boucle à la fréquence  $f_0$ . Le train d'impulsions n'étant pas sensible à la phase du laser d'injection, la modulation de phase (PM) du laser d'injection ne permet pas de corriger les fluctuations de phase  $\varphi(t)$ . La modulation de fréquence du laser d'injection (avec une modulation directe de la fréquence du laser ou en rajoutant un AOFS entre le laser CW et le coupleur d'injection) peut permettre par contre de corriger les fluctuations de phase en théorie, d'après l'équation (II. 65).
- Le temps de tour de boucle peut être modulé en rajoutant un étireur piézo-électrique dans la boucle ou un modulateur de phase.

Dans les trois cas, à partir du comparateur en Figure II – 27 et un correcteur PID, l'asservissement permet en théorie de corriger les fluctuations de phase lentes  $\varphi(t)$ .

## 3. c Résultats expérimentaux d'asservissements

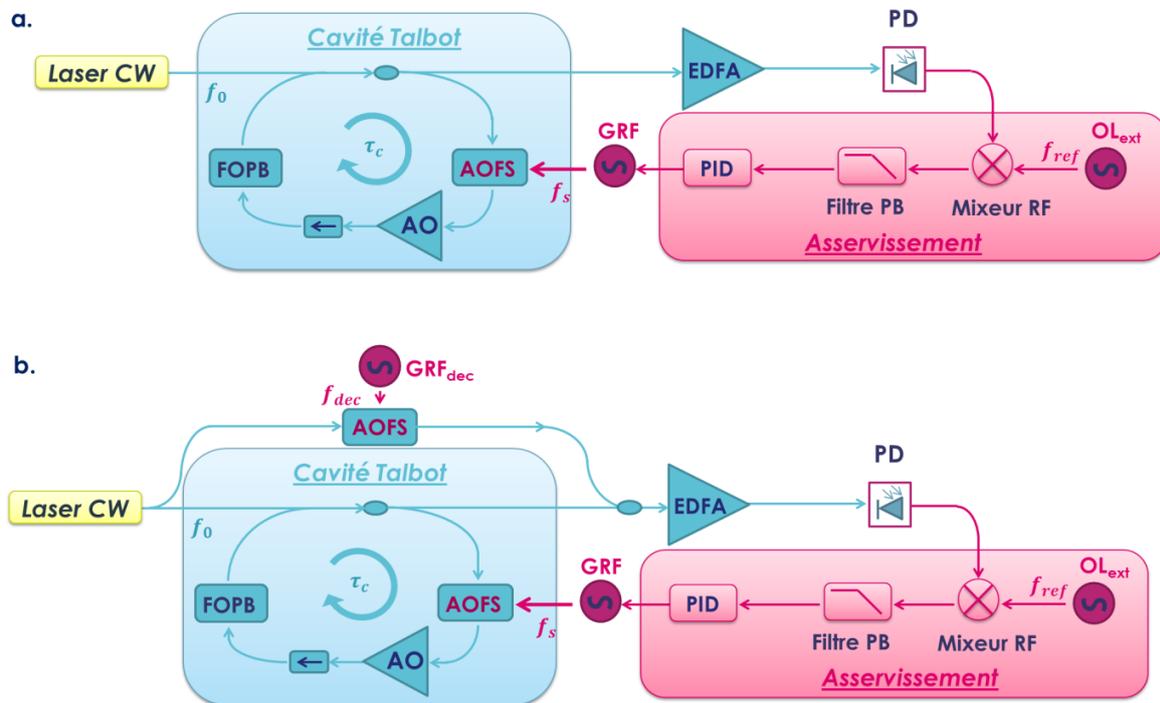
Une étude expérimentale de l'asservissement de BDF sur un oscillateur de référence externe a été réalisée pour deux méthodes de détection différentes (détection du peigne d'intensité et d'amplitude) et en corrigeant la fréquence de l'oscillateur local qui pilote l'AOFS.

### 3. c. i Présentation des schémas d'asservissement réalisés

Le choix de se restreindre à la correction de l'AOFS est lié en partie à la simplification de l'utilisation des BDF. Au contraire de la correction de la fréquence du laser d'injection, ou de la longueur de la

boucle, la correction de la fréquence de l'AOFS ne requiert aucun composant supplémentaire. En corrigeant  $f_s$  on profite de la particularité des BDF tout en simplifiant l'asservissement.

Les deux schémas d'asservissement sont présentés en Figure II - 28 :



**Figure II - 28 Schémas d'asservissement de cadence de répétition du train d'impulsions en sortie de BDF par asservissement de la fréquence appliquée à l'AOFS intra-boucle, par détection du peigne d'amplitude (en haut) et d'intensité (en bas). FOPB : filtre optique passe bande. AO : amplificateur optique. AOFS : décaleur de fréquence acousto-optique. EDFA : amplificateur à fibre dopé erbium. PD: photodiode. OL: oscillateur local. PID : correcteur proportionnel intégrateur dérivateur. Filtre PB: filtre passe bas. GRF : générateur radiofréquence externe.**

La boucle Talbot est composée d'un AOFS qui possède une bande passante de l'ordre de 10 MHz autour d'une fréquence nominale de 80 MHz. L'amplificateur optique est un EDFA commercial en bande C (Keopsys). Le filtre optique passe bande (Yenista) est réglé dans cette configuration à 1550 nm avec une bande passante proche de 20 GHz. Un EDFA (Keopsys) permet d'amplifier la puissance en sortie de boucle. Le train d'impulsions est détecté par une photodiode de 1 GHz de bande passante (DET01CFC Thorlabs). Après mélange avec un oscillateur local, le battement est filtré par un filtre passe bas avec une fréquence de coupure de 500 kHz. Un PID commercial (Stanford Research) génère le signal de correction, appliqué sous la forme d'une modulation de fréquence du générateur RF qui pilote l'AOFS intra-boucle. De même que pour l'étude expérimentale précédente, la fréquence de répétition du train d'impulsions en sortie de BDF est réglée en accordant la condition de Talbot ( $p, q$ ).

### 3. c. ii Comparaison des méthodes de mesure et asservissement

Dans un premier temps, nous avons comparé les deux méthodes de mesures (en se basant sur le peigne d'intensité ou le peigne d'amplitude) sans asservissement. Pour cela on a comparé la DSP de bruit de phase du train d'impulsions pour les deux méthodes de détection en condition de Talbot entière ( $q = 1$ ), avec une fréquence de répétition  $f_s = 74.802$  MHz (cf. Figure II - 29).

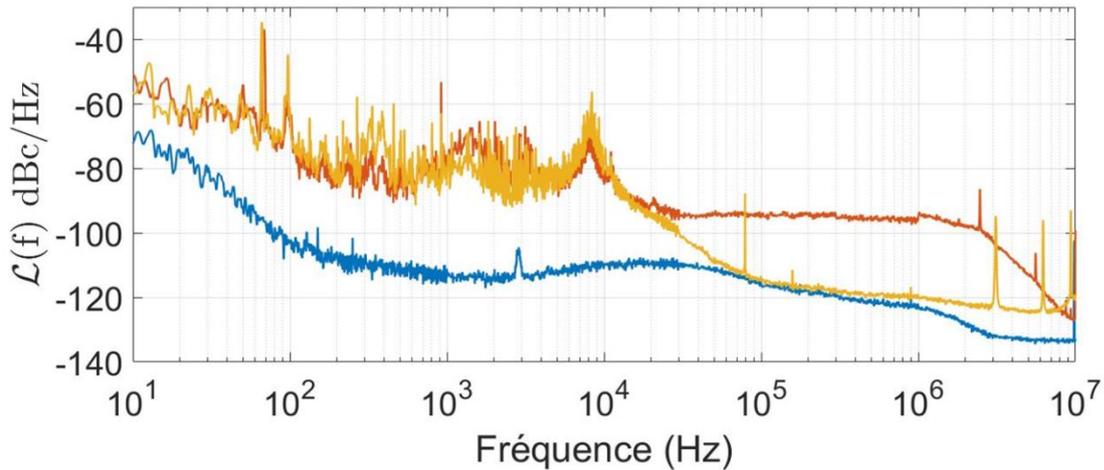


Figure II - 29 DSP de bruit de phase de l'harmonique fondamentale du train d'impulsions à partir du peigne d'amplitude RF (en rouge) et à partir du peigne d'intensité RF (en jaune). DSP de bruit de phase de l'oscillateur local adressant l'AOFIS intra-boucle (en bleu).

A basse fréquence de décalage par rapport à la fréquence de répétition ( $< 10 \text{ kHz}$ ), le bruit de phase est identique pour les deux méthodes. À haute fréquence de décalage, en revanche, le bruit de phase descend pour la mesure issue du peigne d'intensité grâce à un effet de moyennage du bruit (cf. section précédente). La fréquence de coupure associée au filtrage de bruit par la boucle est de l'ordre de grandeur de  $1/N\tau_c$  ( $N \sim BW/f_s \sim 250$  et  $\tau_c = 72.9 \text{ ns}$ ). Au contraire, la mesure issue du peigne d'amplitude concerne uniquement la première dent du peigne optique : il n'y a pas d'effet de moyennage à haute fréquence de décalage. La fréquence de coupure du bruit de phase associée au filtrage de bruit par la boucle est de l'ordre de grandeur de  $1/\tau_c$ . L'utilisation du peigne d'intensité est ainsi plus efficace que le peigne d'amplitude.

On a ensuite vérifié que la boucle d'asservissement mise en place était efficace pour verrouiller la fréquence du train d'impulsions. Pour cela, nous avons enregistré le signal d'erreur et le signal de correction en boucle ouverte (sans appliquer le signal de correction à l'oscillateur local), et en boucle fermée (en appliquant le signal de correction à l'oscillateur local). La Figure II - 30 présente un exemple de signaux (erreur en bleu /correction en rouge) dans le cas de la détection du peigne d'intensité.

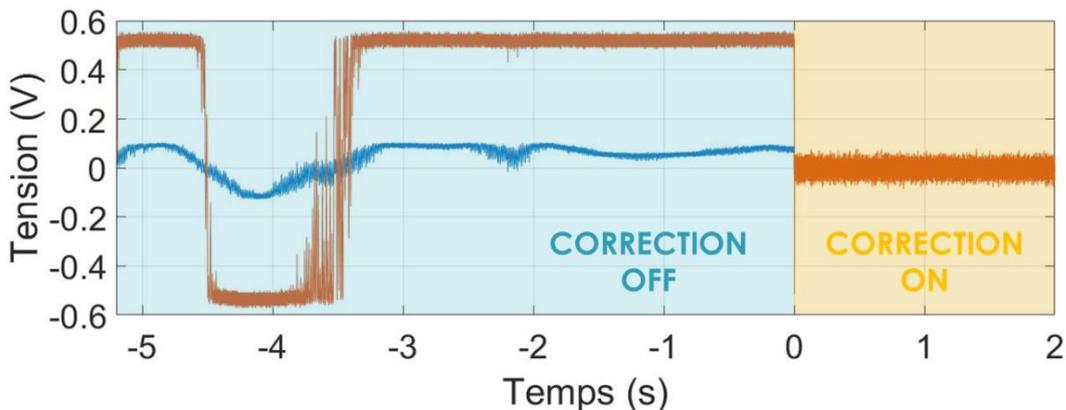


Figure II - 30 Signal d'erreur (en bleu) et signal de correction (en rouge) en fonction du temps (avec et sans correction) dans le cas de la détection du peigne d'intensité.

Lorsque la correction n'est pas appliquée, la phase du train d'impulsions varie librement (Figure II - 30). Le signal de correction libre réagit par rapport au signal d'erreur. Dès qu'on met la correction en place, le signal d'erreur et le signal de correction convergent rapidement vers 0, ce qui montre que l'asservissement fonctionne correctement. Expérimentalement, on observe la synchronisation entre le train d'impulsions et le signal de référence. Les deux signaux sont assez bruités, du fait que l'intensité résiduelle à la fréquence  $f_s$  est relativement faible.

### 3. c. iii Bande passante d'asservissement et influence de la condition de Talbot

Le système de correction utilisé pour générer le signal d'erreur influence énormément les performances de l'asservissement. En particulier, la bande passante de correction d'un asservissement peut être optimisée en adaptant le correcteur. Elle peut être mesurée expérimentalement par rapport à la réduction de bruit de phase du train d'impulsions, une fois l'asservissement en place. Si une modélisation complète des différents éléments de la boucle de rétroaction serait possible pour améliorer l'asservissement, nous avons opté pour une approche expérimentale, en ajustant manuellement les coefficients P, I et D du correcteur Proportionnel Intégrateur et Dérivateur.

Une fois l'asservissement optimisé, nous avons fait varier la condition de Talbot en jouant sur la fréquence appliquée à l'AOFS, et nous avons comparé le bruit de phase sans, et avec asservissement, pour les deux méthodes de détection. La Table II 3 recense les conditions de Talbot pour l'asservissement avec détection du peigne d'amplitude ( $\tau_c = 72.9$  ns).

**Table II 3 Cadence de répétition et conditions de Talbot respectives.**

Fréquence appliquée à l'AOFS $f_s$ (MHz)	facteur $p$	Facteur multiplicatif $q$	Cadence de répétition $qf_s$ (MHz)
83.162	6	1	83.162
76.229	11	2	152.458
79.696	23	4	318.784
79.200	40	7	554.400

Le bruit de phase sans correction (train d'impulsions libre) et avec correction (train d'impulsions asservi) est représenté en Figure II - 31. L'asservissement réduit le bruit de phase dans une bande passante de 500 Hz environ pour les différentes conditions de Talbot. En particulier, l'asservissement est plus efficace à basse fréquence de décalage (environ 20 dB de réduction, limité par le bruit de phase de l'oscillateur de référence).

Pour la condition de Talbot  $q = 1$ , on constate que le bruit de phase du train d'impulsions copie exactement le bruit de phase de l'oscillateur de référence. En particulier dans ce cas-là, la bande passante s'étend jusqu'à plus de 1 kHz. L'origine de cette différence est encore mal comprise.

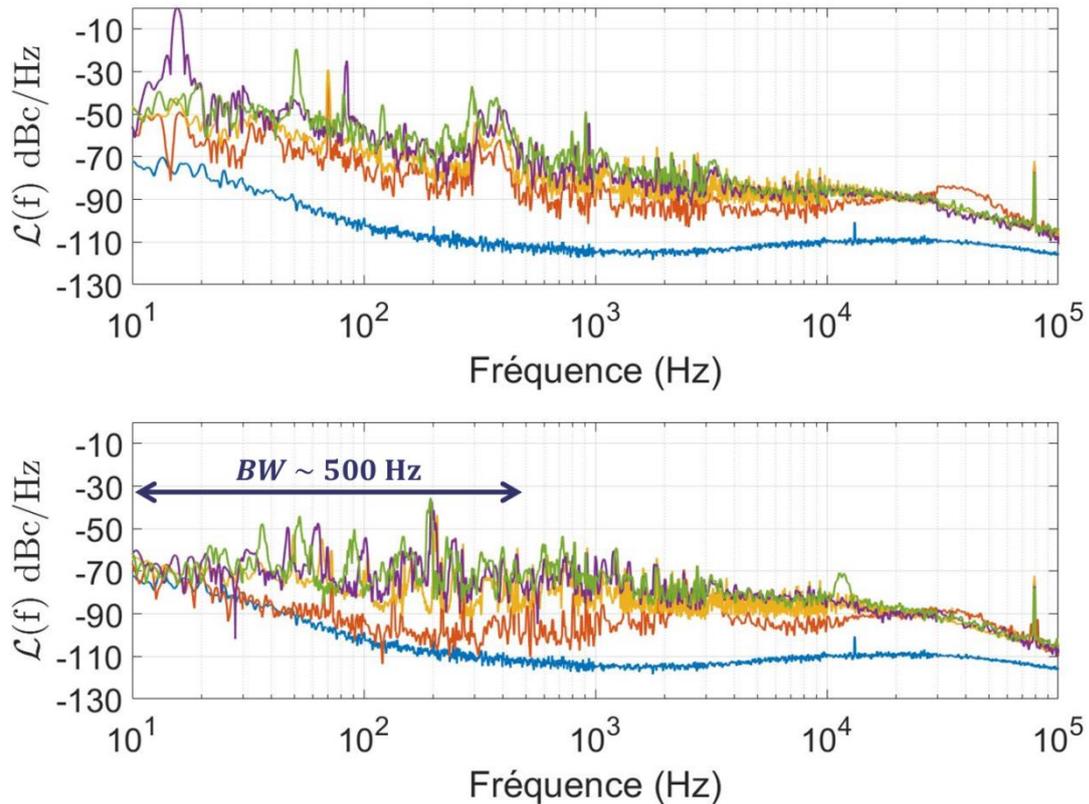


Figure II - 31 Comparaison de la DSP de bruit de phase du train d'impulsions sans correction (en haut) et asservi (en bas) autour de la fréquence de répétition  $qf_s$ , par une détection du peigne d'amplitude pour différentes conditions de Talbot (cf. Table II 3, en rouge :  $q = 1$ , en jaune :  $q = 2$ , en violet :  $q = 4$ , en vert :  $q = 7$ ). En bleu : DSP de bruit de phase de l'oscillateur de référence autour de la fréquence  $f_s$ .

La Table II 4 recense les conditions de Talbot pour l'asservissement avec détection du peigne d'intensité. En comparaison avec la configuration de la Figure II - 28, une bobine de 10 m de fibre a été rajoutée dans la boucle. Le bruit de phase sans correction (train d'impulsions libre) et avec correction (train d'impulsions asservi) est représenté en Figure II - 32.

Table II 4 Cadence de répétition et conditions de Talbot respectives.

Fréquence appliquée à l'AOFs $f_s$ (MHz)	facteur $p$	Facteur multiplicatif $q$	Cadence de répétition $qf_s$ (MHz)
84.151	27	1	84.151
82.594	53	2	165.188
81.814	105	4	327.256
81.425	209	8	651.400
81.230	417	16	1299.680

De même que pour la détection avec le peigne d'amplitude, l'asservissement réduit le bruit de phase du train d'impulsions à basse fréquence de décalage. Dans ce cas-là par contre, la bande passante d'asservissement est bien plus grande ( $\sim 3$  kHz) avec une réduction de bruit de phase de plus de 20 dB à basse fréquence pour toutes les conditions de Talbot.

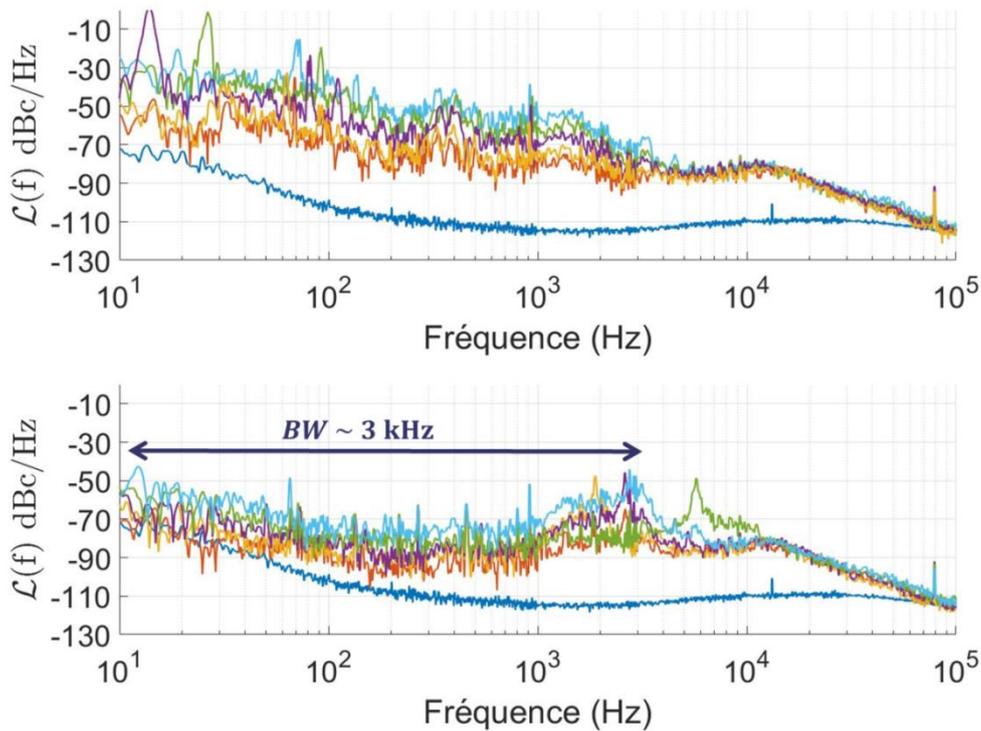


Figure II - 32 Comparaison de la DSP de bruit de phase du train d'impulsions sans correction (en haut) et asservi (en bas) autour de la fréquence de répétition  $qf_s$ , par une détection du peigne d'intensité pour différentes conditions de Talbot (cf. Table II 4, en rouge :  $q = 1$ , en jaune :  $q = 2$ , en violet :  $q = 4$ , en vert :  $q = 8$ , en bleu cyan :  $q = 16$ ). En bleu : DSP de bruit de phase de l'oscillateur de référence autour de la fréquence  $f_s$ .

Les asservissements proposés montrent expérimentalement que le bruit de phase à basse fréquence de décalage de la fréquence de répétition du train d'impulsions peut être réduit assez simplement. Si plusieurs autres schémas d'asservissement peuvent être considérés, l'asservissement basé sur la détection du peigne d'intensité en particulier est une méthode simple, qui ne repose sur l'ajout d'aucun composant supplémentaire (modulateur, étireur piézo-électrique,...). Une bande passante d'asservissement de 3 kHz avec plus de 20 dB de réduction de bruit de phase (limitée à basse fréquence par l'oscillateur externe de référence) a été observée pour différentes cadences de répétition du train d'impulsions.

En tant que telle, la méthode est facile à mettre en œuvre, car elle repose juste sur un traitement électronique à basse fréquence sans toucher au fonctionnement de la boucle Talbot. Les performances de filtrage de bruit de phase de la boucle étant fortement dépendantes du point de fonctionnement de la boucle (notamment par la fonction de transfert en amplitude de la boucle  $\eta$ ), ce dernier point est particulièrement avantageux pour l'utilisation de BDF.

#### 4 Étude des fluctuations de phase intrinsèques des boucles à décalage de fréquence

Le verrouillage en phase des modes est une condition sine qua non de la génération du train d'impulsions. Dans le cas d'un laser à verrouillage de modes actif par exemple, le verrouillage en phase des modes est obtenu par un modulateur dans la cavité, réglé à une harmonique de l'intervalle spectral libre de la cavité [86]. La particularité des BDF est que le verrouillage en phase des modes est régi par les conditions de Talbot : la relation de phase entre les dents du peigne étant quadratique, le

verrouillage est obtenu en imposant la même phase entre des dents espacées d'un certain entier  $q$ . Par le biais d'interférences, l'intensité en sortie est un train d'impulsions de cadence de répétition  $qf_s$ . Dans la plupart des cas, y compris dans la partie 2, les battements résiduels aux harmoniques de  $f_s$  qui ne sont pas multiples de  $q$  sont négligés. Pourtant nous avons vu avec l'asservissement du peigne d'intensité RF (dans la partie 3), que ces battements résiduels peuvent être assez importants pour dégrader la précision du signal généré voire être utilisés pour produire un signal d'erreur.

Dans cette partie, nous nous intéressons plus en détail à l'influence de ces battements résiduels sur l'intensité et sur le bruit de phase du train d'impulsions. En particulier, nous montrons que même en ne considérant aucune fluctuations de phase, les BDF génèrent des trains d'impulsions qui présentent des fluctuations de temps d'arrivée des impulsions.

## 4. a Condition de Talbot et peigne d'intensité RF

### 4. a. i Expression de l'intensité des battements résiduels

En considérant une BDF en dessous du seuil dans l'état stationnaire sans perturbation, le champ en sortie de boucle peut s'écrire sous la forme [11]:

$$E_{\text{out}}(t) = A_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t} \sum_{n=0}^{+\infty} \eta^n e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)f_s \tau_c}. \quad (\text{II. 68})$$

On suppose que le peigne optique est fini et qu'il comporte  $N$  dents d'égale amplitude. Cette condition peut être obtenue par exemple en insérant un filtre optique passe bande de faible bande passante dans la boucle pour limiter la largeur du peigne. Dans ce cas, l'intensité du train d'impulsions  $I(t) = 2\Re(E_{\text{out}}(t)E_{\text{out}}^*(t))$ , pour une condition de Talbot  $f_s \tau_c = p/q$  s'écrit :

$$I(t) = 2A_{\text{in}}^2 \Re \left( \sum_{m=0}^N \sum_{n=0}^N e^{-2i\pi(n-m)(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{\frac{i\pi(n(n+1) - m(m+1))p}{q}} \right). \quad (\text{II. 69})$$

L'étude des termes aux harmoniques de  $qf_s$  a été menée dans la section 2. Ici, on s'intéresse en particulier aux termes génériques aux harmoniques de  $f_s$ . Le battement à la fréquence  $kf_s$  (avec  $k \in \mathbb{N}$ )  $I_k(t)$  s'écrit :

$$I_k(t) = 2A_{\text{in}}^2 \Re(\tilde{I}_k e^{-2i\pi k(f_s t - f_0 \tau_c)}), \quad (\text{II. 70})$$

avec l'intensité des battements résiduels  $\tilde{I}_k$  donnée par :

$$\tilde{I}_k = \left| \sum_{m=0}^{N-k} e^{\frac{i\pi k(2m+k+1)p}{q}} \right|. \quad (\text{II. 71})$$

L'équation (II. 71) montre que le terme de phase générique dans la somme est périodique de période  $q$ . On restreint l'étude aux termes résiduels  $\tilde{I}_k$  avec  $0 < k < q$  :

$$\tilde{I}_k = \left| s * \sum_{m=0}^q e^{\frac{i\pi k(2m+k+1)p}{q}} + \sum_{m=sq+1}^{N-k} e^{\frac{i\pi k(2m+k+1)p}{q}} \right|, \quad (\text{II. 72})$$

avec  $N - k = \ell$  modulo  $q$ . Le terme de gauche disparaît pour  $k \neq q$  (racine  $q^{\text{ème}}$  de l'unité). L'intensité du battement résiduel se simplifie ainsi :

$$\tilde{I}_k = \left| \sum_{m=sq+1}^{N-k} e^{\frac{i\pi k(2m+k+1)p}{q}} \right|. \quad (\text{II. 73})$$

#### 4. a. ii. Influence de la condition de Talbot sur les battements résiduels

L'étude exhaustive de l'équation (II. 73) en fonction de  $N, p$  et  $q$  pourrait être conduite dans un souci d'optimisation du peigne d'intensité RF généré. Nous définissons plutôt les tendances d'évolution de  $\tilde{I}_k$ , et du rapport signal à bruit  $\tilde{I}_q / \tilde{I}_k$ , pour appréhender les particularités de la génération de signaux d'horloge basé sur l'effet Talbot. On se limite donc à l'étude de deux cas extrêmes :  $q \ll N$  et  $q \sim N$ .

Dans le cas  $q \ll N$  :

D'une part, l'intensité du battement à la fréquence fondamentale du train d'impulsions  $\tilde{I}_q$  vaut (cf. équation (II. 71)) :

$$\tilde{I}_q = \left| \sum_{m=0}^{N-q} e^{\frac{i\pi q(2m+q+1)p}{q}} \right| = N - q \approx N. \quad (\text{II. 74})$$

D'autre part, l'intensité des battements résiduels  $\tilde{I}_k$  vaut (cf. équation (II. 73)) :

$$\tilde{I}_k = \left| \sum_{m=sq+1}^{N-k} e^{\frac{i\pi k(2m+k+1)p}{q}} \right| < (N - k) - (sq + 1) < q. \quad (\text{II. 75})$$

Le rapport signal à bruit  $\tilde{I}_q / \tilde{I}_k$  vaut donc :

$$\frac{\tilde{I}_q}{\tilde{I}_k} > \frac{(N - q)}{q} \gg 1. \quad (\text{II. 76})$$

Dans le cas  $q \ll N$ , les intensités des battements résiduels sont très petites devant le pic principal à la fréquence fondamentale du train d'impulsions.

Dans le cas  $q \sim N$  :

Selon le même principe, d'après l'équation (II. 71), on trouve d'une part l'intensité du battement à la fréquence fondamentale du train d'impulsions  $\tilde{I}_q$  :

$$\tilde{I}_q = \left| \sum_{m=0}^{N-q} e^{\frac{i\pi q(2m+q+1)p}{q}} \right| = N - q. \quad (\text{II. 77})$$

Et d'après l'équation (II. 73), l'intensité des battements résiduels  $\tilde{I}_k$  vaut:

$$\tilde{I}_k = \left| \sum_{m=sq+1}^{N-k} e^{\frac{i\pi k(2m+k+1)p}{q}} \right| < (N - k) - (sq + 1) < q. \quad (\text{II. 78})$$

Le rapport signal à bruit  $\tilde{I}_q / \tilde{I}_k$  vaut donc :

$$\frac{\tilde{I}_q}{\tilde{I}_k} > \frac{(N - q)}{q} = \frac{N}{q} - 1. \quad (\text{II. 79})$$

Comme  $q \sim N$ , le rapport signal à bruit n'est plus aussi important. On retrouve très bien la différence entre les deux régimes et l'impact sur le spectre d'intensité dans la Figure II - 18 ( $q = 5$  et  $q = 101$  avec  $N \sim 600$ ).

Pour les BDF, l'intensité des pics résiduels augmente avec la condition de Talbot  $q$ . Ce phénomène est a priori un inconvénient des boucles à effet Talbot. En pratique, une étude de l'expression (II. 73) combinée à une étape de filtrage (en centrant le filtre autour de la cadence de répétition du signal d'horloge) peut permettre d'optimiser le rapport signal à bruit et de minimiser l'impact de ces pics résiduels.

De plus, les pics résiduels peuvent être utilisés à d'autres fins. Par exemple dans la partie 3, un exemple d'asservissement repose sur la première dent d'intensité du peigne RF. En jouant sur les paramètres  $N$  et  $p$  à facteur de multiplication  $q$  constant, l'intensité de la première dent et l'asservissement peuvent être optimisés. La Figure II - 33 montre un exemple de simulation de spectre d'intensité RF en sortie de BDF dans le cas  $q \sim N$ , pour différentes conditions  $p$ .

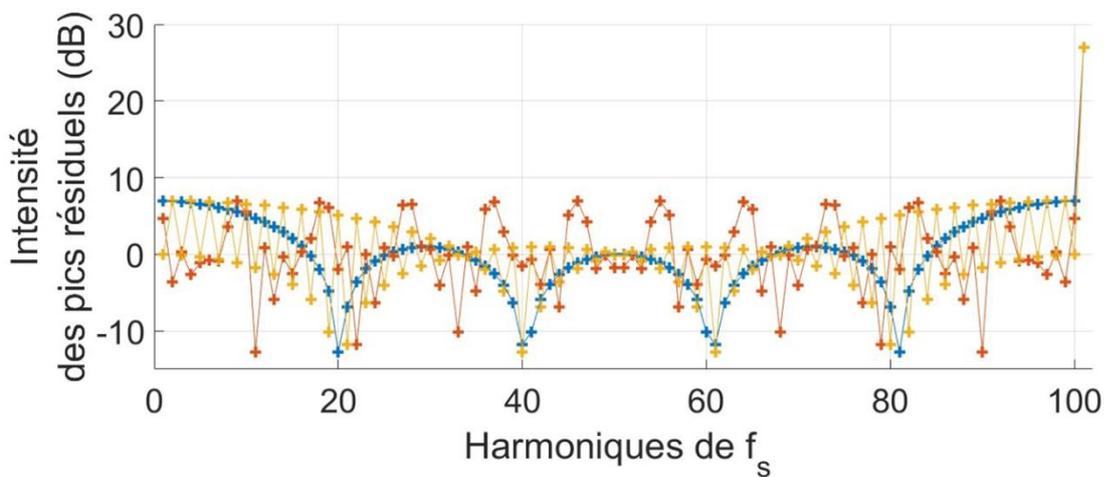


Figure II - 33 Simulation de spectre d'intensité RF en sortie de BDF pour  $q = 101$ ,  $N = 500$  et  $p = 1$  (en bleu),  $p = 11$  (en rouge) et  $p = 51$  (en jaune).

#### 4. b Étude de la gigue temporelle intrinsèque des boucles à décalage de fréquence

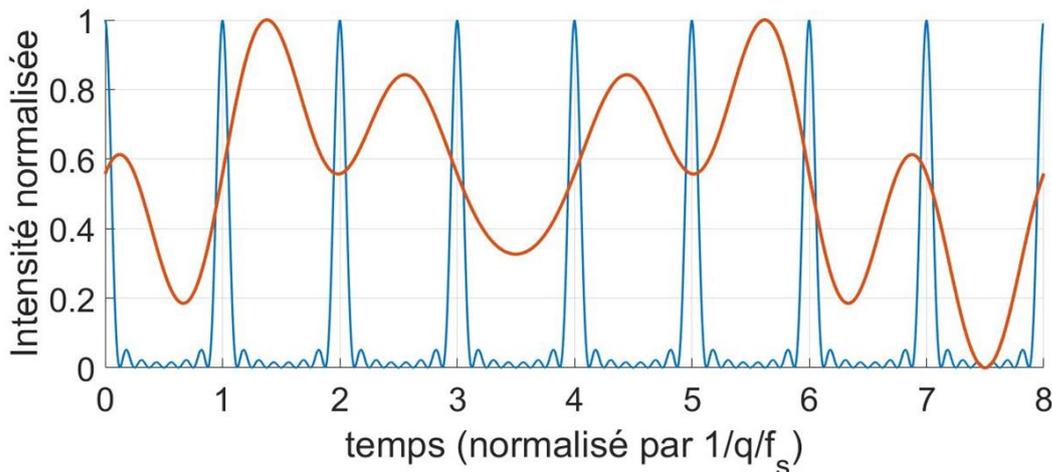
##### 4. b. i Origine de la gigue temporelle intrinsèque des boucles à décalage de fréquence

Les modulations résiduelles aux harmoniques de la fréquence de décalage  $f_s$  peuvent être plus ou moins importantes en fonction des conditions de Talbot, et du nombre de dents dans la boucle. En plus de générer des battements indésirables dans le spectre d'intensité RF, celles-ci peuvent aussi moduler la forme des trains d'impulsions en sortie. La modification de la forme des impulsions peut ainsi introduire une fluctuation intrinsèque de leur temps d'arrivée.

L'intensité en sortie de BDF est donnée par l'équation (II. 69). Pour simplifier, on suppose que  $q$  divise  $N$ . Dans ce cas-là, l'intensité en sortie de boucle  $I(t)$  peut se réécrire plus simplement [11] :

$$I(t) = \frac{\sin^2(N\pi f_s t)}{\sin^2(q\pi f_s t)} \left| \sum_{n=0}^{q-1} e^{-i\pi n f_s t} e^{-\frac{i\pi n(n+1)p}{2q}} \right|^2. \quad (\text{II. 80})$$

Dans l'équation (II. 80), le terme de gauche est l'équivalent temporel d'une figure de diffraction spatiale d'un réseau de période  $1/qf_s$ . Ce terme est à la base du train d'impulsions à la cadence de répétition  $qf_s$ . Le terme de droite par contre est périodique de période  $1/f_s$  : il vient moduler l'intensité du train d'impulsions. Ainsi, sur une période  $1/f_s$ , chacune des  $q$  impulsions à une forme différente. Par exemple nous avons tracé en Figure II - 34 les deux termes de l'équation (II. 80), avec  $N = 64$ ,  $q = 8$  et  $p = 1$ .



**Figure II - 34 Simulation du train d'impulsions en sortie de BDF. (en bleu) : sinus cardinal normalisé (d'après l'équation (II. 80)). (en rouge) : terme due à la phase quadratique du train d'impulsions (d'après l'équation (II. 80)).**

On constate que si l'intensité est la même pour des temps multiples de  $1/qf_s$  [11], la forme des impulsions peut être modulée entraînant aussi, une modification du temps d'arrivée effectif  $T_{\text{eff}}$  des impulsions. Le train d'impulsions en sortie de BDF présente ainsi de manière intrinsèque une gigue temporelle liée à l'effet Talbot temporel dans la BDF.

Pour quantifier cette gigue temporelle intrinsèque, on a simulé l'intensité en sortie de boucle Talbot pour estimer les fluctuations des temps d'arrivée des impulsions  $T_{\text{eff}}$ . La Figure II - 35 montre un exemple de la procédure pour calculer la gigue temporelle intrinsèque à partir des différents paramètres de la BDF (avec  $N = 600$ ,  $q = 7$  et  $p = 121$ ) :

- À partir de l'équation (II. 69) l'intensité en sortie de BDF est simulée sur une période  $1/f_s$ .
- Chacune des impulsions est ajustée par une gaussienne, et le temps d'arrivée effectif des impulsions  $T_{\text{eff}}$  est évalué en attribuant le temps d'arrivée au temps qui correspond au maximum de la gaussienne.
- La partie linéaire de la distribution des temps d'arrivée effectifs en fonction du temps (qui correspond au terme de période à  $1/qf_s$ ) est retiré pour avoir la fluctuation des temps d'arrivées des impulsions sur une période  $1/f_s$ .
- À partir de la distribution des temps d'arrivée, on construit une valeur de gigue temporelle intrinsèque  $\sigma_{J,\text{Talbot}}$  pour le train d'impulsions en sortie de BDF en prenant l'écart type des temps d'arrivée des impulsions.

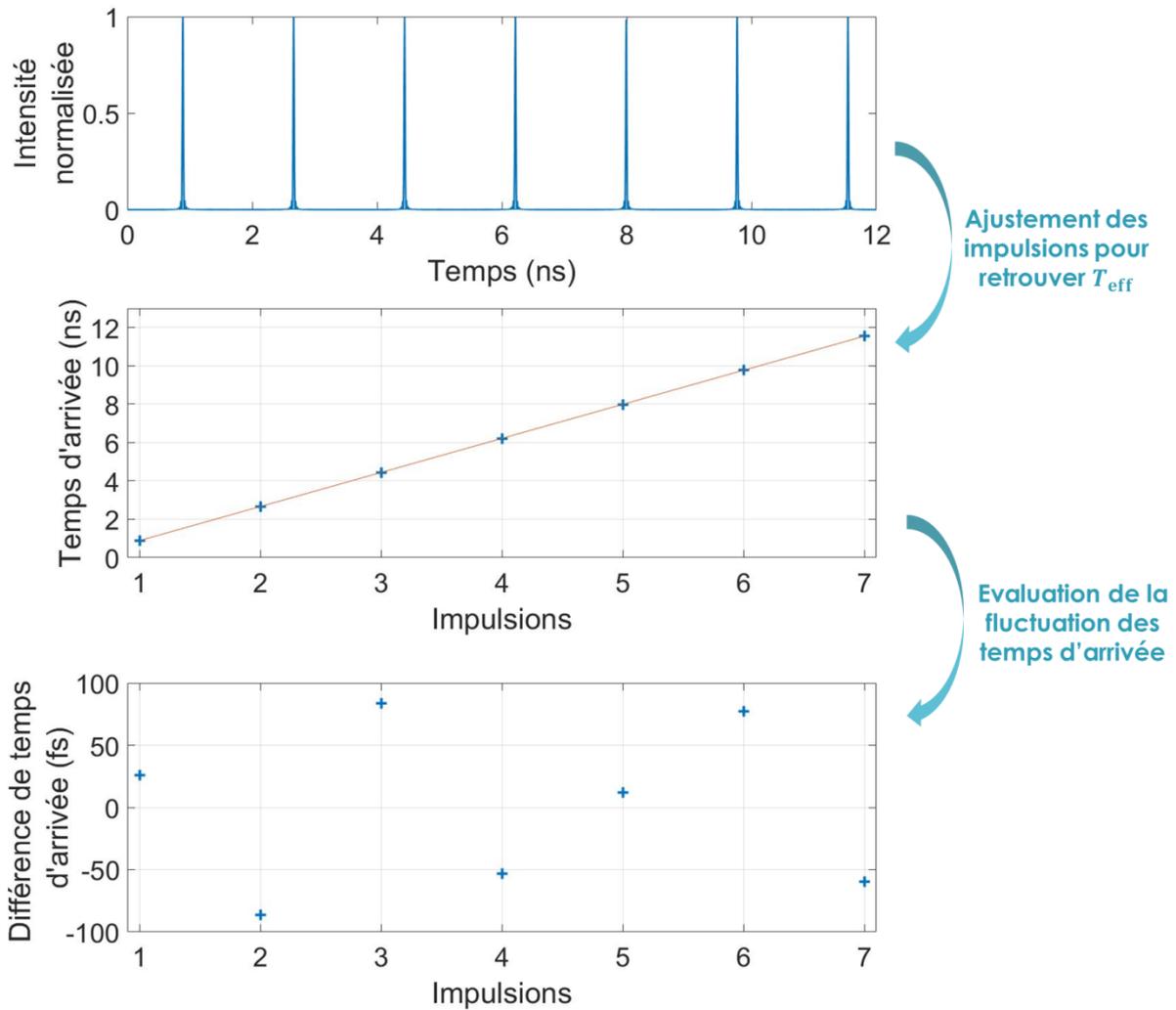


Figure II - 35 Simulation du train d'impulsions en sortie de BDF pour  $N = 600$ ,  $q = 7$  et  $p = 121$  (en haut). Temps d'arrivée effectifs des impulsions en ajustant chacune des impulsions par une gaussienne (au milieu). Fluctuation du temps d'arrivée des impulsions en retirant la partie linéaire des temps d'arrivée effectifs des impulsions (en bas).

À partir des paramètres de la Figure II - 35, la gigue temporelle intrinsèque calculée  $\sigma_{J,\text{Talbot}}$  vaut 67.8 fs.

#### 4. b. ii. Influence de la condition de Talbot et de la largeur du peigne optique sur la gigue temporelle intrinsèque

Pour étudier l'influence de la condition de Talbot et du nombre de dents du peigne  $N$ , on a répété la procédure précédente pour plusieurs valeurs de  $q$  et de  $N$ . Pour prendre des valeurs de conditions de Talbot réalistes, on a pris des valeurs de couples  $(p, q)$  issues de la Table II 1. La gigue temporelle intrinsèque pour différentes condition de Talbot et pour différentes largeur de peigne est présentée en Figure II - 36.

On remarque que la gigue temporelle intrinsèque pour un nombre de dents donné augmente avec la condition de Talbot  $q$ . Cela s'explique par le fait qu'à énergie constante, en augmentant le nombre d'impulsions par période  $1/f_s$ , le rapport signal à bruit de chacune des impulsions diminue.

L'impulsion est alors déformée par le terme de droite dans l'équation (II. 80), ce qui modifie son temps effectif d'arrivée.

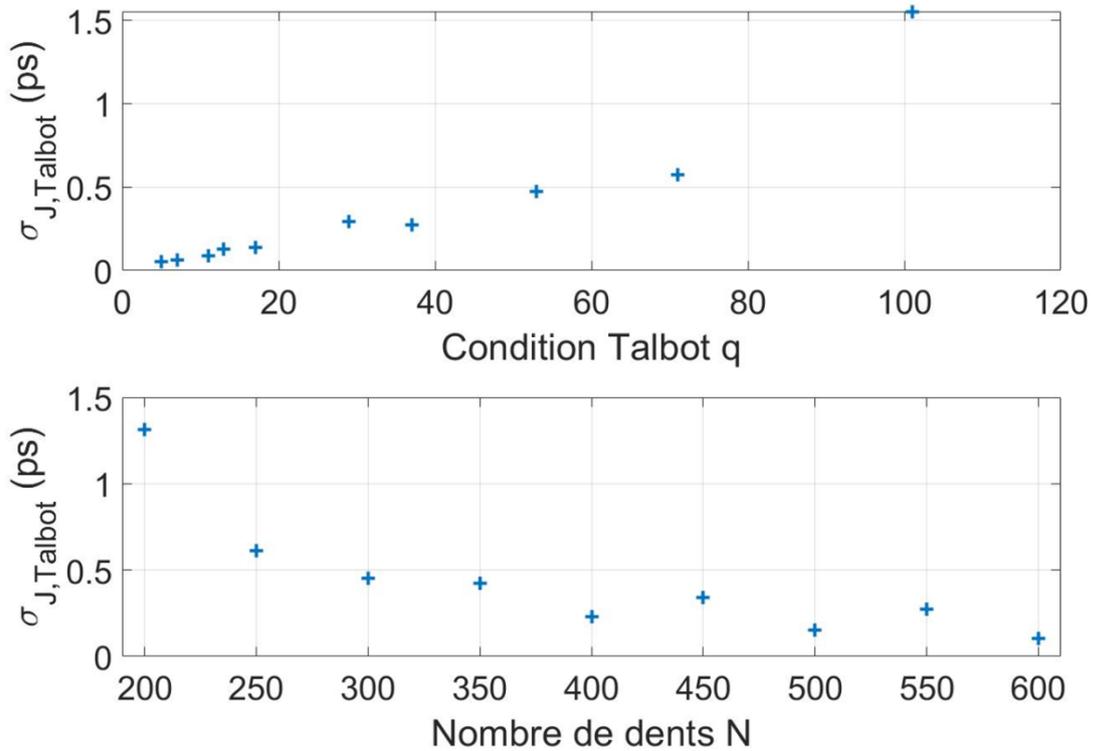


Figure II - 36 Simulation de la gigue temporelle intrinsèque des trains d'impulsions en sortie de BDF en fonction de la condition de Talbot (en haut pour  $N = 600$ ) et du nombre de dents dans le peigne optique  $N$  (en bas pour  $q = 11$ ). Les valeurs de  $p$  respectives pour la condition de Talbot  $q$  sont données dans la Table II 1.

De même, pour une condition de Talbot fixée, la gigue temporelle intrinsèque diminue avec la largeur du peigne optique, car le rapport signal à bruit augmente pour chacune des impulsions dans la période  $1/f_s$ . Pour réduire au maximum les fluctuations de temps d'arrivée d'impulsion à impulsion, l'optimum est ainsi de travailler avec un nombre de dents élevé.

La gigue temporelle intrinsèque permet ainsi à titre indicatif de comprendre l'influence des paramètres de la boucle sur le train d'impulsions en sortie. On remarque néanmoins une différence entre les valeurs simulées de gigue temporelle intrinsèque de la Figure II - 36 et les valeurs de gigue temporelle mesurées expérimentalement dans la partie 2 (Figure II - 21). La valeur de la gigue temporelle intrinsèque pour une condition de Talbot  $q = 101$  par exemple, est largement supérieure à la gigue temporelle intégrée expérimentalement.

Cet écart s'explique par la différence dans la définition de temps d'arrivée des impulsions. Dans cette partie, la gigue temporelle est évaluée à partir de l'écart type des temps d'arrivée des impulsions, en ajustant les impulsions par des gaussiennes sur une période  $1/f_s$ . Les temps d'arrivée ne sont alors que des constructions mathématiques autour d'impulsions courtes. De fait, toutes les composantes du spectre optique (ou RF) sont prises en compte par l'intermédiaire de l'impulsion. De manière très différente, la gigue temporelle extraite à partir de l'intégrale du bruit de phase dans la partie 2, ne considère que la composante à  $qf_s$ . Cette étude permet néanmoins de montrer la dégradation intrinsèque du train d'impulsions pour des conditions pour certaines configurations de la BDF ( $q \sim N$ ).

De ce fait, il est important de noter que pour des mécanismes qui se déclenchent à partir d'un certain seuil d'intensité (comme les CAN par exemple, présenté en partie 1), le temps d'une impulsion ne correspond pas au maximum de l'ajustement de l'impulsion par une gaussienne (comme défini dans cette partie), mais peut être défini plutôt comme le moment où la valeur de l'intensité dépasse le seuil de l'EB ou du CAN. Ainsi, la définition du temps d'arrivée des impulsions doit être adaptée par rapport au temps de réponse, aux non-linéarités et aux mécanismes de déclenchement du dispositif qui est illuminé par les impulsions. La grandeur de gigue temporelle pertinente est donc intimement liée à l'utilisation du train d'impulsions, et au processus d'interaction entre l'impulsion lumineuse et l'objet d'intérêt.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux boucles à décalage de fréquence comme source d'horloge optique à faible gigue temporelle. En effet, de nombreuses applications comme les télécommunications, les systèmes de commande à distance, ou encore le traitement de signaux hyperfréquences (et en particulier la conversion analogique numérique) dépendent de signaux d'horloge ultra-stables à très haute cadence de répétition.

À partir d'un modèle de fonction de transfert des sources de bruit injecté dans une boucle à décalage de fréquence, nous avons étudié numériquement le bruit de phase des boucles à décalage de fréquence. L'étude a permis de montrer notamment que les boucles à décalage de fréquence agissent naturellement comme des filtres du bruit du laser d'injection et du bruit de la boucle (y compris le bruit de l'oscillateur externe) : le bruit de phase est indépendant de la fréquence de répétition à haute fréquence de décalage, tandis qu'à basse fréquence de décalage, les boucles à décalage de fréquence sont équivalentes à une multiplication analogique parfaite. La comparaison avec une étude expérimentale du bruit de phase des boucles à décalage de fréquence a de plus confirmé la validité du modèle. Ainsi, en optimisant les différents paramètres de la boucle à décalage de fréquence et des sources de bruit grâce au modèle de fonction de transfert présenté dans ce chapitre, de très bonnes performances de bruit de phase sont obtenues.

Afin d'améliorer les performances de bruit de phase à faible fréquence de décalage, nous avons de surcroît mis en œuvre un asservissement du train d'impulsions sur un générateur externe. Une bande passante d'asservissement de 3 kHz (avec plus de 20 dB de réduction de bruit à basse fréquence de décalage) a ainsi été obtenue, sans rien changer dans la boucle à décalage de fréquence.

En revanche, les boucles à décalage de fréquence génèrent des trains d'impulsions marqués par des fluctuations intrinsèques dues à l'effet Talbot temporel. En fonction du système qui utilise le signal d'horloge (pour des applications d'échantillonnage assisté optiquement par exemple), ces fluctuations peuvent être plus ou moins gênantes. L'étude de la précision des trains d'impulsions doit donc être adaptée à l'utilisation visée du signal d'horloge.



# Chapitre III

## Laser à effet Talbot régénératif

---

Introduction.....	100
1 Seuil laser et laser à effet Talbot régénératif.....	101
1. a L'effet de seuil laser des boucles à décalage de fréquence .....	101
1. b Compétition entre peigne optique et ASE dans une boucle à décalage de fréquence fibrée à SOA .....	104
1. c Architecture de laser à effet Talbot régénératif.....	106
2 Performances du laser à effet Talbot régénératif.....	110
2. a Performances électriques et optiques du laser à effet Talbot régénératif .....	110
2. b Accordabilité de la cadence de répétition du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif.....	115
2. c Bruit de phase du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif .....	117
3 Étude du bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif.....	124
3. a Influence du MZM sur le bruit d'une liaison optique/ hyperfréquence.....	124
3. b Influence de la conversion AM/PM de la photodiode .....	128
3. c Influence de la longueur de boucle sur le bruit de phase .....	132
Conclusion .....	137

## Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons vu que les boucles à décalage de fréquence étaient des architectures très intéressantes pour de nombreuses applications et notamment pour la génération ou le traitement de signaux RF sur une porteuse optique.

L'étude du régime transitoire des boucles à décalage de fréquence, ainsi que l'étude du bruit de phase des trains d'impulsions en sortie de boucle permettent avec les différents modèles présents dans la littérature d'appréhender la majorité des phénomènes physiques dans la boucle optique, en dessous du seuil laser de la boucle. À partir de ces deux études, un utilisateur peut ainsi ajuster les paramètres de la boucle à décalage de fréquence dans une configuration qui minimise le bruit de phase en sortie de boucle, ou encore qui optimise la réponse dynamique de création du peigne.

Ces deux études sont néanmoins limitées à des boucles à décalage de fréquence en dessous du seuil laser de la boucle : l'amplificateur optique possède un gain inférieur aux pertes passives de la boucle. Pour un pompage plus fort, les différentes hypothèses de départ des deux modèles des chapitres précédents (notamment ASE et effets non-linéaires négligeables) ne sont plus vérifiées et le comportement des boucles à décalage de fréquence est plus complexe. L'étude de la réponse dynamique des boucles à décalage de fréquence pour des valeurs de pompage très légèrement supérieures à 1 dans le chapitre I est un exemple de l'insuffisance du modèle linéaire au-dessus du seuil.

Dans ce chapitre, nous revenons tout d'abord sur une présentation plus détaillée du seuil laser des boucles à décalage de fréquence en précisant le lien entre les performances globales de sortie et le taux de pompage de l'amplificateur optique dans la boucle. Ensuite nous proposons une architecture de laser à effet Talbot régénératif pour passer le seuil laser des boucles à décalage de fréquence.

Dans une deuxième partie, nous présentons une étude des performances d'un laser à effet Talbot régénératif en fonctionnement au-delà du seuil laser de la boucle. Dans un premier temps, nous étudions les performances optiques et électriques du train d'impulsions en sortie de boucle, en lien avec la première partie. Dans un second temps, nous mettons en avant la conservation de l'accordabilité de la cadence de répétition du train d'impulsions par effet Talbot. Enfin nous étudions le bruit de phase des trains d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif.

Dans une dernière partie, nous nous intéressons à l'influence des différents éléments qui limitent le bruit de phase des lasers à effet Talbot régénératif. Les rôles joués par la liaison optique/hyperfréquence, la photodiode et les longueurs des boucles sont étudiés séparément pour comprendre leur répercussions sur le bruit de phase total du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif.

# 1 Seuil laser et laser à effet Talbot régénératif

## 1. a L'effet de seuil laser des boucles à décalage de fréquence

Dans la partie 1. a. iv du chapitre I, nous avons défini le seuil laser comme étant le taux de pompage de l'amplificateur optique pour lequel le gain apporté est égal aux pertes passives de la boucle. L'étude dynamique présentée au chapitre I permet d'apporter plus de précision à cette définition. En effet, en fonction de la dynamique de l'amplificateur optique, le gain de celui-ci peut évoluer au-dessus ou en dessous des pertes passives de la boucle, à une échelle de temps inférieure au temps que met la lumière pour faire un tour de boucle. L'effet de saturation du gain par le peigne ou par l'ASE est un exemple d'effet à prendre en compte pour affiner la description du seuil laser.

De manière plus générale, au sein d'une BDF, un effet de compétition apparaît [2] entre le régime sans mode qui correspond à l'injection de la BDF par l'ASE [1], et le régime de génération de peigne optique qui correspond à l'injection du laser CW externe [11]. Le seuil laser peut être alors défini comme le taux de pompage de l'amplificateur optique pour lequel l'amplification de l'émission spontanée commence à prévaloir sur l'amplification du peigne optique. Cet effet de compétition, plus ou moins marqué dépend en particulier des composants de la BDF ainsi que du taux de pompage de l'amplificateur optique.

### 1. a. i Influence du milieu de propagation de l'amplificateur optique

Les différentes réalisations de BDF, ou de lasers sans mode mettent en avant deux types de boucles: des boucles avec un amplificateur optique en espace libre [1, 8, 20], et des boucles avec un amplificateur optique fibré [13, 14, 16, 17] (principalement à la longueur d'onde télécom).

Dans le cas d'une boucle possédant un amplificateur optique en espace libre, le peigne optique et l'ASE sont générés différemment. Le peigne optique étant amplifié par émission stimulée, les photons incidents conservent leur vecteur d'onde lors de l'amplification (cf. Figure III - 1). Les différents miroirs ou coupleurs de la boucle sont ainsi orientés de manière à réinjecter le maximum de photons issus du peigne. Au contraire, les photons issus de l'émission spontanée sont émis de manière isotrope dans  $4\pi$  stéradians (cf. Figure III - 1). Ainsi seulement une faible portion de ces photons parasites est réinjectée dans la boucle. En ajoutant un filtre optique passe bande comme il est commun d'ajouter dans les BDF, l'ASE est doublement filtrée (spectralement et spatialement) par la boucle optique.

Dans le cas d'une boucle contenant un amplificateur optique fibré, l'amplification du peigne optique est la même que précédemment. Les photons issus de l'émission spontanée sont également émis de manière isotrope dans  $4\pi$  stéradians. En revanche, l'ouverture numérique d'une fibre optique monomode étant bien plus grande que la divergence d'un mode d'une boucle en espace libre, une plus grande partie de l'ASE est réinjectée dans la boucle. Le filtrage spatial est alors beaucoup moins efficace (cf. Figure III - 1). De manière assez intuitive, pour une même quantité de photons émis spontanément, la boucle qui réinjecte le moins de photons d'ASE est la boucle à amplificateur optique espace libre. Les boucles en espace libre favorisent alors plus le régime de génération de peigne optique que le régime d'émission spontanée.

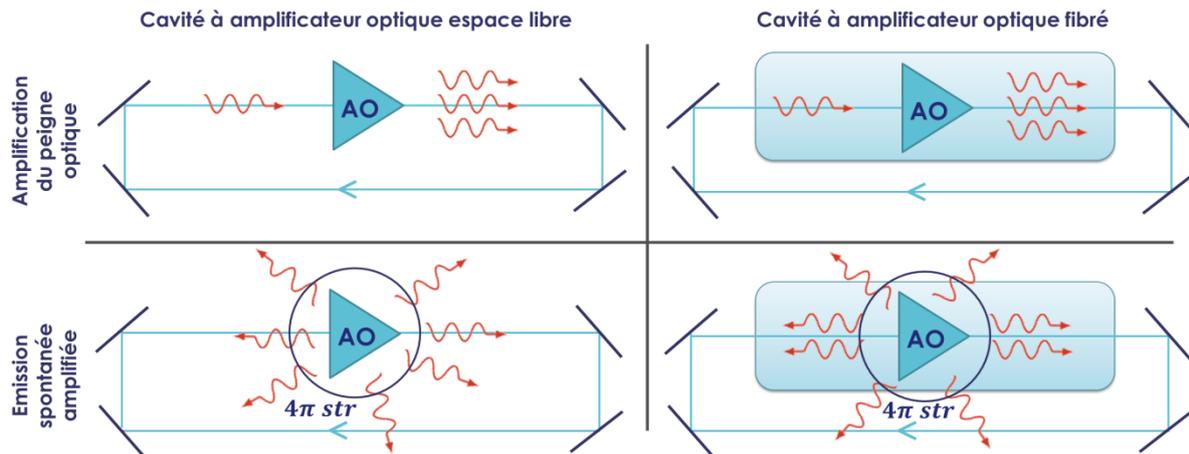


Figure III - 1 Schéma de l'amplification du peigne optique (en haut) et de l'ASE (en bas) dans le cas d'une boucle avec un amplificateur optique en espace libre (à gauche) et d'une boucle contenant un amplificateur optique fibré (à droite).

### 1. a. ii Influence de la dynamique de l'amplificateur optique

Une étude de la dynamique des BDF a été présentée dans le chapitre I. À partir de celle-ci, on peut distinguer principalement deux classes de BDF, à partir de deux types d'amplificateurs :

- les boucles de classe A ( $\tau \ll \tau_c$ ), qui correspondent à des amplificateurs optiques où le temps de vie du niveau excité est bien plus faible que le temps de tour dans la boucle (comme les SOA),
- les boucles de classe B ( $\tau \gg \tau_c$ ), qui correspondent à des amplificateurs optiques où le temps de vie du niveau excité est bien plus grand que le temps de tour dans la boucle (comme les EDFA).

Pour les boucles de classe A, l'inversion de population de l'amplificateur optique varie à l'échelle d'un temps de tour de boucle. Toute variation de l'intensité du peigne optique implique une variation d'inversion de population quasi immédiate et donc une variation de la quantité d'ASE. En particulier pour la génération de signaux d'horloge comme présentée au chapitre II, l'intensité du peigne optique passe d'un état très intense (impliquant une saturation plus forte du gain et donc moins d'ASE) à un état très peu intense (impliquant une saturation moins forte du gain et donc plus d'ASE). L'état stationnaire de la boucle correspondant à l'émission de train d'impulsions n'est pas stationnaire du point de vue de l'amplificateur optique dans la boucle (cf. Figure III - 2).

Pour les boucles de classes B, l'inversion de population variant très lentement, les variations trop rapides d'intensité du peigne optique n'impliquent aucune variation d'inversion de population. La quantité d'ASE reste ainsi constante (cf. Figure III - 2).

Les boucles de classe A émettent ainsi un maximum d'ASE quand l'intensité dans la boucle est minimale : l'ASE peut recirculer à cause de cette modulation du gain, ce qui favorise le régime d'émission spontanée. L'étude dynamique menée pour un taux de pompage légèrement supérieur à 1 pour les deux classes de boucle dans le chapitre I illustre parfaitement cet effet.

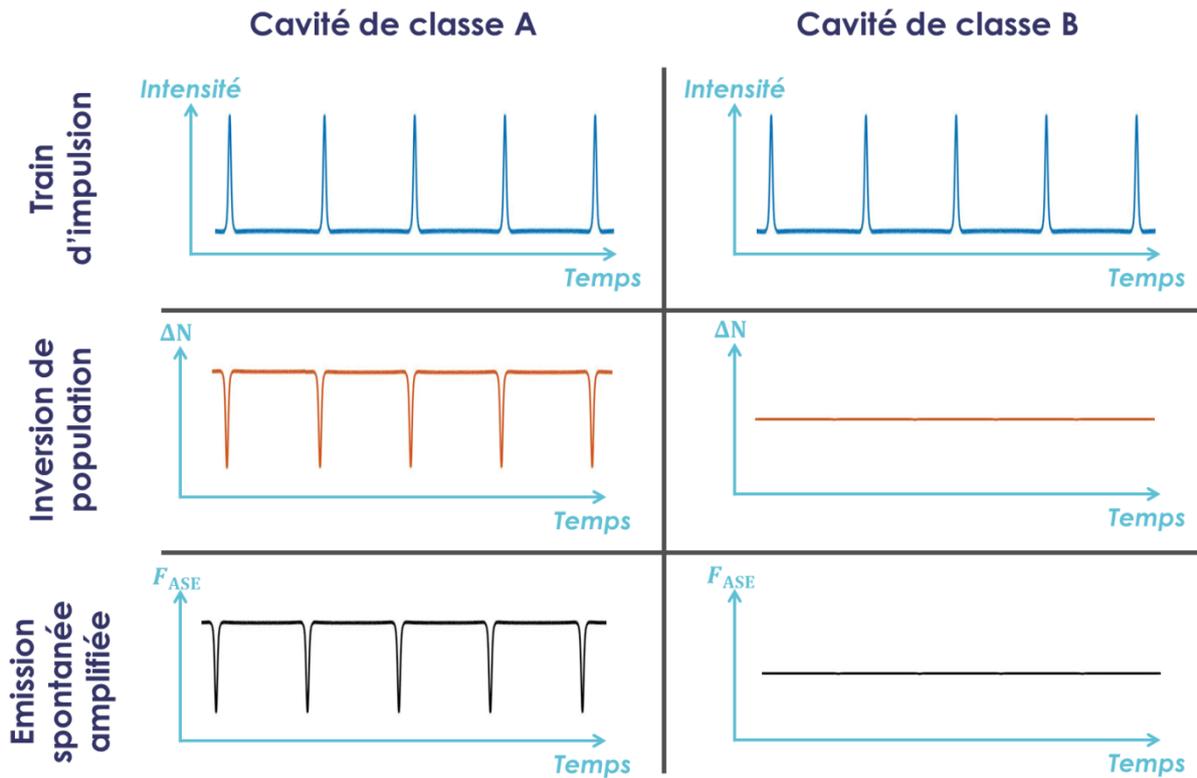


Figure III - 2 Schéma d'un train d'impulsions (en haut) ainsi que de l'inversion de population (au milieu) et de l'émission spontanée amplifiée (en bas) correspondantes pour une boucle de classe A (à gauche) et une boucle de classe B (à droite).  $\Delta N$  : inversion de population (en nombre d'atome)  $F_{ASE}$  : nombre de photons émis par émission spontanée.

### 1. a. iii Influence du facteur de bruit de l'amplificateur optique.

Le facteur de bruit  $F$  d'un amplificateur permet de quantifier la dégradation du rapport signal à bruit (SNR) après amplification. Il est défini par la relation suivante [87]:

$$F = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}}. \quad (III. 1)$$

Pour un amplificateur optique par exemple, le facteur de bruit permet d'avoir une évaluation du nombre de photons parasites rajoutés par l'amplificateur optique par rapport aux photons du signal amplifié. Le facteur de bruit de l'amplificateur optique dans une BDF est un indicateur assez représentatif de la compétition entre l'amplification du peigne optique et l'émission d'ASE : plus le facteur de bruit est élevé, plus l'amplificateur optique génère de l'ASE par rapport au peigne [12] (cf. Figure III - 3). Le facteur de bruit est plus souvent présenté dans la littérature par  $NF = 10 \log_{10} F$ . Pour un SOA,  $NF$  vaut entre 5 et 12 dB [88, 89, 90] tandis que pour un EDFA, le facteur de bruit vaut entre 3 et 7 dB [90, 91, 92].

Ainsi selon l'amplificateur optique choisi dans la BDF, celle-ci peut être extrêmement efficace dans la génération de peigne optique (pour un amplificateur à faible facteur de bruit en espace libre et avec une dynamique de classe B par exemple), ou bien drastiquement limitée par le seuil laser (pour un amplificateur fibré à fort facteur de bruit et avec une dynamique rapide de porteur par exemple).

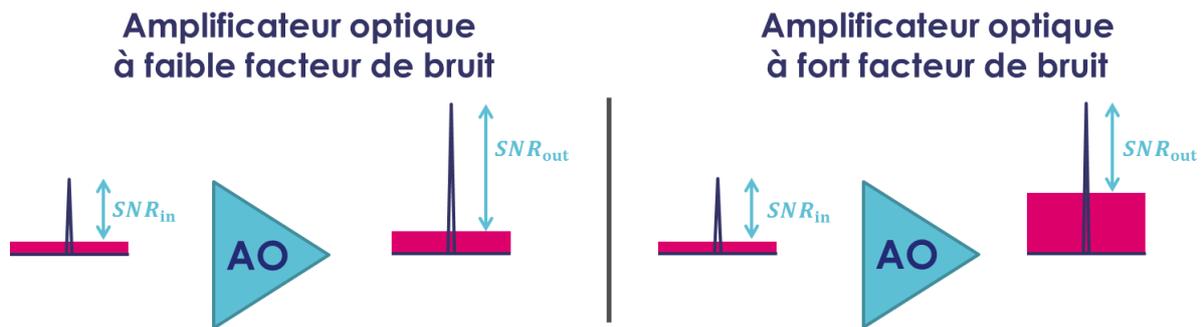


Figure III - 3 Schéma de l'influence du facteur de bruit sur l'amplification d'un signal bruité. Le pic en bleu représente le signal, la bande en rose représente le bruit autour du signal.

## 1. b Compétition entre peigne optique et ASE dans une boucle à décalage de fréquence fibrée à SOA

Pour illustrer plus précisément le lien entre l'effet de compétition peigne/ASE et les performances globales de la BDF en tant que générateur de peigne optique, on s'est intéressé à l'influence du taux de pompage de la boucle sur l'évolution de la largeur du peigne (le nombre de dents) et de la puissance en sortie de BDF. Ces deux grandeurs sont en effet des paramètres clés d'un certain nombre d'applications des BDF [14, 19, 20].

### 1. b. i Boucle à décalage de fréquence fibrée à SOA.

En particulier on a étudié les performances d'une BDF fibrée contenant un SOA. A priori, ce type de boucle présente un certain nombre de désavantages : ce sont des boucles de classe A contenant un amplificateur optique à fort facteur de bruit où l'ASE est guidée par la fibre optique. Cependant, ce type de boucle est aussi la plus intéressante en termes d'intégration.

Les boucles en espace libre sont en effet extrêmement sensibles à l'environnement extérieur (variation de température, vibrations mécaniques) contrairement aux boucles optiques fibrées qui sont de plus très facilement adaptables par rapport aux autres technologies fibrées et beaucoup plus compactes. Les SOA, même s'ils présentent une dynamique de porteur rapide et un facteur de bruit assez élevé, présentent l'avantage d'être pompés électriquement, ce qui est beaucoup plus efficace qu'un pompage optique nécessitant un laser CW de forte puissance (comme les EDFA ou les Ti:Saphir). De plus, si les SOA commerciaux présentent des facteurs de bruit encore assez élevés [90, 93], plusieurs études démontrent la réalisation de SOA avec un facteur de bruit équivalent à un EDFA [88, 94] dans la bande télécom.

### 1. b. ii Compétition entre peigne optique et ASE

La BDF fibrée à SOA étudiée est représentée en Figure III - 4. Elle est fibrée, à 1550 nm, et avec des éléments à maintien de polarisation. Un FOBP accordable (Yenista) permet d'appliquer un filtrage spectral de l'ASE issue du SOA. Il est réglé à 1550 nm avec une bande passante de 20 GHz environ. Un isolateur optique permet d'assurer l'unidirectionnalité de l'oscillation dans la boucle. L'amplificateur optique est un BOA (amplificateur optique à semiconducteur à puit quantique boosté) commercial en bande C. Le décalage en fréquence dans la boucle est assuré par un AOFS piloté par un oscillateur externe à une fréquence  $f_s = 87.881$  MHz. Le laser d'injection est un laser CW (Strobe) à 1550 nm.

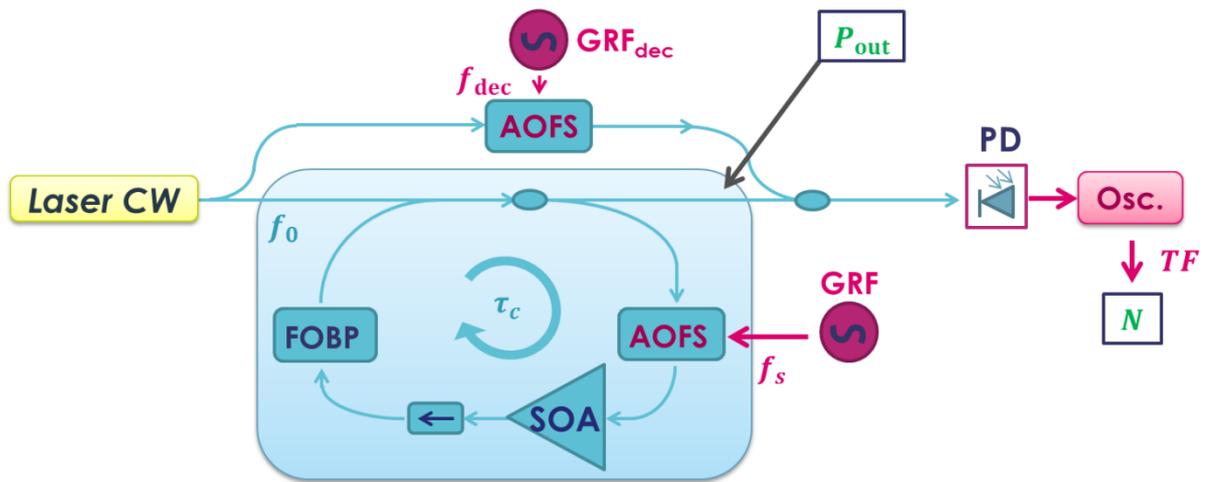


Figure III - 4 Schéma d'une BDF fibrée à SOA. GRF : générateur radiofréquence. AOFS : décaleur de fréquence acousto-optique. FOBP : filtre optique à bande passante. SOA : amplificateur optique à semi-conducteur. PD : photodiode. Osc. : oscilloscope. TF : transformée de Fourier.

Une détection auto-hétérodyne comme présentée au chapitre I (partie 3. a. ii) et au chapitre II (partie 3. c. i) permet d'observer le peigne d'amplitude optique dans le domaine RF, à partir d'une transformée de Fourier du photocourant. Pour séparer le peigne d'amplitude du peigne d'intensité, un AOFS est introduit dans la voie hétérodyne (cf. Figure III - 4) piloté par un oscillateur externe à une fréquence  $f_{dec} = 75$  MHz. La puissance en sortie  $P_{out}$  est mesurée grâce à un puissance-mètre, et le nombre de dents  $N$  est mesuré à partir du peigne d'amplitude (en comptant le nombre de dents au-dessus du plancher de bruit à même bande passante). Le seuil laser  $I_{th}$  est mesuré en notant le courant de biais appliqué au SOA, à partir duquel l'ASE est régénérée (se traduisant par une augmentation du plancher de bruit aux harmoniques de  $1/\tau_c$ ). Ici  $I_{th}$  vaut 140 mA. La Figure III - 5 résume l'évolution de la largeur du peigne optique et de la puissance de sortie en fonction du taux de pompage (défini comme  $I_{biais}/I_{th}$  avec  $I_{biais}$  le courant de polarisation du SOA).

En dessous du seuil laser de la boucle ( $I_{biais} < I_{th}$ ) la largeur du peigne ainsi que la puissance en sortie augmentent avec le taux de pompage. Cette évolution est prédite par le modèle linéaire développé au chapitre I : l'amplitude du peigne est une exponentielle décroissante dont la pente est fixée par le taux de pompage [12]. À partir du seuil, l'ASE commence à prévaloir sur le peigne optique : si la puissance optique continue d'augmenter avec le taux de pompage, la largeur du peigne commence à diminuer et le niveau du plancher de bruit augmente.

La Figure III - 5 illustre l'existence d'un optimum de largeur de peigne optique en sortie de boucle, correspondant au seuil laser. En revanche, pour ce taux de pompage et cette boucle, la puissance en sortie de boucle est très faible ( $\sim 20 \mu W$ ). Si la largeur du peigne peut être suffisante pour certaines applications, la puissance de sortie est insuffisante. Pour la conversion analogique numérique assistée par des signaux d'horloge optiques par exemple la puissance des trains d'impulsions optiques utilisés se situe généralement entre la dizaine et la centaine de mW [54, 44, 95].

En restant en dessous du seuil, plusieurs étapes d'amplification du peigne en sortie de boucle sont nécessaires pour atteindre la puissance requise par les différentes applications, ce qui dégrade invariablement la qualité du train d'impulsions généré. En dépassant le seuil laser, une plus grande puissance optique en sortie est disponible, mais en contrepartie d'un peigne optique moins étendu.

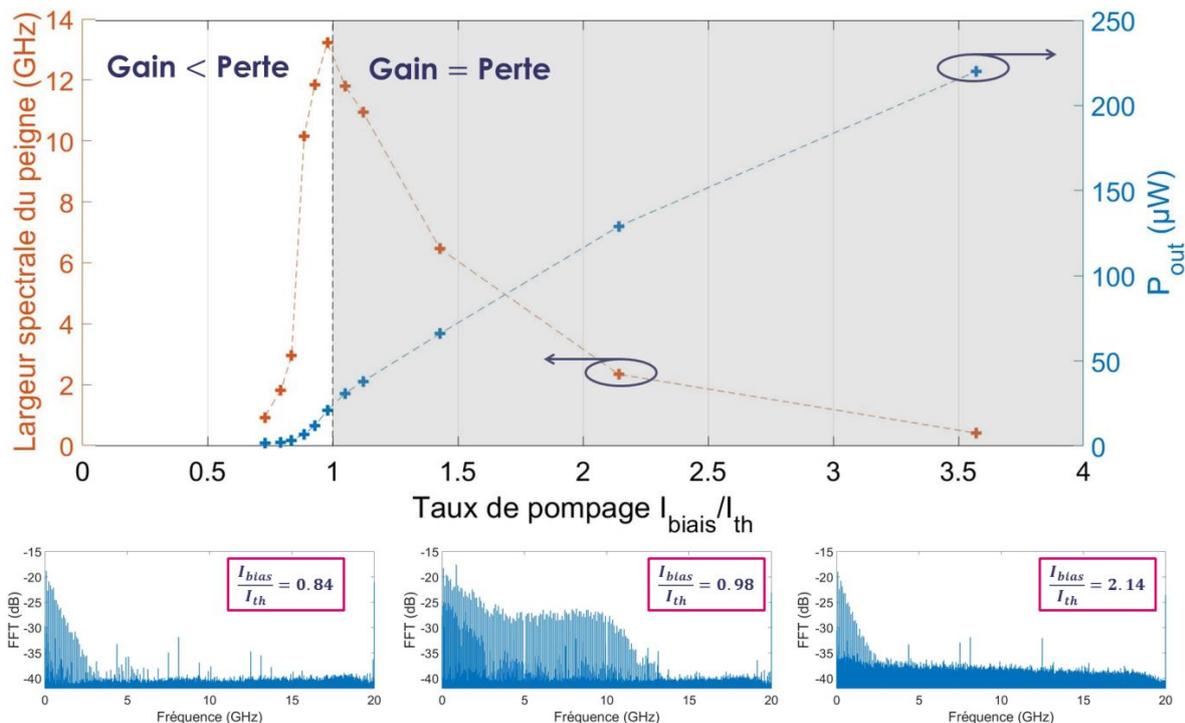


Figure III - 5 En haut : largeur du peigne optique (à gauche) et puissance lumineuse  $P_{out}$  (à droite) en sortie de boucle pour différents taux de pompage  $I_{bias}/I_{th}$ . En bas : amplitude du peigne optique en sortie de boucle mesurée par transformée de Fourier du photocourant (mesure hétérodyne) pour plusieurs valeurs  $I_{bias}/I_{th}$  (de gauche à droite : 0.84, 0.98 et 2.14).

La valeur de la puissance en sortie de boucle au seuil laser varie beaucoup d'une configuration à une autre. Aussi, pour plusieurs types de BDF, le seuil laser n'est pas une limitation essentielle, et le régime de génération du peigne optique est dominant sur une large gamme de taux de pompage. Un peigne de fréquence de 150 GHz de large avec une puissance de sortie de 100 mW a ainsi été obtenu à partir d'un amplificateur à colorant en espace libre [20]. Pour les raisons évoquées dans la section précédente nous avons tout de même cherché à améliorer les performances des BDF fibrées à SOA pour la génération de trains d'impulsions à haute cadence de répétition en élaborant une architecture régénérative.

### 1. c Architecture de laser à effet Talbot régénératif

Le bas niveau de seuil laser des BDF fibrées à SOA s'explique en partie par le fait que la boucle filtre très peu l'ASE de l'amplificateur optique. Même en ajoutant un filtre optique passe bande, ces boucles sont moins efficaces pour la génération de peignes optiques large bande. Afin d'améliorer le filtrage de l'ASE et ainsi d'améliorer les performances (largeur de peigne, puissance optique en sortie et bruit de phase), nous présentons une architecture régénérative de BDF inspirée des oscillateurs optoélectroniques couplés.

#### 1. c. i Filtrage fréquentiel dans un oscillateur optoélectronique couplé et dans une boucle à décalage de fréquence

Un oscillateur optoélectronique couplé (COEO pour *coupled opto electronic oscillator* en anglais) [96] est un oscillateur possédant deux boucles couplées : une boucle optique, et une boucle optique/hyperfréquence. La Figure III - 6 représente un schéma de la forme usuelle de COEO.

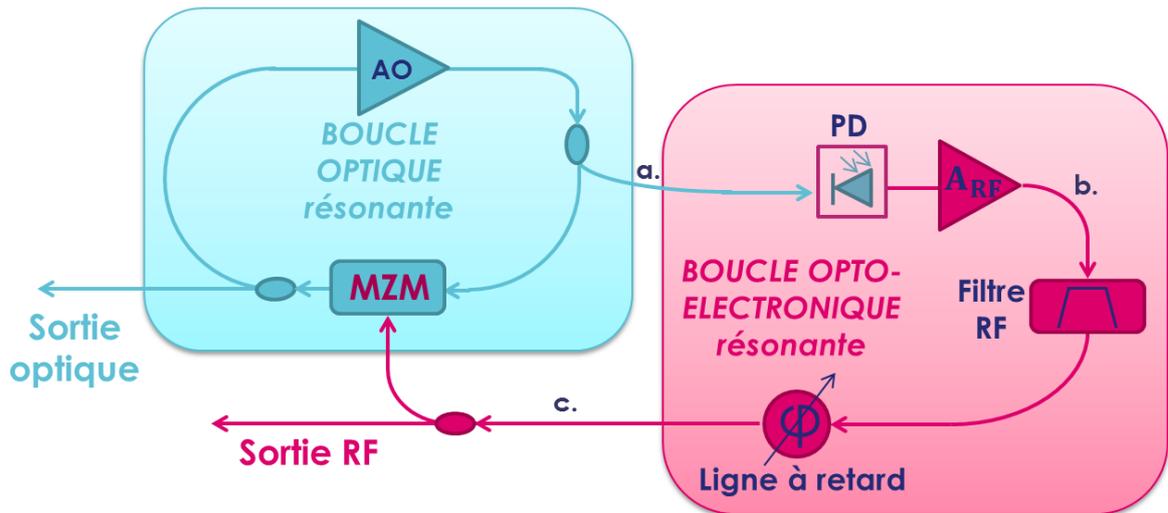


Figure III - 6 Schéma de l'architecture de base d'un COEO. AO : amplificateur optique. MZM : modulateur de Mach-Zehnder PD : photodiode.  $A_{RF}$  : amplificateur hyperfréquence. Les points (a), (b) et (c) correspondent à des positions caractéristiques dans le COEO.

Le principe de fonctionnement schématisé en Figure III - 7 est le suivant. La cavité optique présente une structure de modes similaire à un laser conventionnel. Pour une cavité en anneau, l'intervalle spectral libre ISL est relié à la longueur de la cavité  $L_{opt}$  par :

$$ISL = \frac{c}{nL_{opt}}, \quad (III. 2)$$

avec  $n$  l'indice de réfraction du milieu de propagation et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide. On suppose dans un premier temps que la cavité laser (au-dessus du seuil) est capable d'osciller sur tous les modes optiques de la cavité (dans la limite de la bande de gain de l'amplificateur optique). Une fraction du champ de la boucle optique est extraite, et est envoyée sur la photodiode. Il en résulte en sortie des battements pour toutes les harmoniques de l'ISL. La boucle optoélectronique est aussi résonante : les fréquences de résonance de la boucle optoélectroniques sont espacés de  $\delta\nu_{RF}$  avec

$$\delta\nu_{RF} = \frac{c}{nL_{RF}}. \quad (III. 3)$$

Seuls les modes sélectionnés par effet Vernier entre les deux fréquences peuvent ainsi osciller dans la cavité optoélectronique. Un filtre RF sélectionne une seule harmonique à la fréquence  $f_{rep}$  parmi tous ces modes. La sinusoïde à  $f_{rep}$  est réinjectée dans la boucle optique par un modulateur de Mach Zehnder (MZM). Le MZM permet de moduler les pertes dans la cavité à la fréquence  $f_{rep}$ , verrouillant ainsi en phase les modes de la cavité espacés de  $f_{rep}$  ( $f_{rep}$  étant un multiple de l'ISL, les COEOs représentent l'équivalent des lasers à verrouillage de modes actif et harmonique sans référence externe). Grâce à la résonance des deux boucles, le système auto-entretient une oscillation à la fréquence  $f_{rep}$ .

Sans réinjection de la fréquence RF, la cavité optique pourrait osciller sur n'importe quel mode. La sélection et le filtrage d'une fréquence dans le domaine RF permet cependant de moduler très facilement le gain fréquentiel des cavités et ainsi d'auto-entretenir une oscillation à une certaine fréquence. Le gros avantage des COEO est que l'étape de filtrage fréquentiel intervient dans le domaine RF, ce qui est beaucoup plus facile à mettre en place (à travers des amplificateurs RF ou des filtres RF de bande passante très précise) que dans le domaine optique.

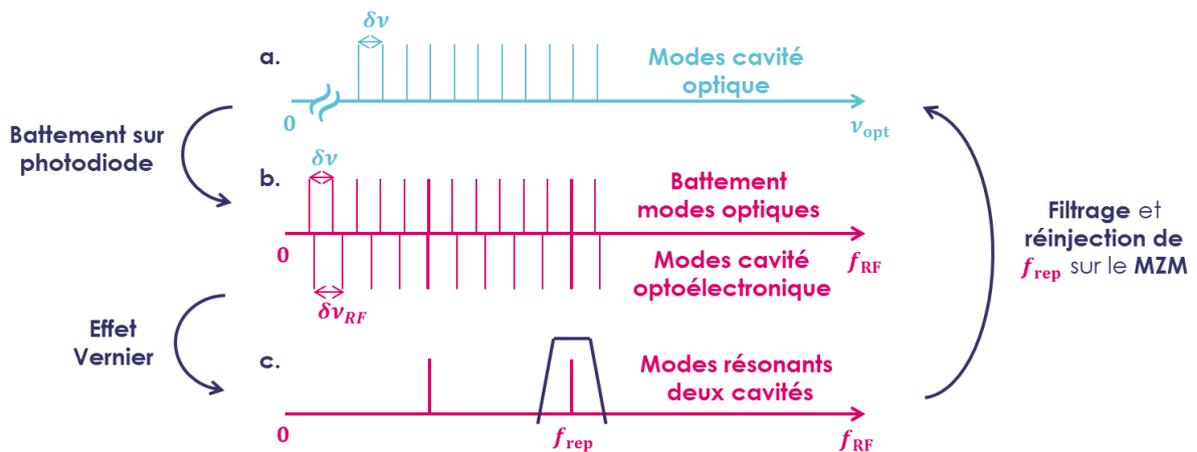


Figure III - 7 Schéma de fonctionnement du COEO. a. : modes optiques pouvant osciller en sortie de cavité optique. b. : battement des modes optiques après la photodiode, et modes de la cavité optoélectronique. c. : modes pouvant osciller par effet Vernier dans le COEO, et filtrage d'une fréquence particulière. Les lettres représentent les endroits caractéristiques du COEO (cf. Figure III - 6).

Le comportement des BDF au-delà du seuil laser de la boucle est similaire aux COEOs sans réinjection RF : de l'ASE recircule dans la boucle, ce qui génère dans le domaine RF du bruit aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la boucle. À la différence des COEOs, le battement à certaines harmoniques de l'intervalle spectral libre est favorisé par l'effet Talbot (cf. Figure III - 8).

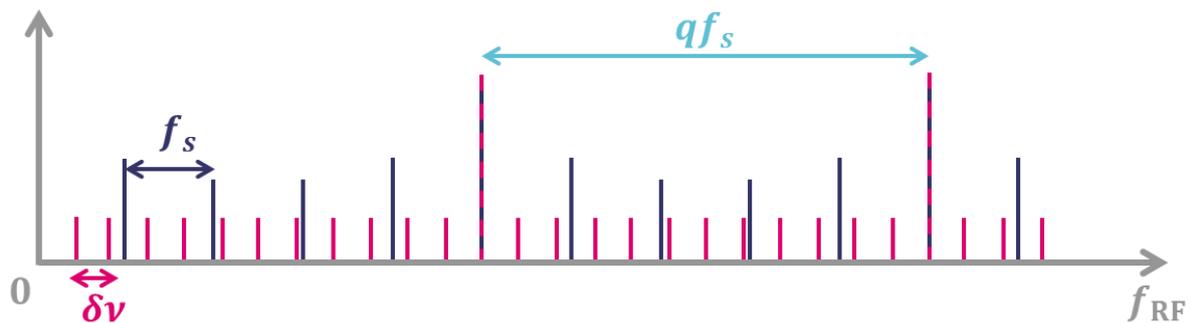


Figure III - 8 Schéma de spectre RF du train d'impulsions détecté pour une boucle à décalage de fréquence au-dessus du seuil laser. En rose : le peigne aux harmoniques de  $\delta\nu$  dû à l'ASE, en bleu foncé : le peigne de fréquence issu du décalage successif du laser CW par la boucle. Les fréquences sélectionnées par effet Talbot suivent la loi :  $qf_s = p\text{ISL}$ .

L'inconvénient est que cet effet est amoindri au fur et à mesure qu'on augmente le pompage du milieu à gain. Pour accroître la sélectivité fréquentielle apportée par l'effet Talbot dans les BDF fibrées à SOA, on ajoute une étape de filtrage fréquentiel avec une boucle régénérative, de manière similaire à un COEO.

### 1. c. ii Réinjection de fréquence RF dans une boucle optique

À partir d'une BDF fibrée à SOA classique, on rajoute une boucle régénérative pour accroître la sélectivité fréquentielle et ainsi filtrer l'ASE parasite aux fréquences non désirées. Plusieurs méthodes sont possibles pour réinjecter une fréquence RF dans une boucle optique. En particulier en s'inspirant des COEOs, cette modulation peut se faire :

- par modulation directe du milieu à gain [96, 97]. Cette méthode a l'avantage d'éviter l'ajout d'un élément qui apporte des pertes passives dans la cavité optique,

- par modulation externe des pertes de la cavité [98, 99, 100].

Cette dernière méthode est la plus largement utilisée, en réinjectant la fréquence RF sur un modulateur électro-optique intra cavité (cf. Figure III - 6). La modulation directe du milieu à gain est en effet limitée en bande passante par le temps de vie de porteur. L'effet de modulation de la porteuse optique peut ainsi être observé pour une bande passante allant jusqu'au GHz, voire une dizaine de GHz (en optimisant soigneusement le milieu à gain) [101, 102]. Les modulateurs électro-optiques (même commerciaux) peuvent en revanche fonctionner jusqu'à une centaine de GHz [103]. Pour la génération de signaux à haute fréquence à partir de BDF, on privilégie ainsi une réinjection par modulation externe des pertes de la cavité.

### 1. c. iii Architecture expérimentale de laser à effet Talbot régénératif

L'architecture de laser à effet Talbot régénératif proposée, est présentée en Figure III - 9. L'appellation de laser à effet Talbot régénératif fait en particulier référence à une utilisation au-dessus du seuil laser de la boucle (en exploitant l'effet laser de la boucle) pour la génération de trains d'impulsions par effet Talbot (pour profiter de l'effet de filtrage apporté par la boucle régénérative).

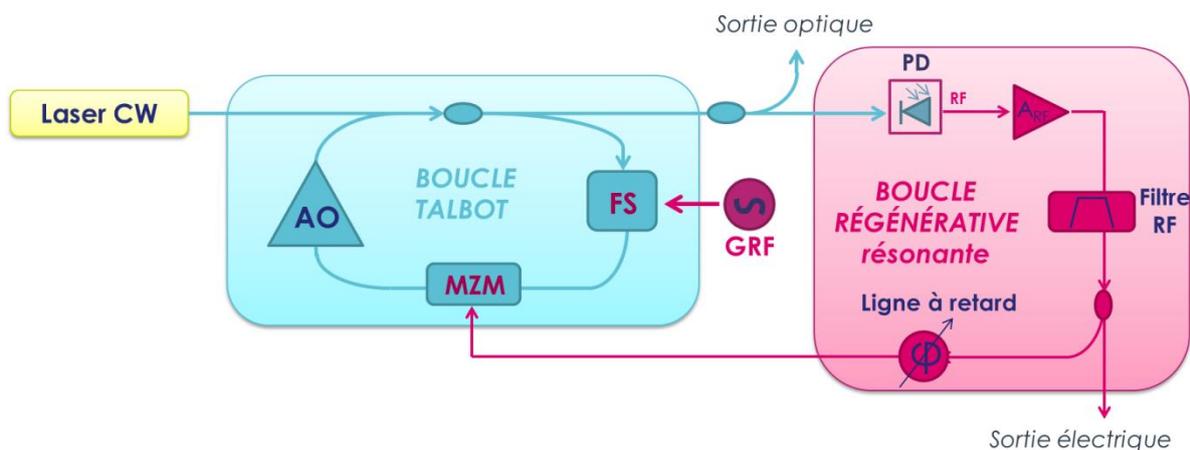


Figure III - 9 Schéma de l'architecture d'un laser à effet Talbot régénératif. GRF : générateur RF externe. AO : amplificateur optique. FS : décaleur de fréquence. PD : photodiode.  $A_{RF}$  : amplificateur RF.

Le laser à effet Talbot régénératif repose ainsi sur 3 éléments :

- le laser d'injection,
- la BDF (aussi nommée par la suite boucle Talbot),
- la boucle régénérative optoélectronique.

Le fonctionnement du laser à effet Talbot régénératif est le suivant : le laser d'injection (laser CW) vient injecter la BDF, ce qui permet de générer un peigne de fréquence en sortie de boucle optique. Le champ électrique en sortie est un train d'impulsions de fréquence de répétition réglée par effet Talbot en changeant la fréquence de répétition du signal appliqué au décaleur de fréquence (cf. section I. c. iii du chapitre I). Le train d'impulsions optiques est ensuite détecté par la photodiode et transformé en train d'impulsions RF.

Le train d'impulsions RF est alors amplifié et filtré pour ne garder que la composante fondamentale à  $qf_s$ . Une fois filtrée, cette composante fondamentale passe par une ligne à retard RF et est réinjectée par le MZM dans la boucle optique. Le MZM vient moduler les pertes dans la boucle à la fréquence  $qf_s$  pour accroître la sélectivité de l'effet Talbot. La ligne à retard RF permet d'accorder la résonance entre les deux boucles, c'est-à-dire synchroniser le train d'impulsions optiques avec le signal de modulation.

## 2 Performances du laser à effet Talbot régénératif

Dans cette partie, nous présentons les performances d'une architecture de laser à effet Talbot régénératif présentée dans la section précédente. Dans un premier temps, nous caractérisons les signaux en sortie de laser à effet Talbot régénératif, et nous comparons le fonctionnement de la boucle en dessous et au-dessus du seuil. Ensuite, nous vérifions que la propriété d'accordabilité de la cadence de répétition du train d'impulsions est conservée au-delà du seuil laser de la boucle. Enfin, nous étudions l'évolution de la gigue temporelle du train d'impulsions avec sa cadence de répétition.

### 2. a Performances électriques et optiques du laser à effet Talbot régénératif

Le laser à effet Talbot régénératif possède une sortie optique (qui délivre un train d'impulsions optiques en sortie de boucle) et une sortie électrique (qui délivre un train d'impulsions RF). Pour caractériser l'effet de la boucle régénérative sur la boucle Talbot, nous avons dans un premier temps comparé les spectres électrique et optique des trains d'impulsions avec, et sans boucle régénérative en dessous et au-dessus du seuil laser de la boucle.

#### 2. a. i Réalisation de laser à effet Talbot régénératif

Le laser à effet Talbot régénératif réalisé est schématisé en Figure III - 9. Le laser d'injection est composé d'un laser CW (Adjustik E15 Koheras) à 1560 nm, avec une faible largeur de raie et une grande stabilité à long terme. Un doubleur de fréquence fibré génère ensuite la lumière injectée dans la boucle à 780 nm par génération de seconde harmonique dans un cristal non-linéaire. Un isolateur est introduit pour éviter la réinjection dans le cristal.

La BDF est composée d'éléments fibrés à 780 nm à maintien de polarisation. Cette longueur d'onde a été choisie en partie pour les applications d'échantillonnage assisté optiquement, car les échantillonneurs bloqueurs usuellement utilisés (matériaux en GaAs [44]) sont plus efficaces à cette longueur d'onde. On note au passage que les contraintes sur la longueur d'onde et l'utilisation d'une boucle fibré imposent l'utilisation d'un SOA (ce qui justifie notre étude).

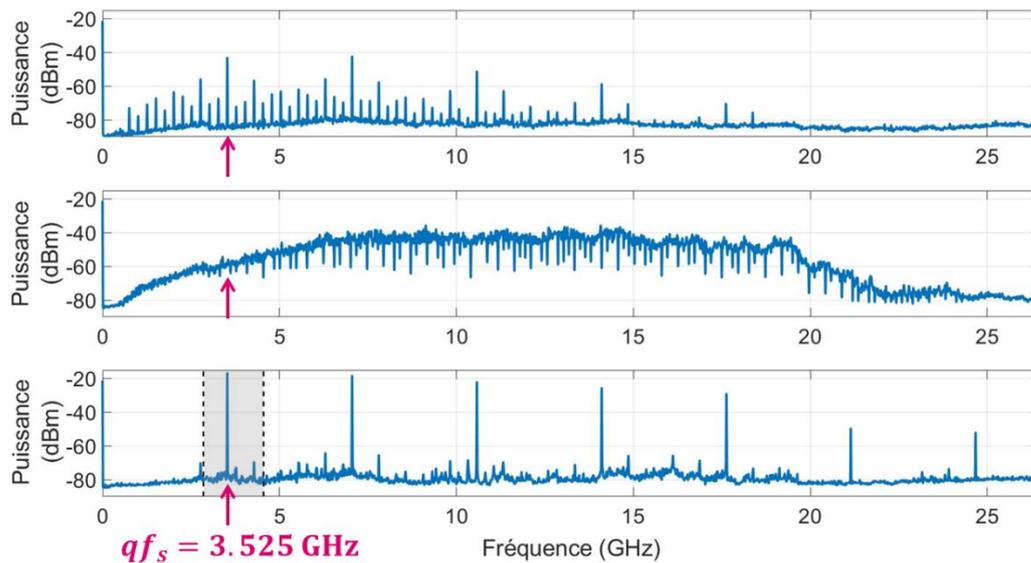
La BDF est injectée par le laser d'injection via un filtre de Bragg, qui sert de filtre passe bande optique pour éliminer une partie de l'ASE émise par l'amplificateur optique. Le filtre de Bragg est centré à 780.05 nm avec une bande passante de 0.3 nm (soit environ 150 GHz). L'amplificateur optique comme précisé précédemment est un SOA (Innolume) qui fournit jusqu'à 28 dB de gain petit signal  $G_0$  dans une bande passante de 20 nm autour de 780 nm. Le décalage en fréquence intra-boucle est assuré par un AOFS (AA Optoelectronic). La fréquence de décalage est réglée par un générateur RF externe, dans une bande passante de 87 MHz autour de 255 MHz (fréquence nominale d'utilisation de l'AOFS). Le modulateur qui relie la boucle optoelectronique à la boucle optique est un MZM

(Eospace). Un circulateur permet d'assurer l'unidirectionnalité de la boucle. Enfin, un coupleur 90/10 permet d'extraire une fraction du champ intra-boucle. La BDF mesure environ 15 m de long ( $\tau_c = 76.9$  ns) avec environ 15 dB de pertes passives au maximum de transmission du MZM. Une partie du train d'impulsions en sortie de boucle optique est injectée dans la boucle régénérative RF par un coupleur 75/25.

Dans la boucle régénérative RF, le train d'impulsions optiques est détecté par une photodiode rapide (EOT) de 12 GHz de bande passante. L'amplificateur RF possède 24 dB de gain dans la bande [0.7 – 18] GHz, et le filtre RF est composé d'une combinaison de différents filtre passe-haut et passe-bas pour ajuster la fréquence centrale et la bande passante du filtre total.

### 2. a. ii Spectre électrique en sortie de laser à effet Talbot régénératif

Nous étudions les performances électriques à une cadence de répétition fixée. En réglant  $f_s = 251.769$  MHz et avec  $\tau_c = 76.9$  ns, la cadence de répétition du train d'impulsions en sortie vaut  $qf_s = 3.525$  GHz par effet Talbot ( $q = 14, p = 271$ ). Le filtre RF dans la boucle régénérative est centré autour de 3.7 GHz avec une bande passante à 3 dB de 1.7 GHz. Les spectres électriques du train d'impulsions sont obtenus grâce à un analyseur de spectre électrique (26.5 GHz de bande passante) à partir de la sortie électrique du laser à effet Talbot régénératif (cf. Figure III - 9). On a tout d'abord enregistré le spectre électrique pour la BDF au seuil laser de la boucle sans boucle régénérative. Le taux de pompage de l'amplificateur optique a ensuite été poussé largement au-dessus du seuil laser, et le spectre électrique du train d'impulsions a été enregistré avec, et sans réinjection RF. La Figure III - 10 représente les différents spectres.



**Figure III - 10 Spectre RF du train d'impulsions photodétecté à l'ESA (bande passante de résolution 30 kHz) pour plusieurs configurations : BDF sans réinjection RF respectivement au seuil de transparence de la boucle (en haut) et largement au-dessus du seuil de transparence de la boucle (au milieu :  $G_0 \sim 28$  dB). En bas : BDF avec réinjection RF largement au-dessus du seuil de transparence de la boucle ( $G_0 \sim 28$  dB). La région grisée correspond à la bande passante du filtre RF.**

Au seuil laser de la boucle, sans boucle régénérative RF (cf. Figure III - 10 en haut), la sélectivité de la fréquence générée par effet Talbot est assez faible ( $\sim 12$  dB de réjection par rapport aux fréquences résiduelles aux harmoniques de  $f_s$ ). La boucle étant au seuil laser, la largeur du peigne optique est

maximale (cf. section I. b. 2). La faible réjection vient ainsi du fait que le nombre maximal de dents pour cette boucle n'est pas largement supérieur au facteur de multiplication (correspondant au cas  $q \sim N$  décrit dans la section 4. a. ii du chapitre II). De plus, la puissance en sortie est limitée à 29  $\mu$ W.

Bien au-delà du seuil laser ( $G_0 \sim 28$  dB), mais toujours sans réinjection RF (cf. Figure III - 10 au milieu), l'ASE du SOA domine complètement le peigne optique issu du laser d'injection, à tel point que l'effet Talbot n'est plus visible. On retrouve au passage le comportement quasi passe-haut des SOA évoqué dans la section 3. b. ii du chapitre I, dû aux oscillations cohérentes de porteurs [37]. La puissance de sortie est en revanche largement augmentée (1.5 mW).

Dans les mêmes conditions mais avec la réinjection RF sur le MZM, la génération de la fréquence  $qf_s$  est auto-entretenu dans le laser à effet Talbot régénératif (cf. Figure III - 10 en bas). L'accord de résonance entre les deux boucles augmente largement la puissance spectrale du peigne à la fréquence  $qf_s$  et à ses harmoniques (cf. Table III 1). La baisse de puissance des harmoniques de  $qf_s$  s'explique aussi en partie par la bande passante assez limitée de la photodiode (12 GHz).

**Table III 1 Puissance des harmoniques de la fréquence de répétition du train d'impulsions au seuil laser sans réinjection RF et largement au-dessus du seuil laser avec réinjection RF (cf. Figure III - 10).**

Harmonique	Fondamental (3.525 GHz)	2	3	4	5	6	7
Sans réinjection RF, au seuil laser (dBm)	- 43.1	-42.3	-51.2	-58.7	-70.4	X	X
Avec réinjection RF, >> seuil laser (dBm)	-16.7	-18.3	-22.1	-25.7	-29.1	-49.7	-52.0

On note, en plus d'une augmentation de la puissance des harmoniques de  $qf_s$  une diminution du plancher de bruit et des pics résiduels aux harmoniques de  $f_s$ . Grâce à ce double effet, la réjection de la fréquence générée augmente amplement ( $> 50$  dB de réjection). Enfin la puissance optique en sortie de boucle reste élevée (1.5 mW). La boucle régénérative permet ainsi de redistribuer spectralement la puissance des fréquences parasites dans les harmoniques du train d'impulsions. On retrouve un régime de forte réjection correspondant au cas  $q \ll N$  décrit dans la section 4. a. ii du chapitre II.

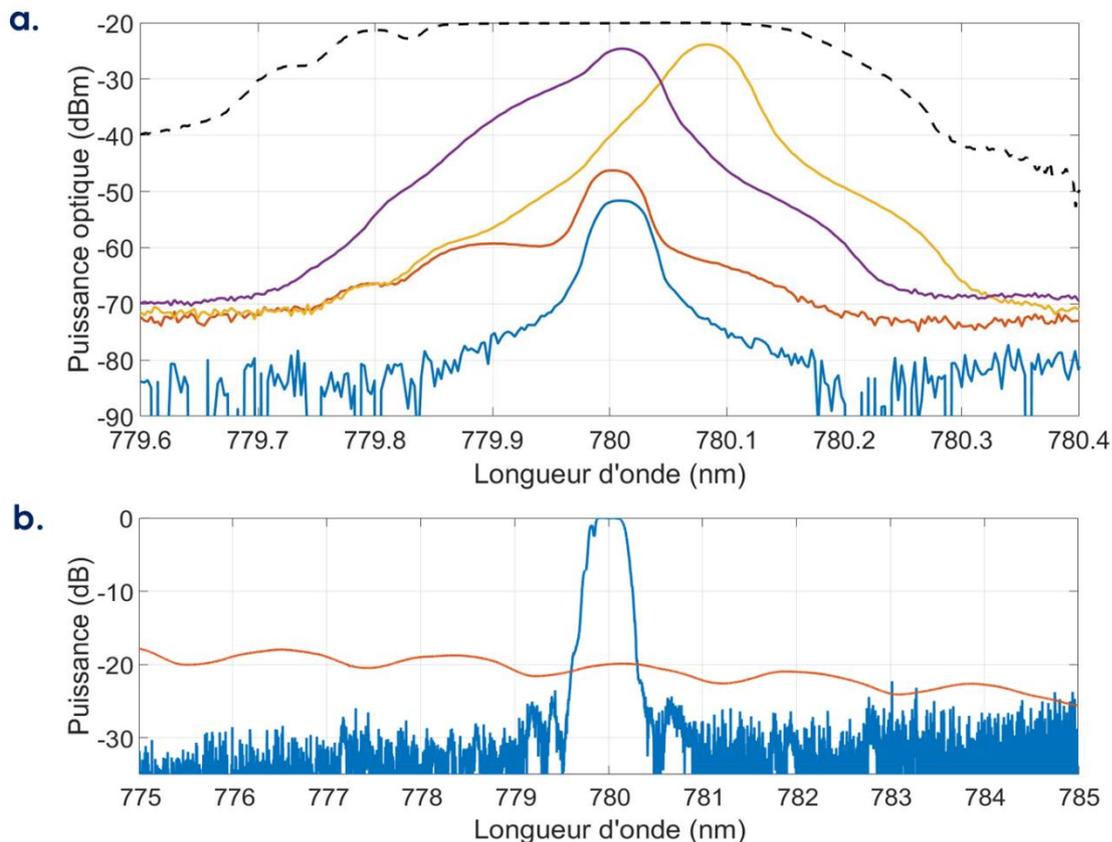
### 2. a. iii Spectre optique en sortie de laser à effet Talbot régénératif

Pour vérifier l'opération simultanée de la BDF et de la boucle régénérative, le spectre optique du train d'impulsions a été tout d'abord caractérisé grâce à un analyseur de spectre optique (OSA) sur la sortie optique du laser à effet Talbot régénératif (cf. Figure III - 9). Le spectre optique ayant été mesuré en même temps que les mesures électriques précédentes, les différentes configurations et points de fonctionnement sont identiques. Par rapport aux mesures précédentes, on a aussi mesuré le spectre optique du laser d'injection. La Figure III - 11 représente ainsi les différents spectres optique en sortie de boucle au seuil laser et largement au-dessus du seuil laser, avec et sans réinjection RF, ainsi que le spectre du laser d'injection.

Par rapport au spectre du laser d'injection (en bleu, Figure III - 11.a), le spectre en sortie de BDF au seuil laser sans réinjection RF (en rouge, Figure III - 11.a) est légèrement élargi vers les hautes

fréquences (basses longueurs d'ondes) à cause des décalages positifs successifs de l'AOFS intra-boucle. La largeur spectrale est dans ce cas limitée par le seuil laser de la boucle.

Largement au-delà du seuil et sans réinjection RF (en jaune, Figure III - 11.a), le spectre optique est élargi et décalé vers les basses fréquences. L'élargissement vient de l'ASE du SOA qui est générée sur toute la bande passante du filtre de Bragg. Le décalage vers les basses fréquences en revanche est contre-intuitif, car l'AOFS décale toujours l'onde optique dans la boucle vers les hautes fréquences. Dans un laser sans mode, on observe normalement un décalage du spectre optique vers la fréquence de décalage de l'AOFS [4, 104]. Le décalage vers les basses fréquences pourrait être dû à des inhomogénéités dans le gain de la boucle en fonction de la longueur d'onde, ou à des effets non-linéaires (effets notamment visibles dans l'étude du régime transitoire des BDF proche du seuil, cf. section 3. c du chapitre I). Si les pertes des composants (AOFS, MZM) intra-boucle varient très peu avec la longueur d'onde à l'échelle de la bande passante du filtre de Bragg, la puissance d'émission spontanée du SOA varie légèrement en fonction de la longueur d'onde à cause du traitement des facettes du SOA (cf. Figure III - 11.b). L'émission spontanée en sortie de boucle est ainsi maximale vers les basses fréquences.



**Figure III - 11 (a) Spectre optique du laser d'injection à l'OSA (en bleu). Spectre optique en sortie de BDF sans réinjection RF respectivement au seuil de transparence de la boucle (en rouge) et largement au-dessus du seuil de transparence de la boucle (en jaune). En violet : BDF avec réinjection RF largement au-dessus du seuil de transparence de la boucle. Le profil de réflexion du filtre de Bragg est donné à titre indicatif en noir. (b) Spectre optique d'émission d'ASE par le SOA (en rouge, échelle relative) et profil indicatif du filtre de Bragg (en bleu).**

Toujours largement au-delà du seuil, mais avec la réinjection RF (en violet, Figure III - 11.a), le spectre optique s'élargit vers les hautes fréquences, à cause des décalages positifs successifs de l'AOFS, de

manière analogue à la BDF au seuil laser. La puissance en sortie de boucle ainsi que l'élargissement du spectre optique sont bien plus élevés, car le taux de pompage du gain dans la boucle est beaucoup plus important. La Figure III - 11.a donne ainsi une première indication du fonctionnement conjoint de la BDF et de la boucle régénérative, qui accroît la largeur spectrale et augmente la puissance en sortie de boucle.

La résolution de l'OSA ( $\sim 25$  GHz) étant trop large pour distinguer les dents du peigne, nous avons effectué une mesure auto-hétérodyne du train d'impulsions en sortie de boucle pour observer le peigne optique en sortie de boucle dans le domaine RF. Le schéma de la détection auto-hétérodyne est présenté en Figure III - 12. Une partie de la sortie optique interfère avec le laser d'injection pour pouvoir détecter le spectre optique dans le domaine RF.

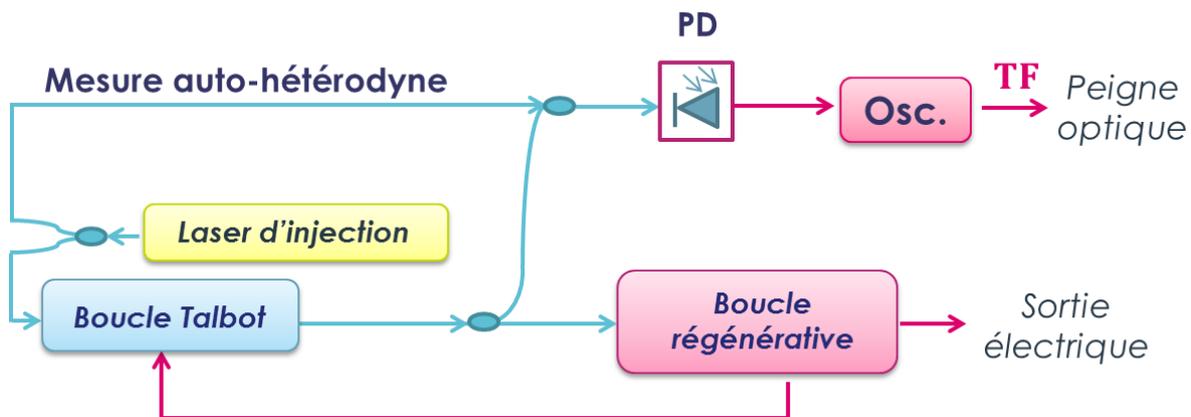


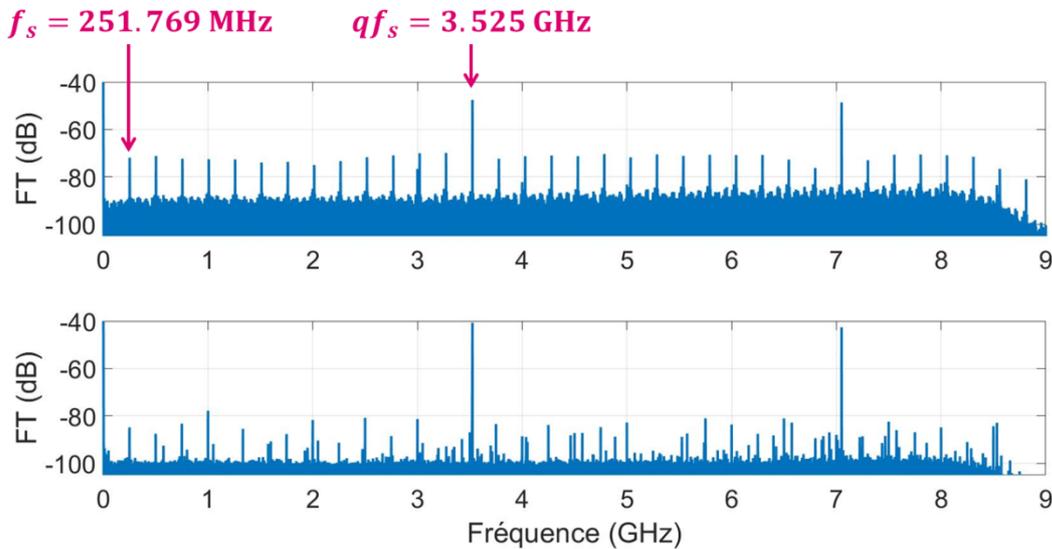
Figure III - 12 Schéma de la détection auto-hétérodyne du spectre optique en sortie de laser à effet Talbot régénératif. PD : photodiode. TF : transformée de Fourier.

Pour vérifier que le laser à effet Talbot régénératif fonctionne comme une BDF au-delà du seuil laser (et que la structure de peigne de fréquence est conservée), on a comparé le peigne optique en sortie de boucle avec et sans injection optique de la BDF. Avec la même condition de Talbot que la section précédente ( $qf_s = 3.525$  GHz), la Figure III - 13 présente le spectre optique en sortie de laser à effet Talbot régénératif (au-dessus du seuil), détecté avec la mesure auto-hétérodyne.

En présence d'injection optique (Figure III - 13 en haut), le spectre optique comporte deux contributions majoritaires : un peigne d'espacement 251.769 MHz, qui correspond au battement entre le peigne émis par la BDF et le laser d'injection, et un second peigne avec un espacement de 3.525 GHz qui correspond au battement du laser à effet Talbot régénératif avec lui-même (comme on voit en Figure III - 10 en bas). La prédominance du peigne d'intensité RF vient de la faible puissance dans la voie du laser d'injection (la puissance en sortie de cristal doubleur est limitée à 2.4 mW). On constate une superposition entre la 14<sup>ème</sup> dent du peigne d'amplitude et de la première dent du peigne d'intensité. Cela est caractéristique de l'effet Talbot fractionnaire avec  $q = 14$ .

En coupant l'injection optique de la BDF (Figure III - 13 en bas), le premier peigne d'espacement 251.769 MHz disparaît. De manière assez intéressante, le deuxième peigne d'espacement 3.525 GHz est conservé, montrant que l'oscillation à  $qf_s$  est autoentretenu une fois celle-ci amorcée grâce à la boucle régénérative. En revanche la structure du champ est beaucoup plus

chaotique, et varie en fonction du temps. On remarque de plus que la puissance dans le deuxième peigne augmente et que le plancher diminue.



**Figure III - 13 Spectre optique en sortie de boucle, détecté par mesure auto-hétérodyne (transformée de Fourier du photocourant en sortie de photodiode) dans le cas d'un laser à effet Talbot régénératif avec injection optique (en haut) et sans injection optique (en bas) de la BDF.**

Les propriétés électriques et optiques du champ en sortie de boucle à effet Talbot montrent ainsi que la boucle régénérative permet d'accroître l'effet de sélectivité de fréquence basée sur l'effet Talbot au-delà du seuil laser de la boucle, tout en conservant une structure de peigne optique.

## 2. b Accordabilité de la cadence de répétition du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif

Les BDF peuvent générer des trains d'impulsions avec des cadences de répétition accordables sur une large gamme de fréquence, grâce au contrôle de la relation de phase entre les dents du peigne. Cette propriété est très importante pour pouvoir reprogrammer la BDF. Nous avons ainsi vérifié que l'accordabilité de la cadence de répétition du train d'impulsions était conservée au-delà du seuil laser en changeant la condition de Talbot.

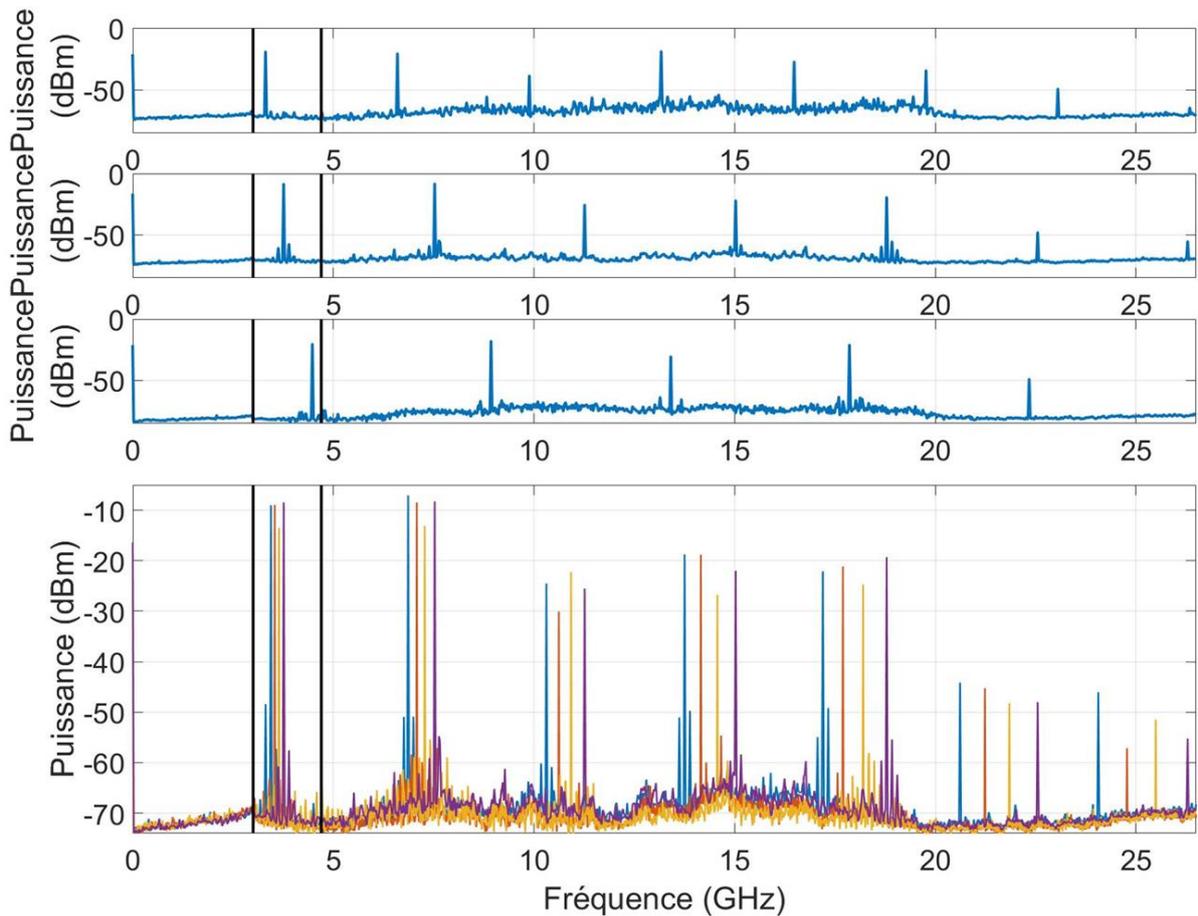
La condition de Talbot est réglée en modifiant la fréquence appliquée à l'AOFS en dessous du seuil laser de la boucle, sans boucle régénérative. Le gain du SOA est ensuite augmenté en mettant en place la boucle régénérative, et la condition de résonance entre les deux boucles est ajustée en réglant la tension de biais du MZM et la ligne à retard RF. En effet le régime auto-entretenu du laser à effet Talbot régénératif au-delà du seuil gêne le changement de fréquence par effet Talbot. Les différentes fréquences ainsi que les cadences de répétitions et les conditions de Talbot ( $p, q$ ) sont résumées dans la Table III 2. La Figure III - 14 montre les différents spectres électriques (obtenus à l'ESA) pour les conditions de Talbot de la Table III 2.

Le laser à effet Talbot régénératif permet ainsi de générer des trains d'impulsions de cadence de répétition accordable entre 3.29 GHz à 4.47 GHz en changeant principalement la condition de Talbot  $q$  (cf. Figure III - 14 haut). L'accordabilité de la cadence de répétition dans ce cas est limitée

par la bande passante du filtre RF (pour rappel la bande passante de 3 dB du filtre est réglée à 1.7 GHz autour de 3.7 GHz).

**Table III 2** Cadence de répétition et conditions de Talbot respectives. Accordabilité large (en haut) et accordabilité fine (en bas).

Fréquence appliquée à l'AOFS $f_s$ (MHz)	facteur $p$	Facteur multiplicatif $q$	Cadence de répétition $qf_s$ (GHz)
253.29	253	13	<b>3.29</b>
250.46	289	15	<b>3.76</b>
262.80	343	17	<b>4.47</b>
264.43	264	13	<b>3.44</b>
252.80	272	14	<b>3.54</b>
260.02	279	14	<b>3.64</b>
250.46	289	15	<b>3.76</b>



**Figure III - 14** Spectre RF du train d'impulsions détecté à l'ESA pour plusieurs conditions de Talbot (cf. Table III 2). Accordabilité large (en haut), et accordabilité fine (en bleu, rouge, jaune, et violet, code couleur donné par Table III 2). La bande passante du filtre RF est donnée à titre indicatif en noir.

Le rôle du filtre RF est primordial dans la boucle régénérative car il permet de sélectionner une fréquence à renvoyer sur le MZM. La largeur spectrale du filtre  $\Delta f$  est limitée de manière à sélectionner uniquement la fréquence fondamentale du peigne à  $qf_s$  (cf. équation (III. 4)):

$$\Delta f < 2qf_s. \quad (\text{III. 4})$$

Le taux de répétition peut de plus être accordé finement (cf. Figure III - 14 bas), en changeant principalement la condition  $p$  pour un même facteur  $q$ . La cadence de répétition peut ainsi être modifiée par pas d'intervalle spectral libre (c'est-à-dire  $1/\tau_c$ ), à condition de trouver une condition de Talbot  $f_s \tau_c = p/q$ .

Dans les deux cas (accordabilité large et fine), les spectres électriques montrent des performances similaires pour les différentes fréquences : une très bonne sélectivité de la cadence de répétition par rapport au plancher de bruit ( $> 50 \text{ dB}$ ) et une grande plage d'accordabilité, qui se traduit par un peigne RF large et d'amplitude relativement constante (on rappelle que la photodiode ayant une bande passante de 12 GHz limite la détection du peigne au-delà).

Les différents spectres électriques présentent en revanche plusieurs pics parasites (par exemple en Figure III - 14 bas) qui correspondent à l'ASE aux harmoniques de  $f_s$  ou  $\tau_c$  qui sont mal filtrés par les deux boucles. Dans le laser à effet Talbot régénératif, le mode d'oscillation de la double boucle prédominant dans la bande passante du peigne réinjecté dépend en grande partie de la compétition entre le mode sélectionné par effet Talbot à  $qf_s$  et les modes optoélectroniques naturellement présents aux harmoniques de  $1/\tau_c$  (cf. Figure III - 8). Cet effet de compétition est influencé par de nombreux paramètres (saturation du gain, accord de résonance des boucles, tension de biais du MZM, largeur du filtre RF,...). Une optimisation fine des différents paramètres permet de réduire drastiquement le bruit de ces pics parasites. Dans les résultats présentés dans la Figure III - 14, cette optimisation était effectuée manuellement, ce qui peut aboutir à de légères fluctuations de l'amplitude de ces pics parasites d'une condition de Talbot à l'autre.

Une étude plus complète de l'influence des différents paramètres sur l'amélioration du rapport signal à bruit, couplée à des méthodes permettant de converger vers des paramètres optimaux avec des boucles d'asservissement, permettrait d'améliorer les performances de manière similaire pour toutes les conditions de Talbot. Plusieurs pistes de l'influence des différents blocs du laser à effet Talbot régénératif sur les performances de celui-ci sont étudiées en partie 3.

## 2. c Bruit de phase du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif

La régularité du signal d'horloge est une grandeur essentielle pour les applications (cf. partie 1. a du chapitre II). En particulier pour les BDF, nous avons montré que l'augmentation de la largeur spectrale a le double avantage de générer des impulsions plus stables avec un meilleur rapport signal à bruit (cf. partie 2. b du chapitre II). Le seuil laser limite donc aussi les performances de bruit de phase, car le nombre maximal de dents dans le peigne est obtenu au seuil laser (cf. Figure III - 5). La précision des trains d'impulsions en sortie de BDF fibrées avec SOA est donc a priori moins bonne que dans d'autres configurations.

En rajoutant une boucle régénérative, le laser à effet Talbot régénératif montre en revanche un fonctionnement de BDF au-dessus du seuil. Dans ce régime, la largeur spectrale du peigne optique et la puissance de sortie sont bien supérieures, et l'accordabilité de la cadence de répétition du train d'impulsions par effet Talbot est conservée. Pour caractériser plus précisément la régularité des trains d'impulsions générés, nous avons étudié le bruit de phase des trains d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif.

## 2. c. i Étude de bruit de phase du train d'impulsions en fonction de la fréquence de répétition

Nous nous sommes intéressés à l'influence de la boucle régénérative sur les performances de bruit de phase du train d'impulsions et, de manière analogue à l'étude menée au chapitre II, à l'influence de la cadence de répétition et du facteur de multiplication  $q$ . Dans un premier temps, on a enregistré le bruit de phase du train d'impulsions en sortie de BDF au seuil laser de la boucle sans réinjection RF avec un analyseur de signaux (Rohde & Schwarz FSWP28), pour avoir une indication du bruit de phase sans boucle régénérative. Ensuite, on a mesuré le bruit de phase du train d'impulsions issu du laser à effet Talbot régénératif en faisant varier la cadence de répétition du train d'impulsions (avec la même procédure qu'en 2. b, en optimisant la réjection des pics parasites manuellement).

Pour les mesures de bruit de phase des trains d'impulsions issus du laser à effet Talbot régénératif, plusieurs modifications ont été effectuées par rapport à l'architecture de la Figure III - 9 : le filtre RF a été placé avant le coupleur RF pour n'envoyer que la fréquence fondamentale sur l'analyseur de signaux. Une bobine de 10 m de fibre optique a aussi été insérée dans la BDF, et un SOA a été ajouté devant la photodiode pour augmenter le photocourant. Plus de détails sur les raisons de ces modifications seront donnés dans la partie 3.

L'accordabilité de la fréquence de répétition étant limitée par le filtre RF, pour changer la fréquence de répétition dans plusieurs gammes de fréquences, on a adapté le filtre RF par combinaison de filtres passe haut et passe bas. Pour chaque mesure, le facteur de qualité du filtre  $Q$  était néanmoins réglé à une valeur inférieure à 2 pour insister sur l'effet de filtrage naturel du laser à effet Talbot régénératif. Pour rappel, le facteur de qualité  $Q$  correspond au rapport de la fréquence centrale  $f_{\text{centre}}$  et de la largeur du filtre  $\Delta f$  :

$$Q = \frac{f_{\text{centre}}}{\Delta f}. \quad (\text{III. 5})$$

Les différentes fréquences appliquées à l'AOFS, les cadences de répétition du train d'impulsions, les conditions de Talbot ( $p, q$ ) ainsi que les paramètres du filtre RF sont résumés dans la Table III 3. Le bruit de phase par rapport à la fréquence  $qf_s$  pour la BDF au seuil laser, et pour le laser à effet Talbot régénératif est présenté en Figure III - 15. Le bruit de phase de l'oscillateur externe pilotant l'AOFS intra-boucle à 255 MHz est aussi donné à titre indicatif.

**Table III 3** Cadence de répétition, conditions de Talbot et bande passante du filtre RF pour les différentes mesures de bruit de phase. En bleu rouge et jaune : laser à effet Talbot régénératif. En violet : BDF au seuil laser.

Fréquence appliquée à l'AOFS $f_s$ (MHz)	facteur $p$	Facteur multiplicatif $q$	Cadence de répétition $qf_s$ (GHz)	Bande passante du filtre (GHz)
242.76	281	9	<b>2.18</b>	[1.11 - 2.49]
251.68	453	14	<b>3.52</b>	[2.85 - 4.55]
257.93	630	19	<b>4.90</b>	[3.74 - X]
252.98	330	17	<b>4.3</b>	X

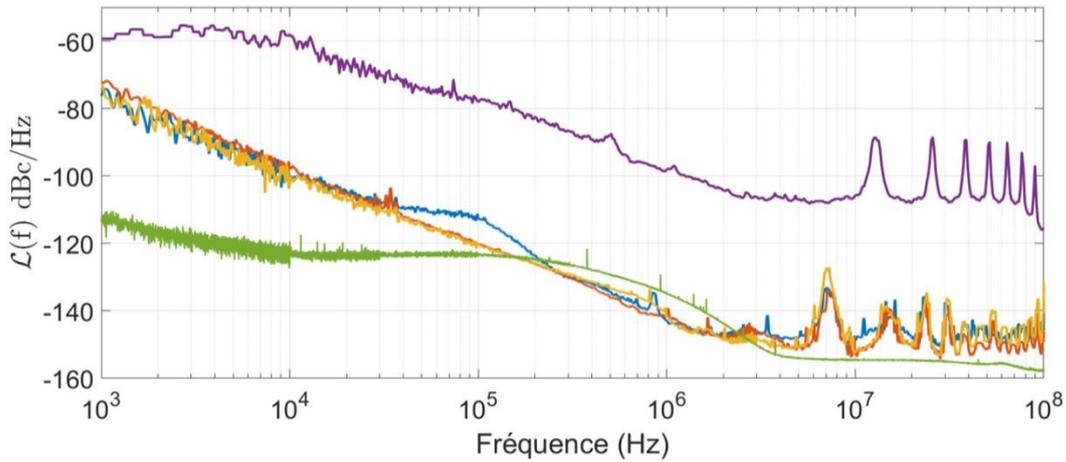


Figure III - 15 En bleu, rouge, jaune, violet : DSP de bruit de phase du train d'impulsions détecté à la fréquence  $qf_s$  pour différentes conditions de Talbot (cf. code couleur Table III 3). En vert : DSP de bruit de phase du signal issu de l'oscillateur externe pilotant l'AOFIS intra-boucle.

Le bruit de phase en sortie de boucle pour la BDF au seuil laser est relativement élevé, à cause de la faible puissance de sortie et du faible nombre de dents dans le peigne optique (Figure III - 15 en violet). L'ajout de la boucle régénérative en revanche diminue très largement le bruit de phase du train d'impulsions (de 20 à 40 dB de réduction sur tout le spectre). De plus, à part de légères différences (la bosse dans le bruit de phase autour de  $10^5$  Hz pour  $qf_s = 2.18$  GHz, ou les quelques pics parasites dans le spectre), le bruit de phase est identique pour les trois fréquences de répétition. La gigue temporelle  $\sigma_j$  (qui pour rappel caractérise la précision du train d'impulsions) correspondant à l'intégrale du bruit de phase (cf. équation (III. 6)) évolue ainsi linéairement avec l'inverse de la fréquence de répétition pour une bande d'intégration constante (cf. Figure III - 16).

$$\sigma_j = \frac{1}{2\pi f_s} \sqrt{\int_{f_a}^{f_b} S_\varphi(f) df}. \quad (\text{III. 6})$$

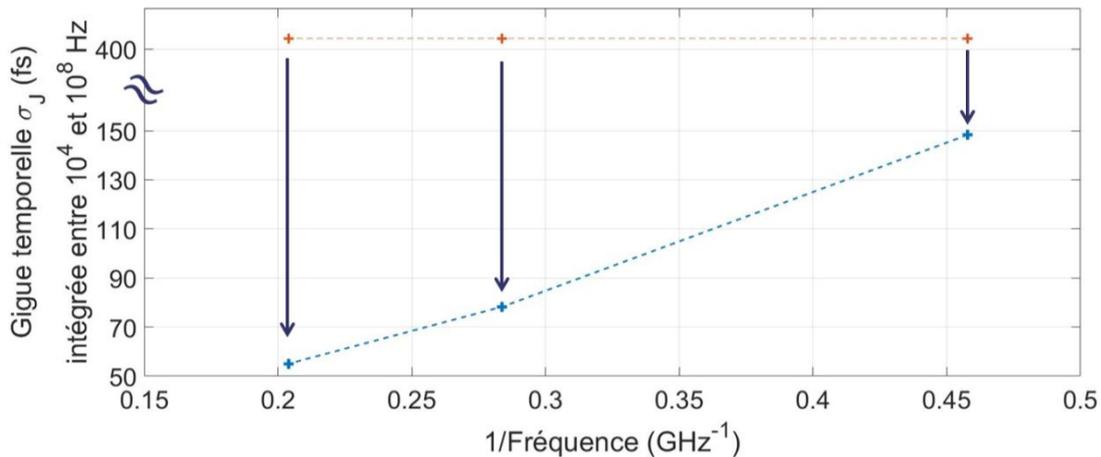


Figure III - 16 En bleu : gigue temporelle des trains d'impulsions mesurés en sortie de laser à effet Talbot régénératif intégrée entre  $10^4$  et  $10^8$  Hz . En rouge : gigue temporelle du signal issu de l'oscillateur externe ( $\sigma_{j,OL} = 413$  fs).

On rappelle que pour une multiplication de fréquence électrique idéale d'un facteur  $q$ , le bruit de phase est dégradé d'un facteur  $20 \log q$  et la gigue temporelle est constante (si les bornes

d'intégration sont les mêmes, cf. Figure III - 16). Pour une même fréquence, les trains d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif sont ainsi plus précis que le générateur de signaux externe et sont de plus en plus précis avec la cadence de répétition. Pour certaines valeurs de fréquence de décalage (entre  $2.10^5$  et  $2.10^6$  Hz), le bruit de phase du train d'impulsions à haute fréquence en sortie de laser à effet Talbot régénératif est même inférieur au bruit de phase de l'oscillateur externe à basse fréquence (cf. Figure III - 15). Le laser à effet Talbot régénératif vient ainsi filtrer certains bruits injectés dans la boucle.

### 2. c. ii Comparaison avec le modèle de bruit de phase des boucles à décalage de fréquence sous le seuil

À ce stade il est intéressant de comparer qualitativement le comportement du bruit de phase issu du laser à effet Talbot régénératif à l'étude de bruit de phase menée au chapitre II sur les BDF en dessous du seuil laser de la boucle. La Figure III - 17 compare le bruit de phase de la BDF à EDFA en dessous du seuil réalisée dans la section 2.c du chapitre II (pour une cadence de répétition de 4.299 GHz cf. Table II 1) avec le bruit de phase du train d'impulsions issu du laser à effet Talbot régénératif (pour 4.9 GHz cf. Table III 3). Le bruit de phase issu de la BDF à SOA au seuil laser de la boucle (pour 4.3 GHz cf. Table III 3) est aussi donné à titre indicatif.

En dehors du plancher de bruit qui diffère entre les deux mesures (à cause du fait que les puissances de sortie et les fréquences de répétition ne sont pas exactement les mêmes), les performances en terme de bruit de phase sont comparables voire meilleures avec le laser à effet Talbot régénératif.

En particulier, par rapport à la BDF à SOA au seuil laser, l'augmentation de la puissance de sortie permet de diminuer le plancher de bruit de phase à haute fréquence de décalage, et d'être limité non plus par le bruit thermique, mais par le bruit de grenaille (*shot noise* en anglais). À cause de la nature discrète des charges qui portent le courant et la génération de celui-ci à des instants aléatoires, le courant présente des fluctuations d'amplitude qui suivent une statistique de Poisson. Ce bruit est un bruit blanc (d'amplitude constante en fonction de la fréquence). L'ajout de la boucle régénérative améliore drastiquement le bruit de phase du train d'impulsions et rend ainsi les BDF basées sur un SOA comparables voire meilleures en termes de performances, aux BDF basées sur un EDFA.

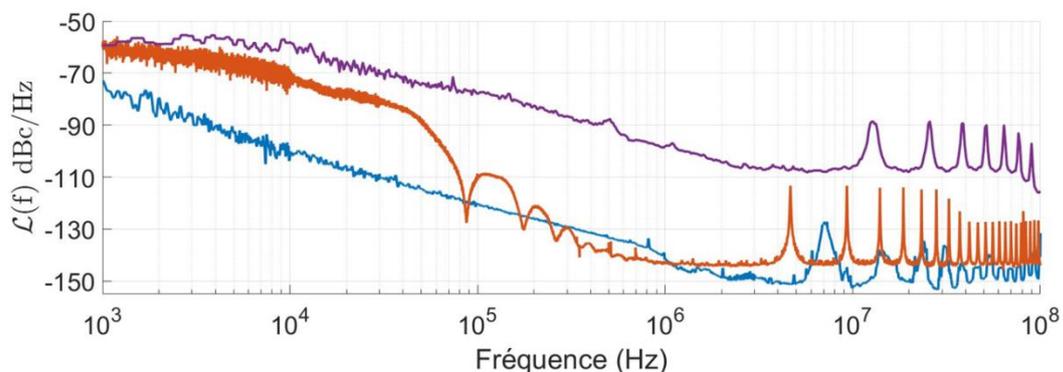


Figure III - 17 Comparaison des DSP de bruit de phase du train d'impulsions détecté issu du laser à effet Talbot régénératif au-dessus du seuil (en bleu,  $qf_s = 4.9$  GHz cf. Table III 3) et issu de la BDF sous le seuil laser de la boucle pour un SOA comme amplificateur optique (en violet,  $qf_s = 4.9$  GHz cf. Table III 3), et pour un EDFA (en rouge,  $qf_s = 4.299$  GHz cf. Table II 1).

À haute fréquence de décalage ( $> 10^6$  Hz), l'évolution du bruit de phase du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif s'apparente au bruit de phase du train d'impulsions issu de la boucle basée sur un EDFA sous le seuil (cf. Figure III - 17) : le bruit de phase remonte aux harmoniques de  $1/\tau_c$  et est indépendant de la fréquence de répétition.

À basse fréquence de décalage ( $10^3 - 10^6$  Hz) en revanche, les comportements sont différents. Si pour les BDF sous le seuil, le bruit de phase évolue en  $20 \log q$  avec  $q$  le facteur multiplicatif, pour le laser à effet Talbot régénératif, le bruit de phase est aussi constant avec la fréquence de multiplication (cf. Figure III - 15). Enfin le bruit de phase ne montre pas de creux aux harmoniques de  $1/q\tau_c$ , il remonte à basse fréquence de manière proportionnelle à  $1/f^2$ .

L'approche par fonction de transfert développée au chapitre II est insuffisante pour décrire le bruit de phase des trains d'impulsions issus du laser à effet Talbot régénératif. En effet le comportement du laser à effet Talbot régénératif à basse fréquence d'analyse est différent du comportement sous le seuil. Cette différence peut s'expliquer par le fait que le battement électrique généré par le laser à effet Talbot régénératif est réinjecté dans la boucle optique par le MZM. Les fluctuations de phase autour de la fréquence  $qf_s$  du champ en sortie de la BDF (notées  $\psi_q(t)$  dans le chapitre II) sont alors aussi des sources de bruit de la boucle optique.

### 2. c. iii Sources de bruit de phase dominantes dans un laser à effet Talbot régénératif

Pour modéliser plus précisément le bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif, on adapte le formalisme développé au chapitre II. L'effet de filtrage du laser à effet Talbot régénératif peut être vu comme la succession de deux fonctions de transfert respectivement de la boucle optique, et de la boucle hyperfréquence. Les sources de bruit comprennent les deux sources de bruit déjà répertoriées au chapitre II (pour rappel, les fluctuations de phase issu du bras d'injection  $\tilde{\phi}(f)$  et de la boucle  $\tilde{\varphi}(f)$ ), et on tient compte aussi des fluctuations de phase additives liées à la conversion de l'onde optique en onde électrique par la photodiode  $\tilde{\psi}_{\text{add}}(f)$ . Ces fluctuations de phase additives comprennent entre autre le bruit de grenaille déjà évoqué précédemment. Plus de détails seront donnés sur ces bruits additifs dans la section 3 de ce chapitre.

En boucle ouverte (sans réinjection RF), les fluctuations de phase en sortie  $\tilde{\psi}(f)$  peuvent être reliées aux différentes sources de bruits par l'équation (III. 7) :

$$\tilde{\psi}(f) = H_R H_T \left( \tilde{\phi}(f), \tilde{\varphi}(f) \right) + H_R \tilde{\psi}_{\text{add}}(f). \quad (\text{III. 7})$$

En supposant  $H_R = 1$ , on retrouve l'expression établi au chapitre II. Le lien entre les fluctuations de phase de la sortie électrique, et les différentes sources de bruit est dans ce cas direct.

En boucle fermée (avec réinjection RF), un schéma de la modélisation du laser à effet Talbot est présenté en Figure III - 18. Dans ce cas, le lien entre les fluctuations de phase  $\tilde{\psi}(f)$  et les différentes sources de bruit n'est pas direct. Les fluctuations de phase en sortie  $\tilde{\psi}(f)$ , s'écrivent :

$$\tilde{\psi}(f) = H_R H_T \left( \tilde{\phi}(f), \tilde{\varphi}(f) + \tilde{\psi}(f) \right) + H_R \tilde{\psi}_{\text{add}}(f). \quad (\text{III. 8})$$

En reprenant le formalisme du chapitre II, on note  $H_{T,b}$  la fonction de transfert de bruit de phase de la boucle optique associée au bruit de phase de la boucle, et  $H_{T,i}$  la fonction de transfert de bruit de phase de la boucle optique associée au bruit de phase du bras d'injection. Dans ce cas, l'équation (III. 8) s'écrit encore :

$$\tilde{\psi}(f) = H_R H_{T,b} (\tilde{\varphi}(f) + \tilde{\psi}(f)) + H_R H_{T,i} \tilde{\phi}(f) + H_R \tilde{\psi}_{add}(f), \quad (\text{III. 9})$$

$$\tilde{\psi}(f)(1 - H_R H_{T,b}) = H_R H_{T,b} \tilde{\varphi}(f) + H_R H_{T,i} \tilde{\phi}(f) + H_R \tilde{\psi}_{add}(f) \quad (\text{III. 10})$$

$$\tilde{\psi}(f) = \frac{H_R H_{T,b}}{1 - H_R H_{T,b}} \tilde{\varphi}(f) + \frac{H_R H_{T,i}}{1 - H_R H_{T,b}} \tilde{\phi}(f) + \frac{H_R}{1 - H_R H_{T,b}} \tilde{\psi}_{add}(f). \quad (\text{III. 11})$$

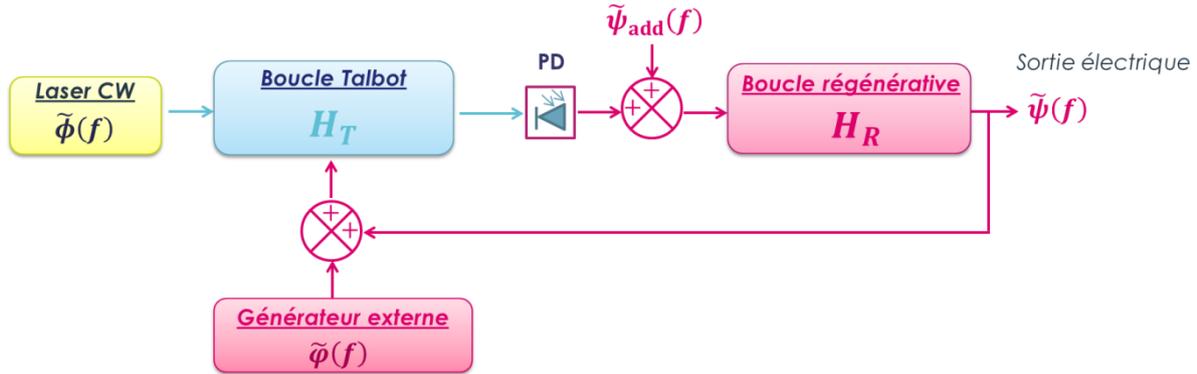


Figure III - 18 Schéma du laser à effet Talbot régénératif, et des différentes sources de bruit en boucle fermée avec réinjection RF. On a repris le formalisme du chapitre II pour décrire les principales sources de bruit.

L'équation (III. 11) exprime les fluctuations de phase du train d'impulsions en sortie de boucle régénérative en fonction des différentes sources de bruits de manière très générale. À partir de l'équation (III. 11), on peut établir une relation entre les densités spectrales de puissance de fluctuations de phase respectives  $|\tilde{\psi}(f)|^2$ ,  $|\tilde{\varphi}(f)|^2$ ,  $|\tilde{\phi}(f)|^2$  et  $|\tilde{\psi}_{add}(f)|^2$  :

$$|\tilde{\psi}(f)|^2 = \frac{|H_R H_{T,b}|^2}{|1 - H_R H_{T,b}|^2} |\tilde{\varphi}(f)|^2 + \frac{|H_R H_{T,i}|^2}{|1 - H_R H_{T,b}|^2} |\tilde{\phi}(f)|^2 + \frac{|H_R|^2}{|1 - H_R H_{T,b}|^2} |\tilde{\psi}_{add}(f)|^2. \quad (\text{III. 12})$$

Pour expliquer la forme particulière du bruit de phase en sortie de laser à effet Talbot régénératif, on simplifie cette expression, en supposant que les contributions des fluctuations de phase du bras d'injection et de la boucle sont négligeables. En effet, la forme différente du bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif à basse fréquence d'analyse, par rapport au laser à effet Talbot sous le seuil, indique que la source de bruit de phase dominante semble être différente dans le cas du laser à effet Talbot régénératif. On écrit alors plus simplement :

$$|\tilde{\psi}(f)|^2 = \left| \frac{H_R}{1 - H_R H_{T,b}} \right|^2 |\tilde{\psi}_{add}(f)|^2. \quad (\text{III. 13})$$

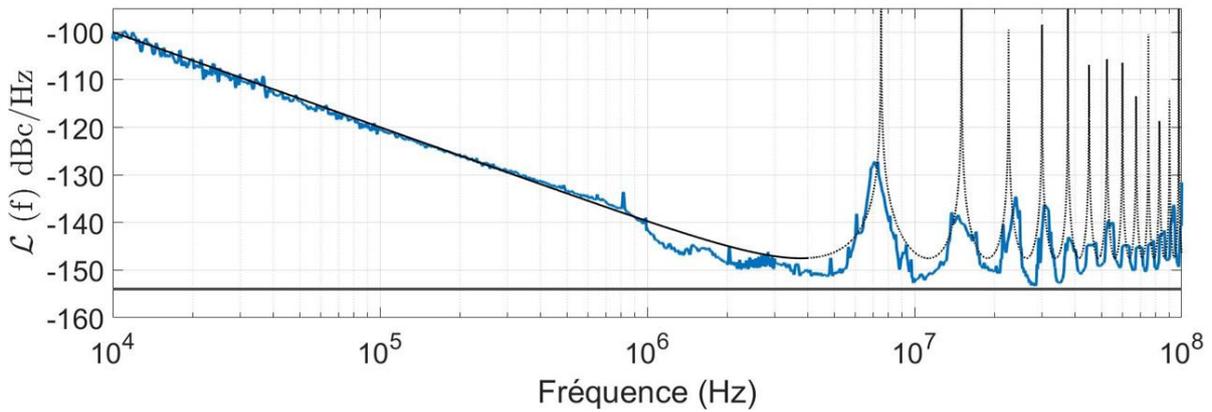
On retrouve l'expression connue des oscillateurs à retard [48, 105, 106]. La boucle régénérative comporte en particulier un amplificateur RF et un filtre RF. Le bruit de phase de l'amplificateur RF étant compté dans les sources de bruit de phase additive, la fonction de transfert de la boucle régénérative peut se résumer à la fonction de transfert du filtre RF. Dans les COEOs ou les oscillateurs optoélectroniques (OEO), le filtre RF possède un facteur de qualité très élevé [96, 98, 107]. Sa fonction de transfert est alors décrite par une fonction lorentzienne centrée autour de sa fréquence centrale [106, 108, 109]. Dans notre utilisation de laser à effet Talbot régénératif, le filtre

possède volontairement un facteur de qualité très faible. La fonction de transfert du filtre RF est donc supposée plate autour de la fréquence de fonctionnement du laser à effet Talbot régénératif.

La fonction de transfert de la boucle optique résulte de la combinaison de la BDF, et de la modulation du MZM. Nous nous contenterons dans cette partie de modéliser la fonction de transfert de la boucle par un terme de retard temporel de la forme  $e^{-2i\pi f\tau_c}$ . L'expression (III. 13) devient alors :

$$|\tilde{\psi}(f)|^2 = \left| \frac{1}{1 - e^{-2i\pi f\tau_c}} \right|^2 |\tilde{\psi}_{\text{add}}(f)|^2. \quad (\text{III. 14})$$

À partir du plancher de bruit de phase en boucle ouverte à haute fréquence de décalage, l'expression permet d'expliquer la forme du bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif en boucle fermée à basse fréquence. La Figure III - 19, montre un ajustement de la DSP de bruit de phase du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot d'après l'équation (III. 14) en considérant un plancher de bruit de phase  $\tilde{\psi}_{\text{add}}(f) = -154 \text{ dBc/Hz}$  (valeur extraite de mesures expérimentales ajustée dans le fit par rapport à la puissance RF réinjecté).



**Figure III - 19 DSP de bruit de phase du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif (en bleu,  $qf_s = 4.9 \text{ GHz}$  cf. Table III 3). En gris : plancher de bruit de phase en boucle ouverte. En noir : bruit de phase en sortie de boucle fermée correspondant au plancher de bruit de phase en boucle ouverte réinjecté (le plancher de bruit a été ajusté par rapport à la puissance RF réinjectée) avec  $1/\tau_c = 7.52 \text{ MHz}$ .**

On retrouve bien à haute fréquence d'analyse des remontées de bruit de phase aux harmoniques de  $1/\tau_c$ , qui sont en revanche grandement surestimées en ne considérant que le délai temporel de la boucle optique. Cette différence vient vraisemblablement de la fonction de filtrage de la boucle régénérative qui n'est pas prise en compte jusqu'ici. Ainsi, même si plusieurs sources de bruit de phase interviennent, le bruit de phase à basse fréquence de décalage est dominé par une remontée de bruit caractéristique des oscillateurs à retard [105]. Dans cette configuration, le comportement du laser à effet Talbot régénératif se rapproche de celui d'un oscillateur radiofréquence.

Le laser à effet Talbot régénératif développé correspond ainsi à une structure hybride entre une BDF et un oscillateur optoélectronique couplé. En fonction des paramètres de la boucle et en particulier du taux de pompage de l'amplificateur optique (au seuil laser ou très au-dessus du seuil laser de la boucle), les performances se rapprochent plus de la BDF ou du COEO. Si les résultats présentés montrent une nette amélioration des performances électriques, optiques ou de bruit de phase du train d'impulsions, la complexité de l'interaction des différents mécanismes physiques dans le laser à effet Talbot régénératif fait qu'il est délicat d'établir un modèle de bruit de phase général qui décrit de manière exhaustive les différents régimes de fonctionnement.

C'est pourquoi, dans la partie suivante nous nous sommes concentrés sur l'étude de l'influence de certains éléments du laser à effet Talbot régénératif à partir d'architectures plus familières.

### 3 Étude du bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif

Le laser à effet Talbot régénératif est composé de plusieurs éléments que l'on retrouve dans d'autres architectures. Le modulateur de Mach Zehnder dans la boucle optique ainsi que la génération de signal micro-onde à partir de la photodiode s'apparente ainsi à une liaison optique hyperfréquence que l'on peut retrouver dans un oscillateur optoélectronique par exemple [107]. L'architecture à double boucle (optique et optique/hyperfréquence) est similaire à celle utilisée dans les COEO [96]. Nous présentons ainsi dans cette partie l'étude de l'influence de plusieurs éléments constitutifs du laser à effet Talbot régénératif sur le bruit de phase d'architectures optoélectroniques plus simples pour pouvoir apporter des pistes d'amélioration du bruit de phase de manière générale.

#### 3. a Influence du MZM sur le bruit d'une liaison optique/hyperfréquence

Le modulateur de MZM est un élément clé du laser à effet Talbot régénératif car il module les pertes passives dans la boucle. Cependant en fonction de la tension de biais ou de l'amplitude du signal électrique, la modulation du signal optique varie énormément, ce qui peut influencer largement les performances de bruit de phase. Nous avons caractérisé l'influence de ces différents paramètres sur le bruit de phase en sortie de liaison optique/hyperfréquence, pour pouvoir comprendre l'importance du MZM sur le bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif.

##### 3. a. i Sources de bruit prédominantes dans une liaison hyperfréquence

À basse fréquence de décalage, pour le laser à effet Talbot régénératif, la remontée de bruit en  $1/f^2$  est proportionnelle au plancher de bruit de phase à haute fréquence d'analyse en boucle ouverte (cf. équation (III. 14)). Afin d'optimiser le bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif, on a répertorié et caractérisé les différentes sources de bruit qui limitent le plancher de bruit de phase pour une liaison optique hyperfréquence simple (comme présenté à la Figure III - 20).

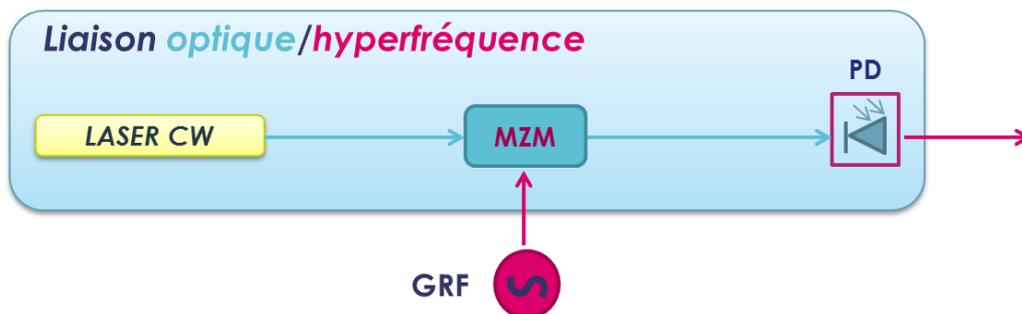


Figure III - 20 Schéma d'une liaison optique/hyperfréquence de base. GRF : Générateur RF externe. MZM : modulateur de Mach-Zehnder. PD : photodiode.

Plusieurs bruits additifs s'ajoutent au transport du signal par voie optique dans une liaison optique hyperfréquence. Ces bruits induisent des fluctuations du photocourant en sortie de photodiode qui contribuent à un plancher de bruit de phase électrique du signal détecté. En particulier, le photocourant en sortie de photodiode fluctue à cause de plusieurs facteurs.

Le bruit thermique  $S_{th}$ : Le bruit thermique est un bruit blanc (dont la densité spectrale ne dépend pas de la fréquence d'analyse) et indépendant du photocourant moyen détecté  $I_{ph}$ . Il correspond à l'agitation thermique dans la résistance de charge de la photodiode. La DSP associée au bruit thermique dans la résistance de la photodiode  $R_{ph}$  vaut :

$$S_{th} = \frac{k_B T}{R_{ph}}, \quad (\text{III. 15})$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température de la résistance de charge.

Le bruit de grenaille  $S_{shot}$ : Le bruit de grenaille est un bruit blanc qui dépend du photocourant moyen détecté  $I_{ph}$ . Il vient de la nature discrète des charges qui portent le courant. La DSP associée au bruit de grenaille vaut :

$$S_{shot} = 2qI_{ph}, \quad (\text{III. 16})$$

avec  $q$  la charge élémentaire électrique.

Le bruit de la source optique  $S_{RIN, f_{rep}}$ : Le bruit de la source optique est un bruit coloré (qui varie avec la fréquence d'analyse  $f$ ), qui dépend du photocourant moyen détecté  $I_{ph}$ . Si les deux premières sources de bruit évoquées sont purement liées à la détection de l'onde optique, le bruit de la source optique correspond aux fluctuations d'intensité de l'onde optique liées au bruit d'intensité relatif (RIN) du laser. Le RIN d'un laser dépend de plusieurs facteurs, mais principalement de l'émission spontanée du laser. Celle-ci en effet dépend de processus aléatoires qui font fluctuer la puissance optique en sortie. L'évolution du RIN en fonction de la fréquence d'analyse dépend en particulier de la classe du laser et peut être explicité analytiquement en introduisant le formalisme de Langevin dans les équations couplées [36, 110]. Les fluctuations de l'intensité de l'onde optique impactent de deux façons le bruit de phase du signal détecté :

- les fluctuations de l'intensité optique à haute fréquence (autour de la fréquence de répétition  $f_{rep}$ ). La DSP associée vaut :

$$S_{RIN, f_{rep}} = I_{ph}^2 \text{RIN}_{f_{rep}}(f), \quad (\text{III. 17})$$

avec  $\text{RIN}_{f_{rep}}(f)$  le bruit d'intensité relatif du laser par rapport à la fréquence de répétition  $f_{rep}$ . En considérant la fréquence de répétition  $f_{rep}$  (de l'ordre du GHz) et la fréquence d'analyse (de l'ordre du MHz) on peut considérer que ce bruit est un bruit blanc.

- Le bruit issu de la conversion de bruit d'amplitude basse fréquence (autour de la fréquence 0) en bruit de phase (conversion AM/PM). À cause de non-linéarités dans la liaison optique/hyperfréquence (en particulier lors de la photodétection), le bruit d'amplitude à basse fréquence est en partie converti en bruit de phase.

Les bruits listés ci-dessus sont les principales sources de bruit qui limitent le transport du signal par voie optique dans une liaison optique hyperfréquence. On note que d'autres sources de bruit peuvent néanmoins devenir prépondérantes dans des configurations particulières. La dispersion de la fibre optique peut par exemple convertir le bruit de fréquence optique du laser en bruit de phase électrique [111]. Cet effet est particulièrement important pour de longues cavités fibrés (> km). Dans le cas du laser à effet Talbot régénératif présenté en partie 2, les longueurs de fibre et la

dispersion sont relativement faibles ( $\sim 10$  m de fibre PM dans la boucle optique, et un laser d'injection de grande stabilité). On néglige donc cet effet dans la suite de notre étude.

Dans cette première étude, on se limite au bruit thermique, au bruit de grenaille et au bruit de la source optique autour de la fréquence de répétition  $f_{\text{rep}}$ . Nous donnerons plus de détail sur l'influence de la conversion AM/PM dans la section suivante. Ces trois sources de bruits liées à la détection sont des bruits additifs, ils sont donc relatifs à la puissance RF détecté  $P_{\text{RF}}$ . En particulier, comme ces sources de bruit blanches font fluctuer l'intensité détectée en sortie de photodiode, elles induisent à la fois un terme de bruit d'amplitude, et un terme de bruit de phase. Dans ce cadre, on peut écrire la densité spectrale du bruit de phase électrique après la photodiode  $S_\psi$  induite par la détection de l'onde optique dans une bande relative de 1 Hz sous la forme [112]:

$$S_\psi = \frac{1}{2} \frac{R_{\text{ph}}(S_{\text{th}} + S_{\text{shot}} + S_{\text{RIN},f_{\text{rep}}})}{P_{\text{RF}}} \quad (\text{III. 18})$$

### 3. a. ii Puissance RF détectée en sortie de photodiode

La puissance RF du signal de modulation en sortie de photodiode dépend énormément du point de fonctionnement du MZM (onde RF et tension de biais appliquées au modulateur de phases cf. Figure III - 21.a) et de la puissance de l'onde optique incidente (cf. Figure III - 21.b).

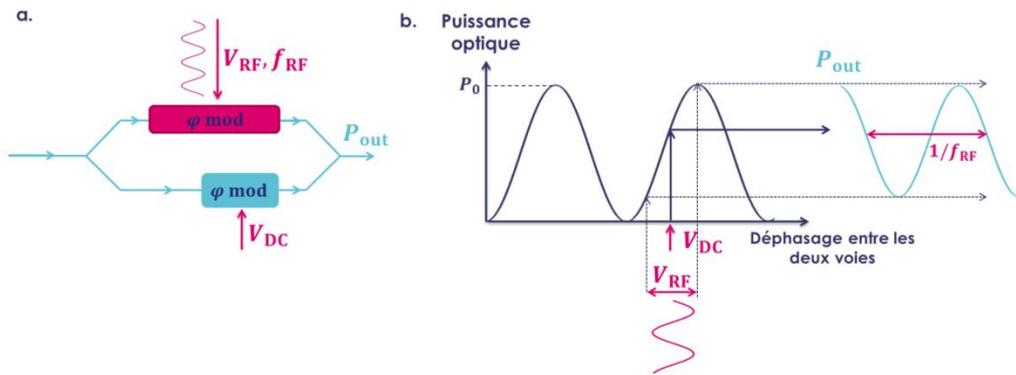


Figure III - 21 Schéma de l'architecture d'un MZM.  $\phi$  mod : modulateur de phase. (b) Schéma de fonctionnement d'un MZM.

Quand le MZM est polarisé à une tension de biais de  $V_{\pi/2}$ , pour de faibles amplitudes de modulation,  $P_{\text{RF}}$  s'exprime simplement par :

$$P_{\text{RF}} = \frac{1}{2} R_{\text{ph}} m^2 I_{\text{ph}}^2, \quad (\text{III. 19})$$

avec  $m$  la profondeur de modulation du signal électrique. En dehors de la quadrature, la puissance  $P_{\text{RF}}$  en sortie de photodiode pour une liaison optique hyperfréquence correspondant à un signal de modulation appliqué au MZM à la fréquence  $f_s$  peut s'écrire de manière plus générale [113]:

$$P_{\text{RF},@f_s} = \frac{1}{2} (\wp P_0 \alpha_{\text{MZM}})^2 \sin^2(\phi_{\text{DC}}) J_1^2(\phi_{\text{RF}}) R_{\text{ph}}, \quad (\text{III. 20})$$

avec  $\wp$  la sensibilité de la photodiode (en A/W),  $P_0$  la puissance en sortie de laser CW,  $\alpha_{\text{MZM}}$  les pertes passives du MZM au maximum de transmission,  $J_1$  la fonction de Bessel du premier ordre et :

$$\phi_{\text{DC}} = \frac{\pi V_{\text{DC}}}{V_{\pi,\text{DC}}}, \quad \phi_{\text{RF}} = \frac{\pi V_{\text{RF}}}{V_{\pi,\text{RF}}}. \quad (\text{III. 21})$$

On a repris ici le même formalisme que dans [113] en définissant l'extinction de la puissance optique pour  $\phi_{DC} = 0$ . Le photocourant moyen détecté  $I_{ph}$  s'écrit avec les mêmes paramètres [113] :

$$I_{ph} = \frac{1}{2} (\wp P_0 \alpha_{MZM}) (1 - \cos(\phi_{DC}) J_0(\phi_{RF})), \quad (III. 22)$$

avec  $J_0$  la fonction de Bessel à l'ordre 0.

### 3. a. iii Plancher de bruit de phase d'une liaison optique/hyperfréquence

A partir des équations (III. 18), (III. 20) et (III. 22), on peut écrire de façon analytique la DSP de bruit de phase  $S_\psi$  en fonction des paramètres de la liaison optique/hyperfréquence et du RIN du laser. Dans cette étude, on s'intéresse aux fluctuations de phase autour de la fréquence appliquée au modulateur de MZM. Pour faire le lien avec le laser à effet Talbot régénératif, les fréquences de répétition considérées sont ainsi de l'ordre du GHz à la dizaine de GHz.

En particulier, on s'intéresse aux limitations intrinsèques de la liaison optique/hyperfréquence. L'impact du RIN sur le plancher de bruit de phase peut être minimisé, par exemple en choisissant un laser avec de faibles fluctuations d'intensité autour de la fréquence de répétition ou par des méthodes de détection balancée de l'onde optique [114]. On ne considère ainsi que les fluctuations liées au bruit thermique et au bruit de grenaille. La DSP de bruit de phase  $S_\psi$  s'écrit alors :

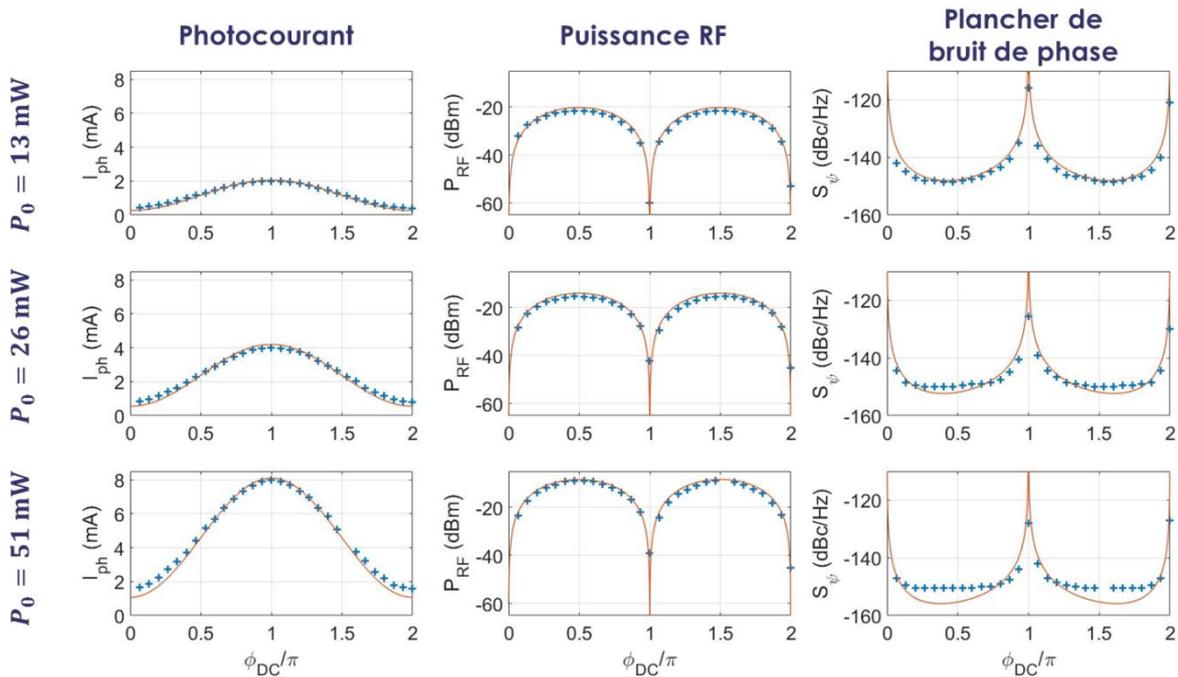
$$S_\psi(\phi_{DC}, \phi_{RF}, P_0) = \frac{(k_B T + q R_{ph} (\wp P_0 \alpha_{MZM}) (1 - \cos(\phi_{DC}) J_0(\phi_{RF})))}{(\wp P_0 \alpha_{MZM})^2 \sin^2(\phi_{DC}) J_1^2(\phi_{RF}) R_{ph}}. \quad (III. 23)$$

La formule (III. 23) permet d'évaluer numériquement le plancher théorique de bruit de phase à haute fréquence d'analyse en sortie de photodiode. En parallèle des simulations, on a caractérisé expérimentalement le plancher de bruit de phase en faisant varier  $\phi_{DC}$  et  $P_0$ , à  $\phi_{RF}$  fixé.

La liaison optique/hyperfréquence réalisée est représentée en Figure III - 20, à la seule différence de l'ajout d'un atténuateur variable entre le MZM et la photodiode. Le laser utilisé pour la liaison optique/hyperfréquence est un laser CW (E15 Koheras) à 1550 nm, amplifié par un SOA (Thorlabs). Le MZM utilisé (Photline) est piloté par un oscillateur externe à une fréquence  $f_{rep} = 1$  GHz, avec  $\phi_{RF} = 1$ . La photodiode utilisée (Thorlabs) a une sensibilité  $\wp = 0.87$  A/W. Le photocourant est obtenu avec un T de polarisation en sortie de photodiode, la puissance RF du battement à  $f_{rep}$  est mesurée à l'aide d'un ESA, et le plancher de bruit est caractérisé par un analyseur de signaux FSWP28. La Figure III - 22 présente les résultats expérimentaux de  $I_{ph}$ , de  $P_{RF}$  et de  $S_\psi$  en fonction de  $\phi_{DC}$  et  $P_0$ , à  $\phi_{RF}$  fixé (en rouge) et la comparaison avec les simulations (en bleu) issues des formules (III. 20), (III. 22) et (III. 23).

Le photocourant, la puissance RF, ainsi que le plancher de bruit de phase en sortie de photodiode sont très bien prédits par le modèle. Dans l'expérience réalisée, le bruit thermique et le bruit de grenaille sont bien les bruits dominants en sortie de liaison optique hyperfréquence. On remarque que la puissance RF est maximale quand le MZM fonctionne à la quadrature ( $\phi_{DC} = \pi/2$ ) alors que le photocourant est maximal quand  $\phi_{DC} = \pi$ . En revanche, il n'y a pas de solution analytique simple pour le minimum de bruit de phase (cf. (III. 23)), mais celui-ci peut être calculé numériquement. Pour  $P_0 = 51$  mW par exemple, le minimum de plancher de bruit de phase est obtenu pour  $\phi_{DC} = 0.38\pi$  (cf. Figure III - 22 en rouge). La différence entre le plancher théorique et le plancher expérimental vient du fait que le plancher de bruit de phase est limité par le bruit de l'oscillateur

externe qui pilote le MZM (dont le plancher de bruit de phase à haute fréquence de décalage vaut  $-150$  dBc/Hz pour une fréquence de 1 GHz).



**Figure III - 22 Photocourant, puissance RF et plancher de bruit de phase en sortie de liaison optique/hyperfréquence pour différentes puissances du laser d'injection  $P_0$  et différentes tensions de biais  $\phi_{DC}$  (simulations en rouge et résultats expérimentaux en bleu).**

L'étude du plancher de bruit de phase en sortie de liaison optique/hyperfréquence permet de comprendre que la tension de biais du MZM est un paramètre clé pour l'optimisation des performances de la modulation hyperfréquence. La puissance RF de la modulation, ou bien la puissance optique en sortie peut être maximisée selon que le MZM est polarisé en quadrature ou à  $\phi_{DC} = \pi$ . Pour la BDF sans boucle régénérative, on cherche principalement à minimiser les pertes. Le MZM doit alors être polarisé au maximum de transmission ( $\phi_{DC} = \pi$ ). Avec la boucle régénérative, le MZM doit être a priori polarisé proche de la quadrature pour maximiser la puissance RF en sortie. L'optimum de bruit de phase en revanche dépend des paramètres de la boucle ( $V_{DC}$ ,  $V_{RF}$ ,  $P_0$ ) et de la saturation de l'amplificateur optique dans la boucle, et peut être éloigné de la quadrature.

Selon la méthode développée ici, en évaluant les performances électriques du laser à effet Talbot régénératif (telles que le photocourant, la puissance RF ou le plancher de bruit de phase) dans l'espace des phases ( $V_{DC}$ ,  $V_{RF}$ ,  $P_0$ ), on peut évaluer les points de fonctionnement optimaux du laser à effet Talbot régénératif, et mettre en place des asservissements pour converger automatiquement vers ces points de fonctionnement.

### 3. b Influence de la conversion AM/PM de la photodiode

A cause des non-linéarités (principalement issues de la photodiode [115]), des fluctuations de la source optique à basse fréquence peuvent entraîner des fluctuations de la phase du signal détecté. Le RIN de la source optique à basse fréquence (autour de 0) est ainsi converti en bruit de phase autour de la fréquence de répétition du train d'impulsions.

$$S_{AM/PM}(f) = \chi_{ph}^2 RIN_0(f), \quad (III. 24)$$

avec  $\chi_{ph}$  le facteur de conversion des variations d'intensité en bruit de phase, et  $RIN_0(f)$  le bruit d'intensité relatif de la source optique à basse fréquence (par rapport à 0).

On se propose de caractériser le coefficient  $\chi_{ph}$  pour une photodiode quelconque dans une liaison optique/hyperfréquence. La conversion AM/PM étudiée s'appliquant à des architectures plus complexes, cette caractérisation permet de mettre en avant l'importance du choix de la photodiode dans le laser à effet Talbot régénératif.

### 3. b. i Principe de mesure du facteur de conversion de la photodiode

Le facteur de conversion de la photodiode  $\chi_{ph}$  traduit la variation de phase du signal électrique par rapport à une variation de puissance optique. Formellement,  $\chi_{ph}$  s'écrit ainsi :

$$\chi_{ph} = \frac{d\psi_{elec}}{dP_{opt}}. \quad (III. 25)$$

Pour caractériser  $\chi_{ph}$  il faut ainsi mesurer la variation de phase du signal électrique en sortie de photodiode, en fonction de la variation de puissance optique. La difficulté de la détermination de  $\chi_{ph}$  repose sur la mesure de la variation de phase, en faisant varier uniquement la puissance optique. Or le facteur de conversion dépend a priori :

- de la fréquence du signal RF  $f_{rep}$ ,
- de la puissance RF en sortie de photodiode  $P_{RF}$ ,
- du photocourant moyen  $I_{ph}$ ,
- de la tension de biais appliqué à la photodiode  $V_{biais,ph}$ .

D'après l'équation (III. 20), la variation de la puissance optique induit aussi une variation de la puissance RF. On utilise un analyseur de réseau vectoriel (un VNA comme présenté dans la section 3. b. ii du chapitre I) pour mesurer correctement  $\chi_{ph}$ . Pour rappel un VNA permet de mesurer la fonction de transfert électrique complexe  $S_{21}(2\pi f)$  d'un dispositif hyperfréquence. En caractérisant la fonction de transfert électrique complexe de la liaison, on peut accéder au facteur  $\chi_{ph}$ . Le principe de la mesure (résumé en Figure III - 23) est le suivant. Dans une liaison optique/hyperfréquence, le MZM polarisé à  $V_{\pi/2}$  convertit la modulation électrique issu du VNA en modulation de la porteuse optique. L'onde optique est détectée par la photodiode, qui génère un battement à la fréquence du signal issu du VNA. Le VNA compare le signal d'entrée envoyé sur le MZM au signal de sortie issu de la photodiode (en amplitude et en phase) pour plusieurs amplitudes et fréquences du signal d'entrée. Le VNA permet aussi de mesurer la puissance RF en sortie de photodiode dans tous les cas.

En répétant la mesure pour plusieurs puissances optiques incidentes, on peut établir une carte 3D de la transmission de la liaison optique/hyperfréquence en phase (grâce à la phase de  $S_{21}(2\pi f)$ ), en fonction de la puissance RF en sortie de photodiode et en fonction de la puissance optique sur la photodiode (cf. exemple Figure III - 23.b). La valeur absolue de la phase n'est pas cruciale pour déterminer le facteur de conversion, puisque celui-ci ne dépend que des variations de phase (cf. équation (III. 25)). En connaissant la sensibilité  $\varphi$  de la photodiode et en projetant la carte à  $P_{RF}$  constant on peut ainsi accéder à la valeur du coefficient de conversion AM/PM de toute la liaison optique/hyperfréquence en fonction des paramètres de la liaison.

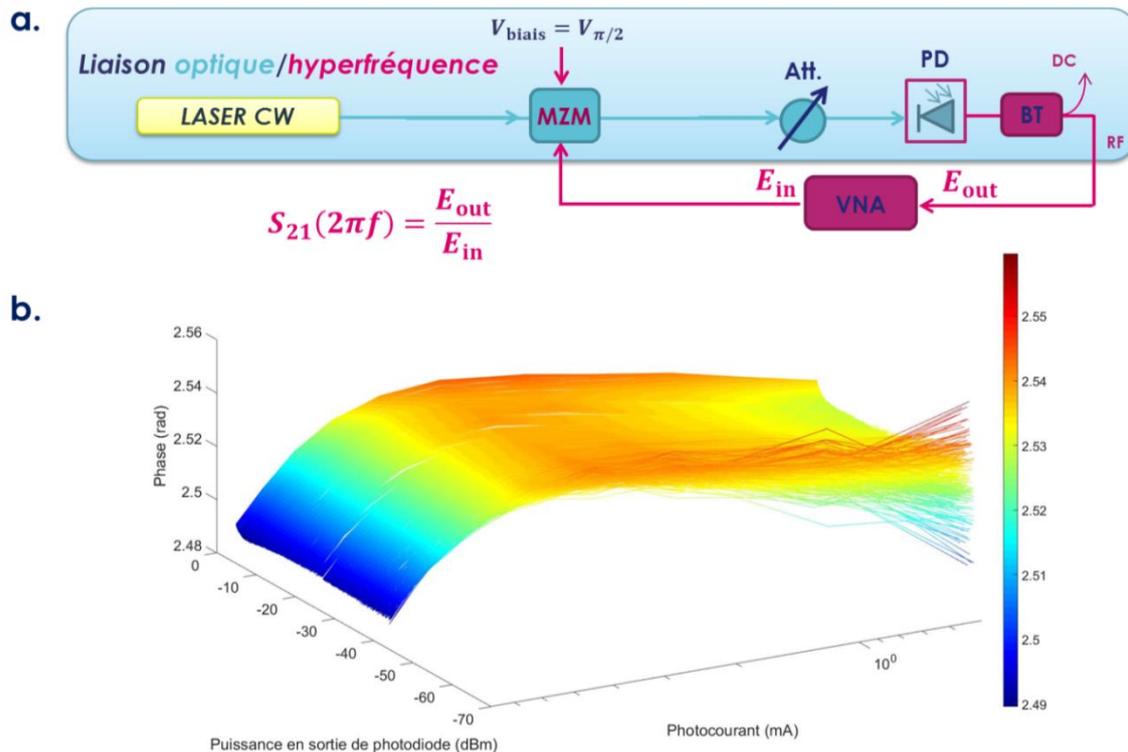


Figure III - 23 (a) Schéma de la caractérisation du coefficient de conversion amplitude phase de la photodiode. MZM : modulateur de Mach-Zehnder. Att : atténuateur. PD : photodiode BT : T de biais, VNA : analyseur vectoriel de réseau. (b) Exemple de carte 3D de phase du coefficient  $S_{21}(2\pi f)$  en fonction de la puissance de sortie  $P_{RF}$  et du photocourant  $I_{ph}$  pour  $f_{rep} = 5 \text{ GHz}$  et  $V_{biais,ph} = 4.5 \text{ V}$ .

Pour la suite on supposera que la conversion principale vient de la photodiode, et on identifiera simplement le facteur de conversion trouvé à  $\chi_{ph}$ .

### 3. b. ii Étude du facteur de conversion de photodiode

Comme le facteur de conversion est dépendant d'une photodiode à l'autre, on s'est limité à l'étude d'une seule photodiode pour mettre en avant les différents paramètres susceptibles d'influencer la conversion AM/PM, plutôt que de faire la caractérisation complète de plusieurs photodiodes.

Les éléments de la liaison optique hyperfréquence sont les mêmes que dans la section 3. a. iii La photodiode présente une bande passante de 18 GHz et une sensibilité  $\varphi = 0.87 \text{ A/W}$ . On a répété la mesure décrite 3. b. i. pour plusieurs fréquences de répétition et pour plusieurs tensions de biais de la photodiode.

- Variation de fréquence de répétition à tension de biais de photodiode fixe :

La Figure III - 24 présente l'évolution de la phase relative de  $S_{21}(2\pi f)$  en fonction de la puissance optique incidente pour plusieurs fréquences de répétition, à tension de biais de photodiode fixe. Les différentes couleurs de courbes indiquent plusieurs puissances de sortie  $P_{RF}$ . La Figure III - 24 correspond à une projection de la carte 3D décrite précédemment sur le plan (phase, photocourant). La puissance optique est obtenue à partir de la sensibilité de la photodiode.

Dans l'ensemble la valeur de la phase varie assez peu en fonction de la valeur de  $P_{RF}$  (les courbes de différentes couleurs se superposent). A part pour  $f_{rep} = 1 \text{ GHz}$  et  $f_{rep} = 2 \text{ GHz}$ , les quelques

différences à faible puissance incidente correspondent à des valeurs de puissance RF en sortie assez faibles, limitées par le bruit de détection (cf. Figure III - 23, Figure III - 24).

On remarque qu'il y a des puissances optiques et des fréquences pour lesquelles la dérivée de la phase est nulle par rapport au photocourant, impliquant ainsi un facteur de conversion  $\chi_{ph}$  nul (par exemple pour 3 mW pour 7 GHz Figure III - 24). À partir de l'évolution de la phase par rapport à la puissance optique, on peut déterminer le coefficient de conversion  $\chi_{ph}$  (d'après l'équation (III. 20)).

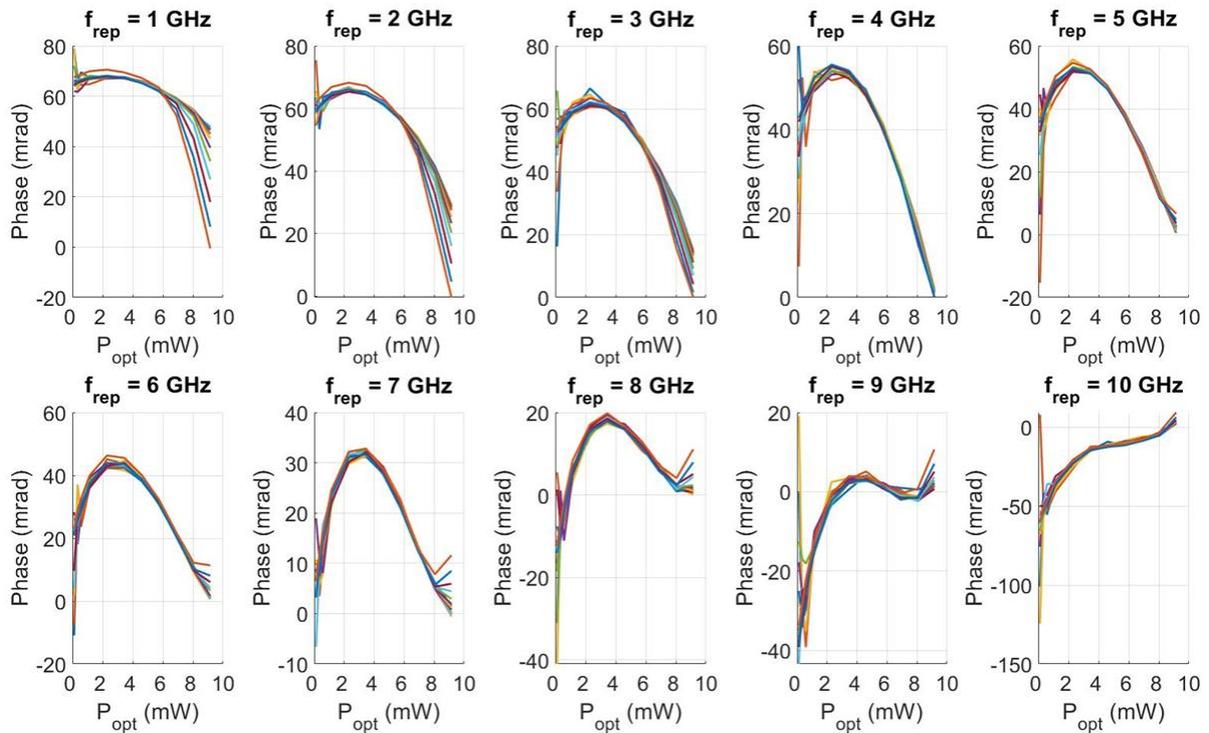


Figure III - 24 Phase relative de  $S_{21}(2\pi f)$  en fonction de la puissance incidente pour plusieurs fréquences de répétition à tension de biais de photodiode fixe.

La Figure III - 25 représente un exemple de facteur de conversion pour deux valeurs de puissance optique extraites à partir de la Figure III - 24, en évaluant la dérivée  $d\psi_{elec}/dP_{opt}$  pour différentes fréquences de répétition.

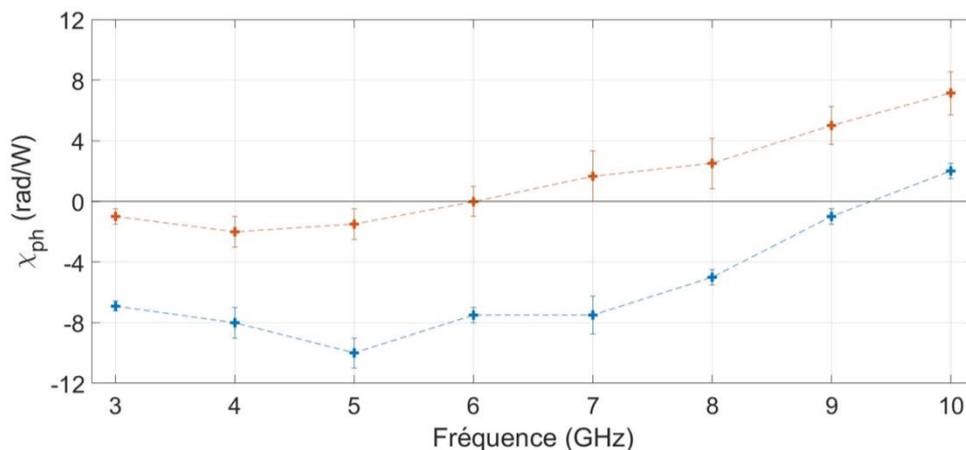
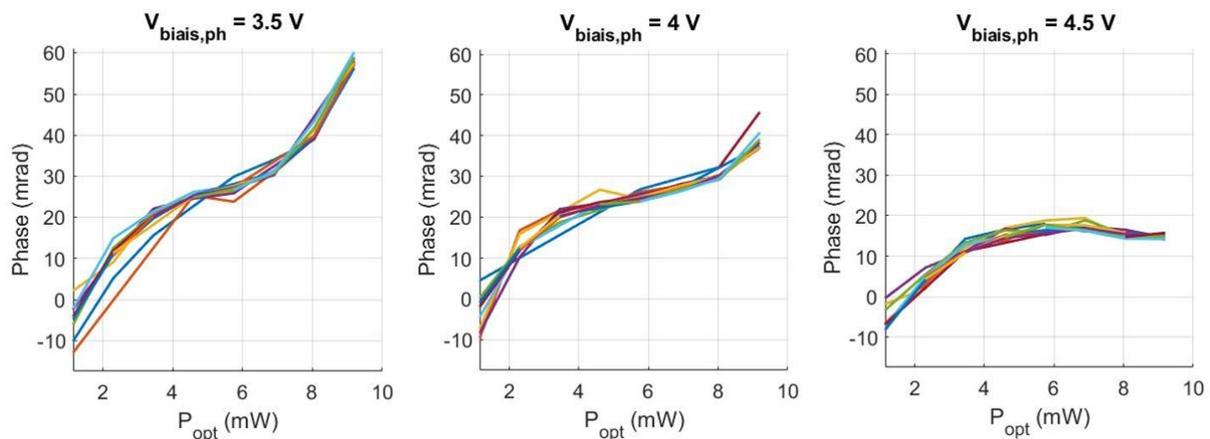


Figure III - 25 Facteur de conversion AM/PM de la photodiode en fonction de la fréquence de répétition pour deux valeurs de  $P_{opt}$  (3 mW en rouge et 6 mW en bleu). Valeurs extraites à partir de la Figure III - 24.

Ces caractérisations de photodiode peuvent ainsi être utiles pour trouver les points de fonctionnement idéaux ( $f_{rep}, P_{opt}$ ) qui minimisent l'impact de la conversion de bruit d'amplitude sur le bruit de phase.

- Variation de tension de biais de photodiode à fréquence fixe :

La conversion AM/PM de la photodiode dépend aussi de la tension de biais de la photodiode. La Figure III - 26 présente ainsi l'évolution de la phase relative de  $S_{21}(2\pi f)$  en fonction de la puissance optique incidente pour plusieurs tensions de biais de photodiode à fréquence de répétition fixe. De la même manière que précédemment (cf. Figure III - 24), les différentes couleurs de courbes indiquent plusieurs puissances de sortie  $P_{RF}$ .



**Figure III - 26 Phase relative de  $S_{21}(2\pi f)$  en fonction de la puissance incidente pour plusieurs tension de biais de photodiode à fréquences de répétition fixe (10 GHz).**

Comme précédemment, la valeur de la phase varie globalement assez peu en fonction de la valeur de  $P_{RF}$  (les courbes de différentes couleurs se superposent). En changeant la valeur de la tension de biais appliquée à la photodiode, on peut minimiser la conversion AM/PM pour certains points de fonctionnement. Pour  $P_{opt} = 8\text{ mW}$  par exemple,  $\chi_{ph}$  passe de  $\sim 10\text{ rad/W}$  à  $\sim 2\text{ rad/W}$  en passant d'une tension de biais de 3.5 V à 4.5 V. Ainsi pour la photodiode utilisée, le facteur de conversion typique peut varier du rad/W à la dizaine de rad/W en fonction de la fréquence du signal RF, de la puissance optique ou encore de la tension de biais de la photodiode.

Cette étude peut se généraliser à des architectures plus complexes comme le laser à effet Talbot régénératif. La caractérisation du bruit d'amplitude en sortie de boucle optique est essentielle pour estimer sa contribution au bruit de phase total. En revanche, la conversion AM/PM peut être minimisée dans tous les cas en étudiant les points de fonctionnement optimaux pour la photodiode.

### 3. c Influence de la longueur de boucle sur le bruit de phase

Les deux études précédentes permettent de mettre en avant l'existence de points de fonctionnement de liaison optique/hyperfréquence qui minimisent à la fois le plancher de bruit de phase et la conversion AM/PM. Ces considérations sont très intéressantes pour le choix des composants, dans un but de réduction du bruit de phase du laser à effet Talbot régénératif.

En plus de la recherche de points de fonctionnement optimaux, l'architecture de la boucle régénérative peut être modifiée pour minimiser le bruit de phase. Au-delà du seuil laser de la boucle, l'évolution du bruit de phase avec la fréquence de décalage se rapproche du comportement d'un oscillateur optoélectronique (en particulier par rapport à la remontée du bruit de phase en  $1/f^2$  à basse fréquence). Plusieurs réalisations [116, 117] et un modèle de COEO [118] ont mis en avant l'importance de la longueur de boucle dans le filtrage du bruit à basse fréquence.

Une solution pour diminuer le niveau de bruit de phase consiste ainsi à allonger les cavités du COEO avec de la fibre optique pour augmenter le facteur de qualité de la boucle et l'effet de filtrage du bruit de phase. Dans ce cas, le choix de la boucle dans laquelle la fibre est rajoutée joue un rôle important, les deux cavités (optique et optoélectronique) ne filtrant pas le bruit de la même manière [117]. Pour améliorer l'effet de filtrage à basse fréquence dans le laser à effet Talbot régénératif, nous nous sommes intéressés à l'influence de la position de la fibre rajoutée dans un COEO (qui est une structure plus simple que le laser à effet Talbot régénératif).

### 3. c. i Influence de la position de la fibre ajouté dans un COEO

Nous avons ainsi réalisé un COEO à 1550 nm (cf. Figure III - 27), et nous avons caractérisé l'évolution du bruit de phase en faisant varier la longueur et la position de la fibre optique ajoutée. Les différentes positions d'ajout de la fibre optique sont notées A, B et C (différence de position entre la boucle optique et régénérative, et différence de position au sein de la boucle optique). La boucle optique est fibrée avec des éléments à maintien de polarisation. Elle est composée d'un BOA (amplificateur optique à semiconducteur à puits quantiques boosté) commercial en bande C, d'un FOPB accordable (Yenista) et d'un isolateur. La boucle optique mesure environ 12 m. La boucle optoélectronique est composée d'une photodiode rapide (Thorlabs) de 18 GHz de bande passante. L'amplificateur RF possède 24 dB de gain dans la bande [0.7 – 18] GHz, et le filtre RF est centré autour de 11.5 GHz. Pour les différentes positions et longueurs de fibre ajoutée, la puissance incidente sur la photodiode est maintenue constante avec un atténuateur variable. Le bruit de phase est caractérisé avec un analyseur de signaux FSWP28.

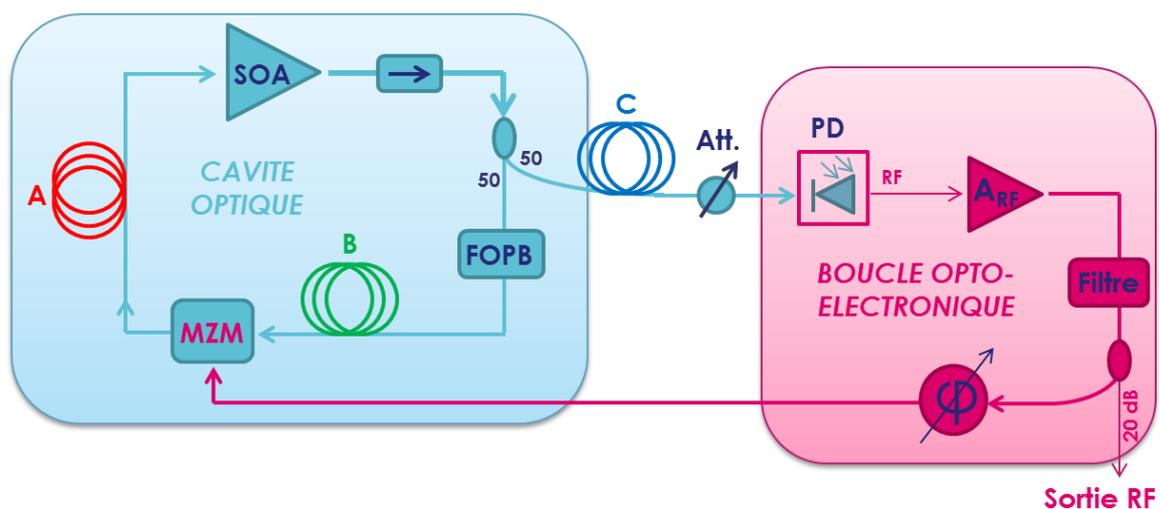
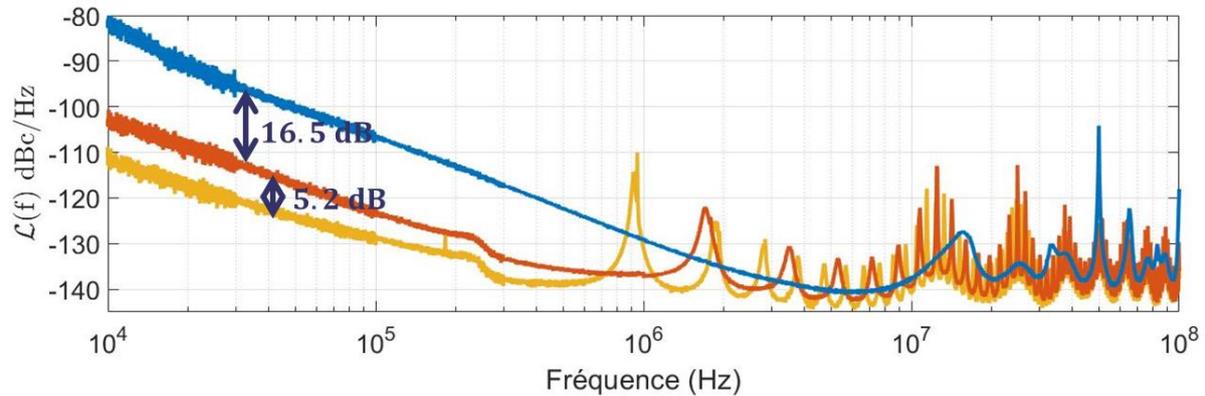


Figure III - 27 Schéma du COEO réalisé. SOA : amplificateur optique à semiconducteur. FOPB : filtre optique passe bande. MZM : modulateur de Mach-Zehnder. Att. : atténuateur. PD : photodiode.  $A_{RF}$  : amplificateur radiofréquence. Les différentes positions d'ajout de fibre sont notées A, B et C.

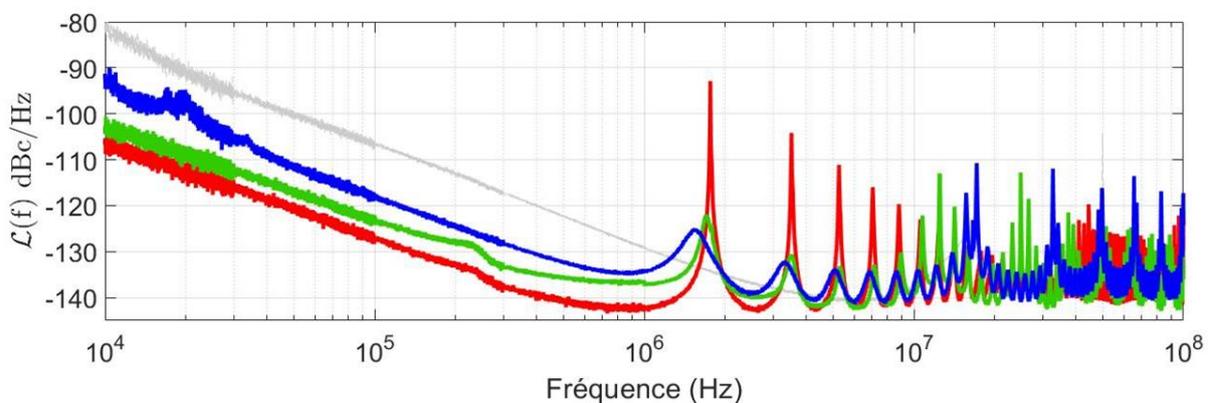
Nous avons vérifié dans un premier temps que l'ajout de longueur de fibre optique diminuait le bruit de phase à basse fréquence en faisant varier la longueur de fibre ajoutée au même endroit. La Figure III - 28 présente la DSP de bruit de phase du battement à 11.5 GHz pour 0, 100 m et 200 m de fibre optique rajoutée en position B.



**Figure III - 28 DSP de bruit de phase du battement en sortie de COEO pour 0 m (en bleu), 100 m (en rouge) et 200 m (en jaune) de fibre optique rajoutée en position B.**

Dans un second temps, nous avons fait varier la position de la longueur de fibre ajoutée. La Figure III - 29 présente la DSP de bruit de phase du battement à 11.5 GHz pour 100 m de fibre optique rajoutée en position A, B et C. En comparant l'ajout de fibre dans la boucle optique (position A ou B) et l'ajout de fibre dans la boucle optoélectronique (position C), on remarque que le filtrage apporté par l'ajout de la fibre optique est plus efficace dans la boucle optique que dans la boucle régénérative. On retrouve ici les résultats présentés dans [117].

En revanche, la différence de position de la fibre optique dans la boucle optique (position A ou B) est aussi importante, le filtrage à basse fréquence étant plus important en position A qu'en position B, au détriment de pics de remontée de bruits plus importants. Ce résultat s'explique par le fait que la cavité optoélectronique comporte une partie de la cavité optique (la partie à partir du MZM jusqu'au coupleur cf. Figure III - 27), aussi le filtrage est optimal quand la fibre rajoutée est à la fois présente dans la boucle optique et dans la boucle régénérative (en position A).



**Figure III - 29 DSP de bruit de phase du battement en sortie de COEO pour 100 m de fibre optique rajoutée en position A (en rouge), B (en vert) et C (en bleu). La DSP de bruit de phase du battement sans fibre ajoutée est donnée à titre indicatif en gris clair.**

### 3. c. ii Modélisation du bruit de phase en sortie de COEO

La forme du bruit de phase en sortie de COEO peut être en partie expliquée en considérant le COEO comme un oscillateur optoélectronique à double boucle, avec une boucle optique et une boucle hyperfréquence [109]. Le bruit de phase du battement électrique en sortie d'un OEO peut être décrit d'après l'équation (III. 13) [106]. En considérant les deux boucles (optique et régénérative), la fonction de transfert de délai s'écrit plus généralement (en supposant simplement un couplage 50/50 entre les deux boucles) :

$$H_T(2\pi f) = \frac{1}{2} \left( e^{\frac{2i\pi f c}{nL_{opt}}} + e^{-\frac{2i\pi f c}{nL_{oe}}} \right), \quad (\text{III. 26})$$

avec  $L_{opt}$  la longueur de la cavité optique et  $L_{oe}$  la longueur de la cavité optoélectronique. La fonction de filtrage du filtre RF est décrite par une lorentzienne autour de sa fréquence centrale  $f_0$  [109] :

$$H_R(2\pi f) = \frac{1}{1 + 2iQ_{filtre}f/f_0}, \quad (\text{III. 27})$$

avec  $Q_{filtre}$  le facteur de qualité du filtre. Le facteur de qualité du filtre ainsi que la fréquence centrale sont caractérisés à partir d'un analyseur de spectre électrique. Les longueurs  $L_{opt}$  et  $L_{oe}$  sont obtenues à partir du bruit de phase du COEO sans ajout de fibre optique (courbe bleu de la Figure III - 28).

Pour le COEO présenté en Figure III - 27 on a trouvé :  $L_{opt} = 12.40$  m et  $L_{oe} = 16.23$  m. Le facteur de qualité du filtre  $Q_{filtre}$  a été obtenu en caractérisant la fonction de transfert du filtre à l'analyseur de spectre électrique (on a trouvé  $Q_{filtre} = 118$ ). Pour vérifier que le modèle de double boucle était pertinent, on a comparé le bruit de phase du COEO en rajoutant arbitrairement 100 m de fibre en position B et 200 m en position C à partir du modèle et à l'analyseur de signaux FSWP28 (Figure III - 30).

Le modèle décrit parfaitement la forme et l'amplitude du bruit de phase en sortie de COEO. La différence de hauteur des pics parasites à haute fréquence vient d'un artefact de mesure du FSWP28 (résolution insuffisante de l'appareil à haute fréquence de décalage).

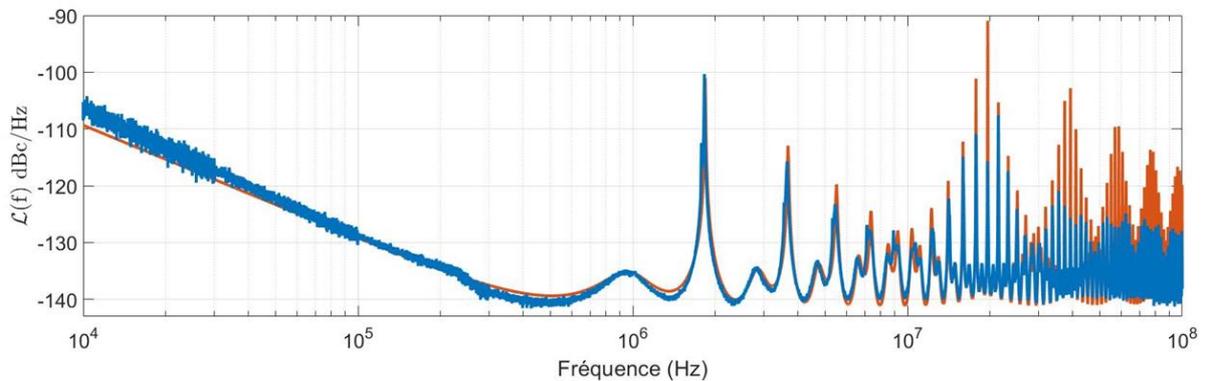
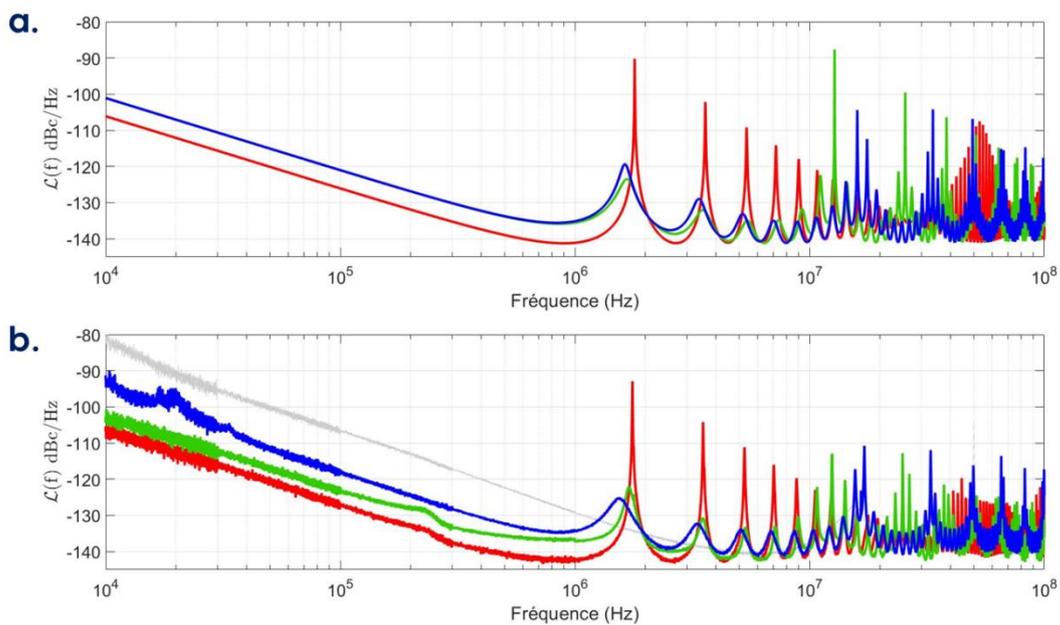


Figure III - 30 Bruit de phase du COEO avec 100 m de fibre optique en position B et 200 m en position C expérimental (en bleu) et d'après le modèle de bruit de phase de COEO (en rouge).

Pour vérifier que le modèle permet de décrire la différence de filtrage en changeant la position des bobines de fibre rajoutées, nous avons simulé le bruit de phase en sortie de COEO pour une même longueur de fibre ajoutée à plusieurs position (A, B ou C) et nous avons comparé aux résultats expérimentaux (cf. Figure III - 31).

À haute fréquence de décalage, la forme et l'amplitude des pics parasites simulés sont très proches des résultats expérimentaux. La différence d'amplitudes des pics vient principalement de la résolution insuffisante de l'appareil de mesure.

À basse fréquence de décalage en revanche, les simulations diffèrent des résultats expérimentaux. Si le bruit de phase en rajoutant 100 m de fibre dans la boucle optique seule (en vert) est conforme à la valeur numérique, selon le modèle le bruit de phase en rajoutant 100 m de fibre dans la boucle optique seule (en vert) ou dans la boucle optoélectronique seule (en bleu), est identique. On constate néanmoins une dégradation du bruit de phase lorsque la bobine de fibre est rajoutée dans la boucle optoélectronique seule.



**Figure III - 31 Simulation et mesure de DSP de bruit de phase du battement en sortie de COEO pour 100 m de fibre optique rajoutée en position A (en rouge), B (en vert) et C (en bleu).**

Cette erreur de modélisation peut venir du couplage plus complexe entre les deux boucles optiques et optoélectronique (couplage différent de 1/2 entre les deux boucles).

La modélisation du bruit de phase du COEO explique certains comportements expérimentaux, mais est insuffisante pour expliquer la différence de filtrage à basse fréquence entre les deux boucles. Néanmoins, pour une utilisation pratique des COEO et autre structures à double boucle comme le laser à effet Talbot régénératif, le modèle met en avant l'avantage de placer une grande longueur de fibre optique dans la partie commune aux deux boucles pour filtrer le bruit à basse fréquence, ce qui est corroboré par l'étude expérimentale. Cette configuration présente néanmoins la plus forte remontée de bruit aux fréquences à  $1/\tau_c$  (observations validées par les simulations et les expériences).

## Conclusion

Les performances des boucles à décalage de fréquence fibrées à SOA, bien que très prometteuses pour de nombreuses applications, sont particulièrement limitées par l'effet de seuil laser de la boucle à cause de la grande proportion d'émission spontanée qui est régénérée d'un tour à l'autre.

Dans ce chapitre nous avons présenté une architecture de laser à effet Talbot régénératif basé sur une boucle à décalage de fréquence et une boucle régénérative optoélectronique. Cette architecture permet d'améliorer significativement les performances électriques et optiques des boucles à décalage de fréquence fibrées à SOA, tout en conservant une large accordabilité de la cadence de répétition. L'étude de la régularité du train d'impulsions en sortie de laser à effet Talbot régénératif montre de plus que le bruit de phase du train d'impulsions est indépendant de la fréquence de répétition. Le laser à effet Talbot régénératif réalisé peut ainsi s'apparenter à une architecture hybride entre une boucle à décalage de fréquence classique sous le seuil et un oscillateur optoélectronique couplé.

Si l'architecture finale présente un comportement complexe à modéliser et son optimisation repose sur l'interaction de plusieurs éléments, l'étude d'architectures plus simples (liaison optique hyperfréquence et COEO) a permis d'apporter des éléments concrets d'amélioration du bruit de phase. Le plancher de bruit de phase en sortie de photodiode peut par exemple être optimisé en jouant sur le biais du MZM ou la puissance optique en sortie de boucle. La conversion de bruit AM/PM peut être minimisée en trouvant un point de fonctionnement optimal pour la photodiode, et enfin la longueur de la fibre dans le laser à effet Talbot régénératif peut être augmentée pour améliorer le filtrage du bruit de phase à basse fréquence.

Tous ces éléments sont à prendre en compte pour la réalisation de signaux d'horloge à haute cadence de répétition et à très bas bruit de phase basés sur BDF fibrée à SOA, et pourront faire l'objet d'optimisations futures de l'architecture régénérative.



# Chapitre IV

## Applications des boucles à décalage de fréquence à la télémétrie

---

Introduction.....	140
1 Télémétrie optique.....	141
1. a Grandeurs caractérisant les performances de la télémétrie.....	141
1. b Présentation d'architectures usuelles de télémétrie .....	145
1. c Télémétrie basé sur une boucle à décalage de fréquence .....	149
1. d Amélioration de la boucle à décalage de fréquence .....	157
2 Capteur à fibre.....	164
2. a Architectures usuelles de capteur acoustique/radiofréquence à fibre.....	164
2. b Capteur à fibre basé sur une boucle à décalage de fréquence. ....	167
3 Système lidar basé sur une boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle .....	176
3. a Compression d'impulsion analogique par une boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle .....	176
3. b Utilisation de la boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle .....	180
Conclusion .....	190

## Introduction

Les lasers sont largement utilisés dans la vie courante comme appareil de mesure de distance (ou télémétrie). Les lidars par exemple (acronyme de *Light Detection and Ranging*) sont des systèmes essentiels pour la navigation autonome (voiture, drones, ...), le contrôle de procédés industriels à distance, ou encore la mesure de densité de particule ou de la vitesse du vent dans l'atmosphère. La grande variété des sources optiques (laser continu, trains d'impulsions optiques, ...) et des méthodes de traitement de signaux optiques a permis l'essor d'architectures de capteurs et de méthodes de mesures très différentes.

Récemment, les boucles à décalage de fréquence ont été proposées pour la télémétrie. En effet les propriétés de celles-ci (peigne en sortie de grande largeur spectrale associé à la possibilité de contrôler la relation de phase entre les dents du peigne) offrent des avantages très intéressants.

Dans ce chapitre nous présentons tout d'abord quelques grandeurs essentielles qui permettent de caractériser une mesure optique de distance. Ces grandeurs permettent de comparer les architectures de lidar les plus répandues. Ensuite nous détaillons la télémétrie basée sur une boucle à décalage de fréquence et nous évaluons les performances d'une boucle à décalage de fréquence réalisée expérimentalement, en lien avec les grandeurs définies précédemment. Enfin nous étudions deux pistes d'amélioration de la mesure en prenant en compte la particularité de la boucle à décalage de fréquence.

Dans une deuxième partie, nous proposons une application de détection d'onde radiofréquence par capteur à fibre basée sur des mesures optiques par une boucle à décalage de fréquence. Après une brève discussion sur le fonctionnement et les différentes réalisations de capteurs à fibres, nous présentons des preuves de concept expérimentales pour cette application. Enfin nous évaluons la pertinence de l'utilisation des boucles à décalage de fréquence.

Dans une dernière partie, nous présentons un système lidar basé sur une boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle. Nous mettons en avant les avantages de cette architecture en lien avec la première partie et nous illustrons l'utilisation de la double boucle avec plusieurs exemples de mesures (télémétrie, mesure d'effet Doppler, imagerie 3D, ...).

## 1 Télémétrie optique

Bien qu'il existe une grande diversité d'architectures qui permettent de mesurer des distances en s'appuyant sur l'optique, nous nous intéressons en particulier aux systèmes lidar qui utilisent le principe suivant (cf. Figure IV - 1) : une source optique génère un profil d'onde optique (une sinusoïde, un train d'impulsions, une onde modulée en fréquence ou encore un profil complexe) qui est envoyé sur une cible. La lumière réfléchiée ou rétrodiffusée effectue le chemin inverse. En comparant l'onde envoyée et l'écho de la cible on peut mesurer le temps d'aller-retour de l'onde, ce qui permet de remonter à la distance à laquelle se trouve la cible par rapport à la source. Certains types de lidar permettent en outre d'obtenir d'autres informations en plus de la distance, comme la réflectivité de la cible ou sa vitesse.

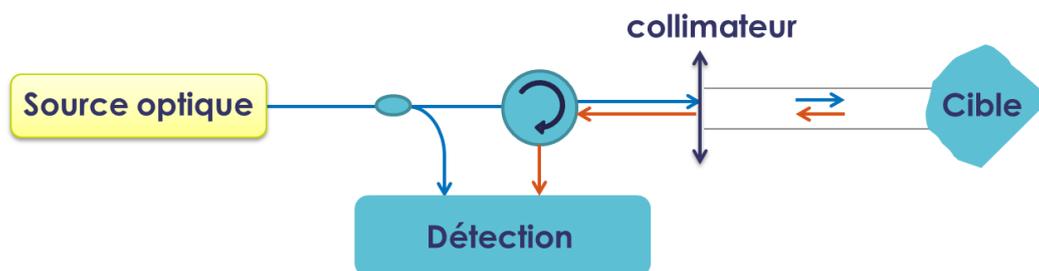


Figure IV - 1 Schéma de base d'un télémètre optique.

### 1. a Grandeurs caractérisant les performances de la télémétrie

Les performances de détection ne sont pas les mêmes en fonction du type de source optique et de la méthode de détection. Afin de comparer de manière efficace les différentes architectures, plusieurs grandeurs caractéristiques de la télémétrie permettent d'en quantifier les performances [43, 119].

#### 1. a. i Précision et exactitude

La précision  $P$  correspond au **degré de précision sur la mesure de la distance**. Plus le système est précis, moins l'écart entre plusieurs mesures d'une même distance est grand. La précision quantifie ainsi la stabilité du système de mesure. Par exemple, des variations de l'onde optique émise par la source ou du système de détection (à cause de fluctuations thermiques/mécaniques) induisent des dégradations de la précision. La Figure IV - 2 montre un exemple de séries de mesures de distances associées à un système précis et imprécis.

En prenant plusieurs séries de mesures d'une même distance, par ergodicité, la précision correspond ainsi à l'écart type de la série de mesure. De manière plus rigoureuse, la précision peut être définie par rapport à la variance d'Allan de la mesure de distance en fonction du temps [43, 120, 121]. La mesure de la précision ne présuppose pas la connaissance de la distance réelle de la cible.

L'exactitude  $E$  correspond à la **différence entre la distance mesurée par le système et la distance réelle**. Plus le système est exact, plus les mesures sont proches de la distance réelle. La Figure IV - 2 montre un exemple de séries de mesures de distances associées à un système exact et inexact.

En prenant une série de mesures d'une même distance, l'exactitude correspond ainsi à la différence entre la moyenne de la série de mesures et la distance réelle de la cible. La mesure de l'exactitude

d'un système, contrairement à la mesure de la précision, présuppose la connaissance de la distance réelle d'une cible. En réalité, pour estimer l'exactitude d'un système, on compare les mesures du système que l'on cherche à caractériser par rapport à un système de mesure qui dispose d'une meilleure exactitude et d'une meilleure précision.

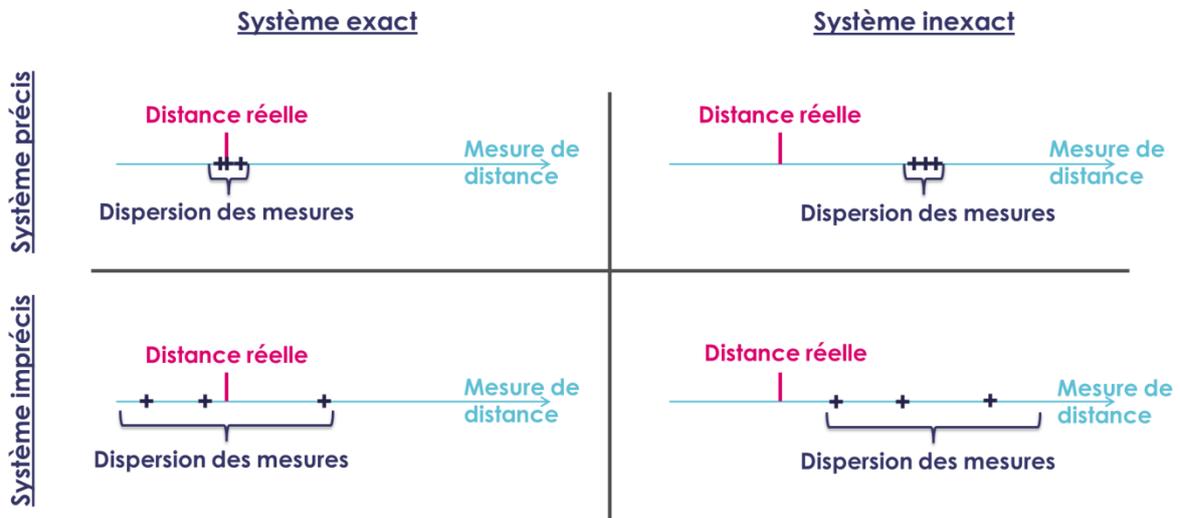


Figure IV - 2 Schéma d'une série de mesure (croix bleu foncé) de distance d'un système de mesure précis/imprécis, exact/inexact par rapport à la distance réelle (en rose).

La précision est souvent un des principaux paramètres limitant les mesures de distance. Étant liée aux fluctuations du système, l'amélioration de la précision nécessite un contrôle des éléments qui pourraient varier dans le temps (par exemple grâce à des asservissements). En revanche l'exactitude d'un système est moins critique. En effet, en étalonnant le système par rapport à une mesure de référence de bonne exactitude, l'utilisateur peut corriger le biais de mesure du système. Les dérives lentes de la mesure peuvent même être corrigées en réactualisant en temps réel l'étalonnage.

### 1. a. ii Résolution

La résolution  $R$  correspond à la **distance minimale entre deux cibles, distinctes qui permet de les distinguer lors de la mesure**. Lorsque deux cibles sont trop proches l'une de l'autre, l'appareil de mesure ne peut différencier les deux échos renvoyés. La résolution peut dépendre de nombreux paramètres : de la durée et de la bande passante du signal émis, des caractéristiques de la cible (ponctuelle/distribuée) et du milieu de propagation (dispersion). La Figure IV - 3 montre une illustration de mesures simultanées de deux cibles séparées d'une distance fixe pour différentes résolutions de l'appareil de mesure (dans le cas d'un lidar temps de vol [122]).

Le critère de résolution est particulièrement utilisé quand l'utilisateur cherche à mesurer plusieurs cibles en même temps comme pour l'imagerie 3D ou les lidars flash par exemple [119, 123]. Si pour ces dernières applications notamment, la résolution est un paramètre critique, plusieurs méthodes de traitement de signal peuvent être mises en place [124, 125, 126] afin d'améliorer la résolution de la mesure.

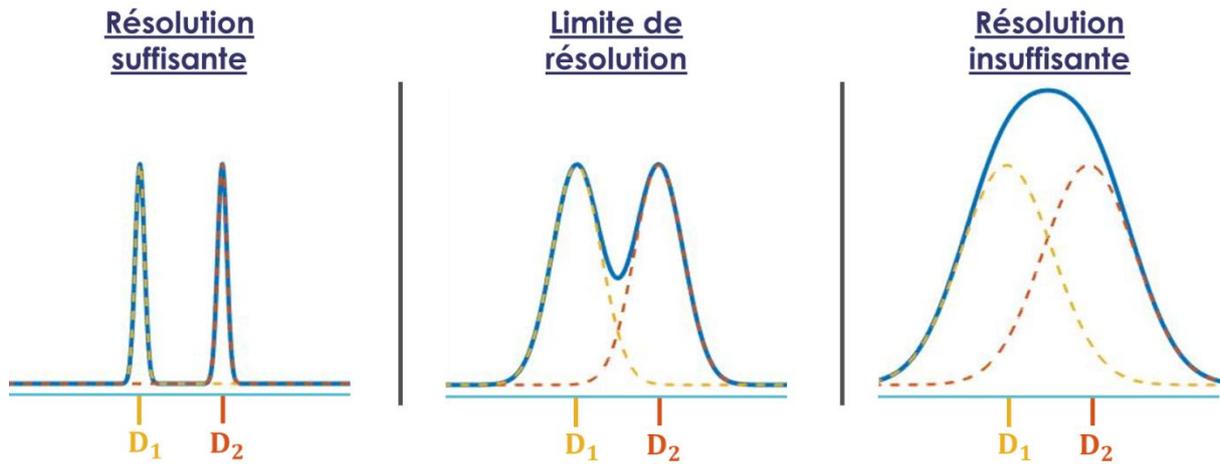


Figure IV - 3 Schéma d'un exemple de mesures de distances simultanées pour différentes résolutions de l'appareil.

### 1. a. iii Fréquence d'acquisition et zone d'ambiguïté

La fréquence d'acquisition  $f_{acq}$  correspond à la **fréquence de la mesure par le système**. On distingue deux principaux facteurs qui limitent cette fréquence de mesure.

- La cadence de répétition de la source optique : la source optique génère une onde optique périodique de période  $f_{rep}$  pour sonder une cible. L'acquisition de la distance de la cible ne peut ainsi s'effectuer au mieux qu'à une période  $1/f_{rep}$ .
- Le traitement des données : la détection du signal et le traitement associé peuvent entraîner aussi un certain temps d'acquisition. La mesure de distance peut aussi être moyennée sur plusieurs périodes pour améliorer le rapport signal à bruit (SNR) par exemple. Ce processus rallonge la période d'acquisition.

La fréquence d'acquisition nécessaire dépend de l'application visée. Ce paramètre est particulièrement important lorsque l'utilisateur cherche à suivre l'évolution d'une cible (vitesse, distance, ondes émises, ...) dans le temps. Pour la navigation autonome par exemple, la fréquence d'acquisition nécessaire est intimement liée à la vitesse de l'objet et à son environnement.

La distance d'ambiguïté **ZA** correspond à **la distance jusqu'à laquelle le système de détection peut certifier les mesures sans ambiguïté**. Le système de mesure fonctionnant sur l'envoi de signaux périodiques, l'écho réfléchi par la cible peut ainsi venir de différentes périodes du signal envoyé. La Figure IV - 4 représente une mesure issue d'un lidar temps de vol pour deux cibles espacées de ZA. Dans un état de fonctionnement stationnaire, l'écho de la cible 1 (en rouge) et l'écho de la cible 2 (en jaune) sont indifférentiables.

Plus la distance d'ambiguïté est grande, moins la mesure de distance est limitée spatialement. En pratique, la distance d'ambiguïté est limitée par la fréquence de répétition de la source optique :

$$ZA = \frac{c}{2nf_{rep}}, \quad (IV. 1)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière et  $n$  l'indice du milieu de propagation. Le facteur 2 au dénominateur vient de l'aller-retour de l'onde.

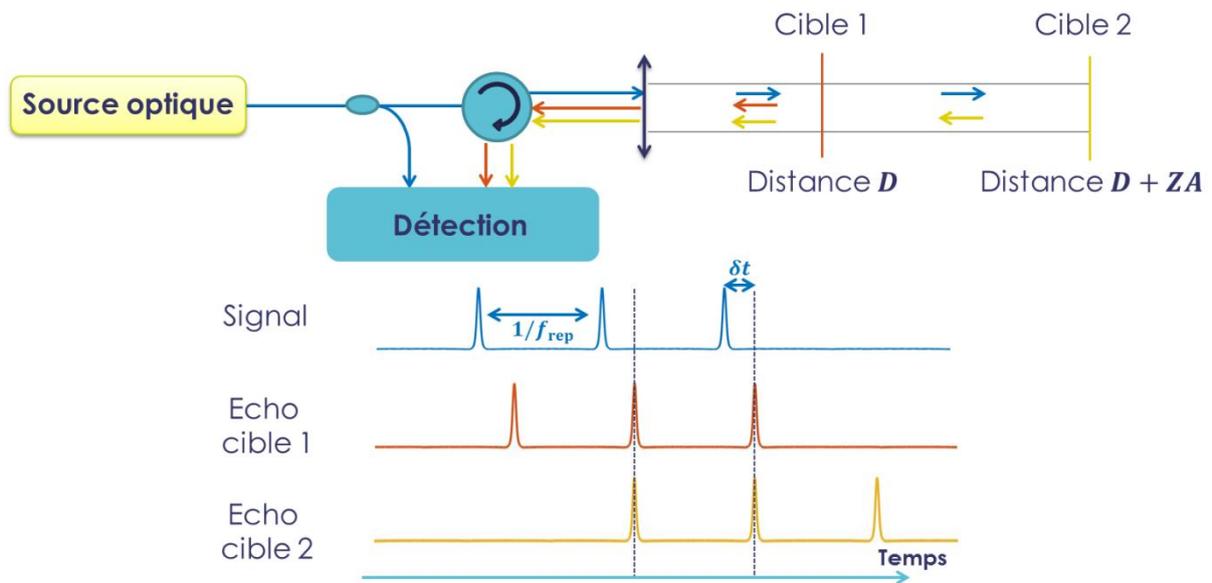


Figure IV - 4 Schéma de télémétrie : deux cibles espacé de la distance d'ambiguïté  $ZA$  pour un lidar temps de vol. Le train d'impulsions en sortie est représenté en bleu, l'écho de la cible 1 (respectivement la cible 2) est représenté en rouge (respectivement en jaune).

#### 1. a. iv Détection cohérente/incohérente

Le type de détection (cohérente/incohérente) est un critère important pour la télémétrie. Par exemple, la distance maximale pouvant être mesurée (ou portée) est dépendante de la détection et de la puissance du champ émis en sortie de laser. En supposant que la cible illuminée par la source optique renvoie la lumière de manière isotrope (dans  $4\pi$  stéradians), la puissance de la lumière réémise par la cible qui est captée par le collimateur décroît avec la distance de la cible [127, 128].

- Dans le cas d'une détection incohérente des signaux, le signal d'écho et le signal de référence (issu de la source optique) sont détectés séparément. La distance est calculée en comparant l'intensité ou la phase des deux signaux dans le domaine radiofréquence (l'information à propos de la phase optique des signaux est perdue). La mesure de la distance dépend alors de la puissance du signal d'écho. Comme celle-ci décroît de manière quadratique avec la distance de la cible [127] ( $P_{echo} \propto 1/L^2$ ), la détection incohérente repose usuellement sur l'utilisation d'amplificateur pour accroître la puissance de sortie, et/ou d'une électronique de détection très sensible (par exemple des détecteurs de photons uniques à avalanche).

- Dans le cas d'une détection cohérente, le signal d'écho est détecté par interférence avec le signal de référence. La distance est alors calculée à partir du battement entre les deux signaux. Le signal d'écho étant projeté sur le mode de l'oscillateur local, la détection cohérente renseigne sur l'amplitude du signal d'écho. Comme celle-ci décroît de manière linéaire ( $E_{echo} \propto 1/L$ ), la détection cohérente permet de gagner en sensibilité pour une même puissance de sortie. La détection cohérente garde de plus la différence de phase optique entre les deux signaux, ce qui permet de mesurer une distance avec une précision interférométrique.

Le choix du type de détection influence ainsi énormément les performances de la mesure et en particulier la sensibilité. Si la détection cohérente semble être une meilleure option du fait du gain de sensibilité par l'utilisation de l'oscillateur local, en pratique plusieurs autres facteurs interviennent

comme l'environnement sondé (la présence ou l'absence de turbulences), la taille de la cible, la puissance crête en sortie (la puissance d'un laser pour une utilisation commerciale devant respecter des normes de puissance [129, 130]) ou encore les capacités de traitement de signal (la détection cohérente nécessitant en général plus de puissance de calcul). Tous ces critères sont à prendre en compte dans le développement d'un télémètre optique. Une étude préalable de ces facteurs en fonction de l'application visée permet généralement de trancher entre les deux types de détection.

## 1. b Présentation d'architectures usuelles de télémétrie

Les lidars sont les architectures de référence pour la télémétrie basée sur l'optique. Parmi les types de lidars les plus couramment utilisées, on distingue en particulier les lidars temps de vol, les lidars utilisant des lasers CW modulés en intensité (lidars AMCW), des lasers CW modulés en fréquence (lidars FMCW) ou encore les lidars à compression d'impulsion.

### 1. b. i Lidar temps de vol

Les lidars temps de vol correspondent aux schémas de modulation de l'onde optique les plus simples [122, 131, 132] : un train d'impulsions optiques est envoyé sur une cible. Les impulsions réfléchies sont collectées par le collimateur et la distance  $L$  de la cible est obtenue en comparant le temps entre les impulsions du signal et de l'écho  $\delta t$  (cf. Figure IV - 4) :

$$L = \frac{c\delta t}{2n}. \quad (\text{IV. 2})$$

Pour un lidar temps de vol, la résolution est directement reliée à la durée de l'impulsion [128]. Le grand avantage de ces lidars réside dans la simplicité de la méthode de mesure. La possibilité de faire des temps de répétition faibles implique aussi des zones d'ambiguïté très large. Pour des applications d'altimétrie [128] ou de mesure de densité de particules [122, 133] par exemple, les distances de mesures vont de la centaine de mètres à plusieurs kilomètres. En revanche, la détection est incohérente, et la puissance réémise de la cible décroît comme l'inverse de la distance de la cible au carré [127] ( $P_{\text{echo}} \propto 1/L^2$ ). L'utilisation de lidar temps de vol à longue distance implique ainsi une électronique de détection très sensible et rapide, pour ne pas dégrader la précision de la mesure.

### 1. b. ii Les lasers CW modulés en intensité (lidar AMCW)

Les lidars AMCW utilisent des lasers CW dont l'intensité est modulée par une sinusoïde ou un créneau à une fréquence de répétition  $f_{\text{rep}}$  [134, 135]. La différence de phase entre l'intensité du signal émis et celle du signal réfléchi  $\delta\varphi$  permet de calculer la distance  $L$  parcourue par l'onde (cf. Figure IV - 5) :

$$L = \frac{c}{2n} \frac{\delta\varphi}{2\pi f_{\text{rep}}}. \quad (\text{IV. 3})$$

Plusieurs méthodes existent pour mesurer la différence de phase. La plus répandue consiste à mesurer l'intensité réfléchie à retards temporels fixés entre les deux signaux.

Pour un lidar AMCW, la résolution est limitée par la fréquence  $f_{\text{rep}}$  et par la précision de la mesure de la phase  $\delta\varphi$ . Plus la fréquence de répétition est élevée, plus la différence de phase entre deux cibles est grande, ce qui permet de mieux les différencier, mais au détriment d'une distance d'ambiguïté plus faible.

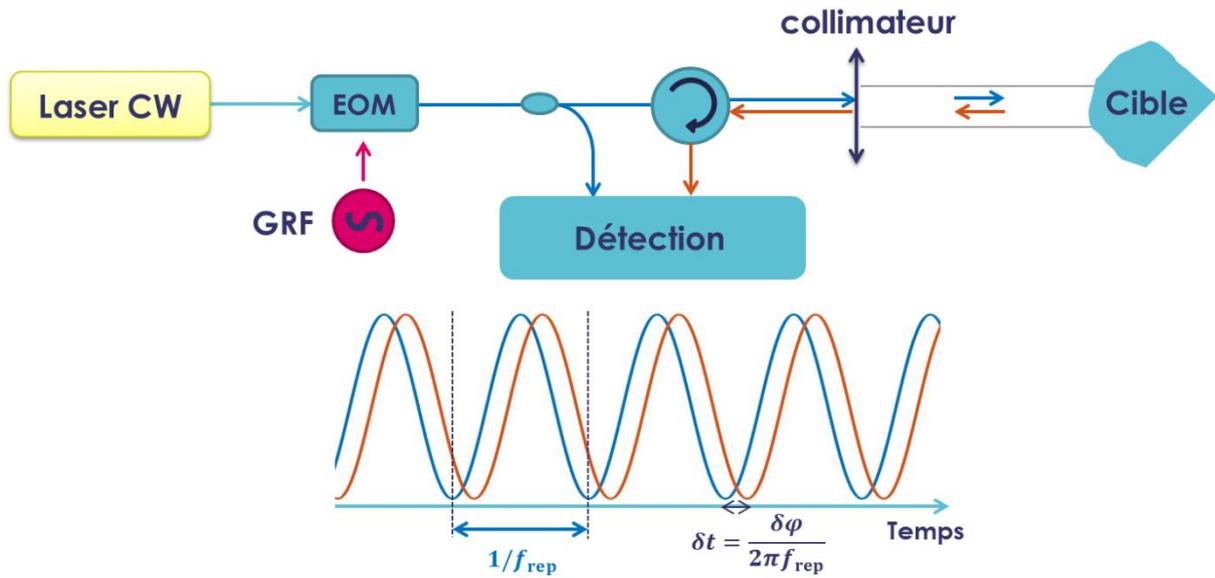


Figure IV - 5 Schéma d'un lidar AMCW. En bleu : signal. En rouge : écho. EOM : modulateur électro-optique. GRF: générateur RF externe.

### 1. b. iii Les lasers CW modulés en fréquence (lidar FMCW)

Les lidars FMCW émettent des ondes optiques périodiques de cadence de répétition  $f_{\text{rep}}$  dont la fréquence instantanée varie linéairement au cours du temps (ou chirp) [23, 24]. La fréquence instantanée de l'onde optique  $f$  dans un chirp peut ainsi s'écrire (cf. Figure IV - 6) :

$$f = f_0 + \gamma t, \quad (\text{IV. 4})$$

avec  $\gamma$  le taux de chirp (en Hz/s).

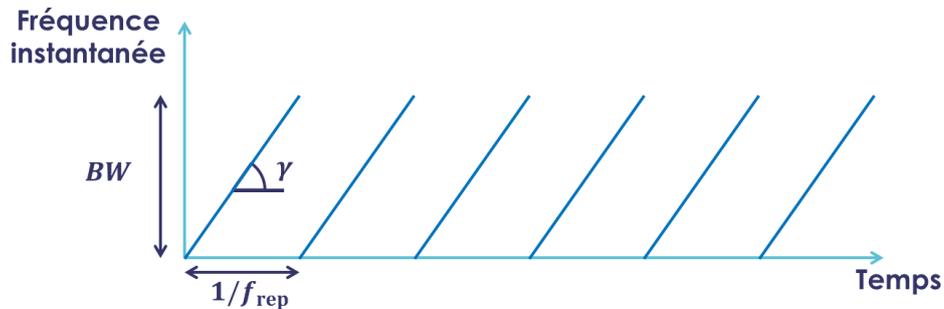


Figure IV - 6 Fréquence instantanée d'un train de chirps en fonction du temps.

Le chirp est ensuite réfléchi ou rétrodiffusé par la cible et collecté par le collimateur. Les lidars FMCW peuvent reposer sur la détection cohérente de l'écho (en faisant interférer l'écho avec le signal) ou bien sur la détection incohérente (en comparant l'écho et la référence après détection de l'écho par une photodiode). À titre indicatif, des éléments de comparaison des deux méthodes est donnée dans [136]. Pour une détection cohérente, le retard dû à l'aller-retour implique une différence de fréquence  $f_s$  entre le signal et l'écho. La fréquence  $f_s$  du battement est alors proportionnelle à la distance  $L$  (cf. Figure IV - 7) :

$$f_s = f_{\text{signal}}(t) - f_{\text{echo}}(t) = \gamma(t_{\text{signal}} - t_{\text{echo}}) = \frac{2nL}{c} \gamma. \quad (\text{IV. 5})$$

Un lidar FMCW transpose ainsi l'information de la distance dans le domaine spectral.

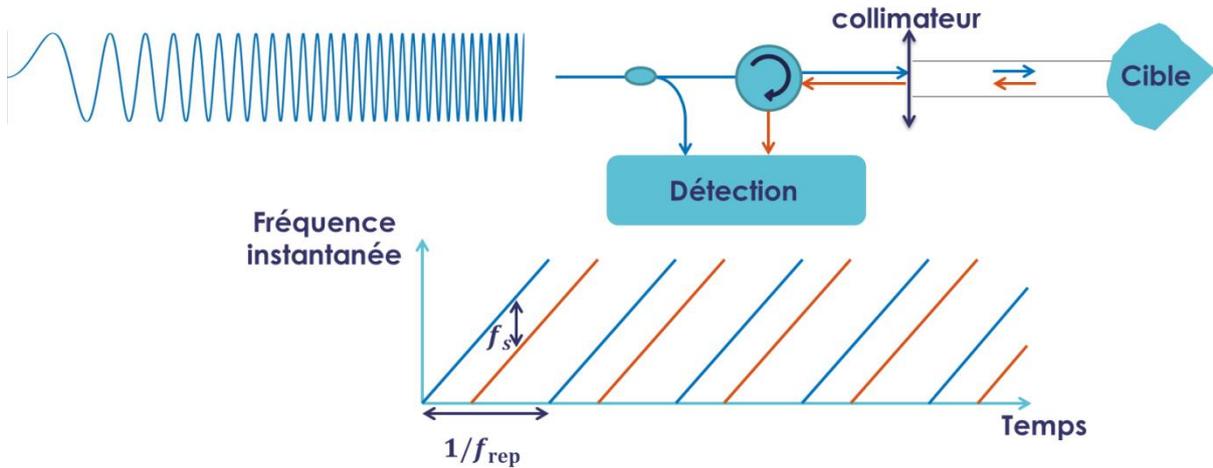


Figure IV - 7 Schéma d'un lidar FMCW. En bleu : signal. En rouge : écho.

Du fait de l'effet Doppler, la mesure par un lidar FMCW avec le schéma de modulation présenté en Figure IV - 7 ne permet pas de connaître à la fois la distance et la vitesse de la cible : la mesure ne permet pas de différencier une cible immobile à une certaine distance d'une cible en mouvement à une autre distance. Néanmoins, en envoyant successivement plusieurs chirps avec des taux de chirps différents, une détermination de la distance et de la vitesse sans ambiguïté peut être obtenue [25].

#### 1. b. iv Télémétrie par compression d'impulsion

La télémétrie par compression d'impulsion [14, 137, 138] repose sur la modulation (généralement de phase ou de fréquence) d'un signal continu. Cette technique est inspirée de la compression d'impulsion RADAR pour maximiser le SNR de la détection d'écho [139, 140]. À la différence d'un lidar FMCW, la distance est mesurée à partir de la corrélation croisée du signal réfléchi avec le signal de référence. Le principe de fonctionnement est résumé en Figure IV - 8 en utilisant un train de chirps comme signal de référence<sup>1</sup>.

La fréquence instantanée du signal émis est modulée de manière à générer un train de chirps périodique de période de répétition  $f_{rep}$  (comme pour un laser FMCW cf. Figure IV - 6). Le motif de chirp  $X(t)$  est enregistré en mesurant le champ électrique en sortie de boucle  $E_{ref}(t)$  sur une période  $1/f_{rep}$ . Le champ électrique est ensuite envoyé sur une cible qui le réfléchit. Le champ réfléchi  $E_{echo}(t)$  peut être relié au champ en sortie de boucle  $E_{ref}(t)$  par la relation :

$$E_{echo}(t) = r e^{-i\phi} E_{ref}(t - T), \quad (IV. 6)$$

avec  $r$  le coefficient de réflexion en amplitude de la cible,  $\phi$  un terme de phase et  $T$  le temps d'aller-retour jusqu'à la cible. Afin de mesurer précisément  $T$ , le champ réfléchi est compressé par une corrélation croisée avec le motif de chirp enregistré  $X^*(t)$ . La corrélation croisée  $R_{X,echo}(t)$  s'écrit :

<sup>1</sup> Nous avons choisi d'illustrer cette méthode avec un train de chirps pour présenter deux méthodes utilisant des chirps (avec le lidar FMCW), et pour faire le lien avec les travaux décrits dans les sections suivantes. Néanmoins, le cadre général de la compression d'impulsion dépasse largement l'utilisation de chirp. En effet, les codages de phases (comme les code de Barker [150] ou de Golay [152]) sont souvent utilisés pour la compression d'impulsion. D'autres exemples de codages usuels sont référencés dans la référence [140].

$$R_{X,\text{echo}}(t) = \int X^*(t - \tau) E_{\text{echo}}(t) dt \quad (\text{IV. 7})$$

$$R_{X,\text{echo}}(t) = \int X^*(t - \tau) r e^{-i\phi} E_{\text{ref}}(t - T) dt. \quad (\text{IV. 8})$$

Le champ  $E_{\text{ref}}(t)$  étant une succession périodique du motif de chirp  $X(t)$  de période  $1/f_{\text{rep}}$ , la trace de corrélation croisée correspond à un train d'impulsions de période  $1/f_{\text{rep}}$  et de retard temporel  $T$ . On dit que le motif  $X^*(t)$  est le filtre adapté au champ réfléchi, c'est-à-dire qu'il maximise le SNR de la corrélation par rapport à des bruits additifs [139, 140]. La durée des impulsions est limitée par la largeur spectrale du signal envoyé [14, 137]. En comparant la corrélation croisée  $R_{X,\text{ref}}(t)$  du signal de référence avec  $X^*(t)$  et la corrélation croisée  $R_{X,\text{echo}}(t)$  du signal réfléchi avec  $X^*(t)$ , la compression d'impulsion permet de mesurer très précisément le temps d'aller-retour  $T$  de la lumière jusqu'à la cible et donc la distance de la cible.

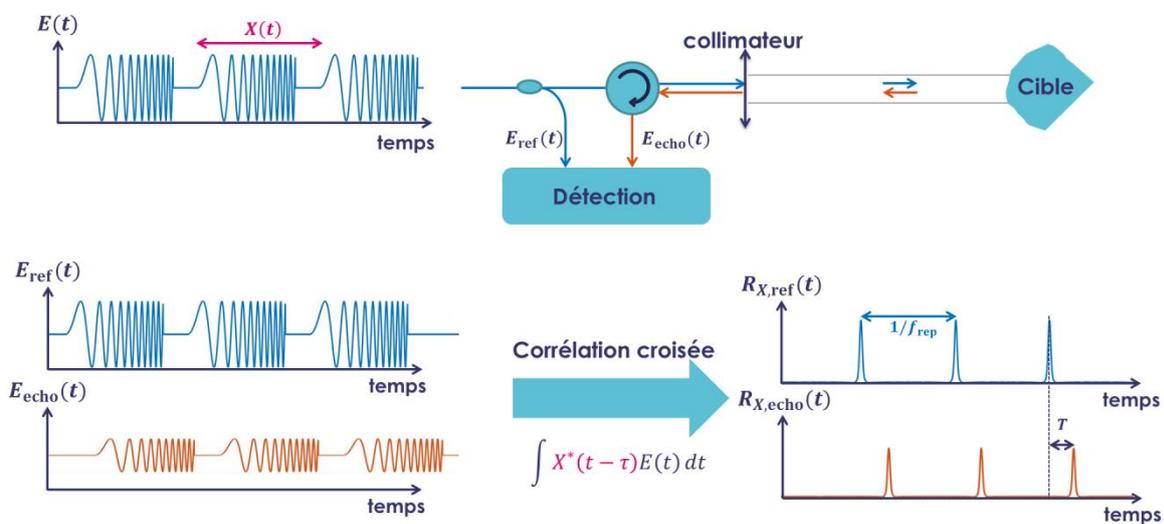


Figure IV - 8 Schéma d'un télémètre par compression d'impulsions. En bleu : référence. En rouge : écho.

La télémétrie par compression d'impulsion peut être réalisée avec une détection incohérente (en mesurant directement l'intensité du motif  $X(t)$  et du train réfléchi) ou bien avec une détection cohérente (en mesurant l'amplitude et la phase du motif  $X(t)$  et du champ réfléchi par une mesure hétérodyne par exemple), avec les avantages et inconvénients évoqués dans la section 1. a. iv.

De même, l'étape de corrélation croisée peut être effectuée de manière numérique en enregistrant les signaux après la photodiode ou bien de manière analogique, en faisant varier le retard de l'interférence entre le motif de référence et le champ réfléchi. Si la corrélation croisée analogique présente l'avantage de réduire drastiquement le traitement de signal nécessaire (la corrélation numérique étant limitée par l'enregistrement de signaux sur de longs temps d'acquisition avec une fréquence d'échantillonnage élevée), cette méthode nécessite généralement un montage expérimental plus complexe.

L'avantage de la télémétrie par compression d'impulsion est que tout en offrant une résolution limitée par la largeur spectrale, l'étalement temporel du signal d'entrée réduit considérablement la puissance crête en sortie de boucle, ce qui permet d'éviter des effets non-linéaires ou de saturation dans les amplificateurs et ainsi de respecter les normes de puissances en vigueur pour l'utilisation de télémètres optiques [129].

Pour le lidar FMCW ainsi que pour le télémètre par compression d'impulsions, les performances sont limitées par la génération du train de chirps : La résolution est limitée par la bande passante du chirp [24, 137], tandis que la précision de la mesure est fortement impactée par la linéarité et la régularité des chirps générés. Le train de chirps peut être généré par exemple en modulant directement la fréquence d'un laser CW (par modulation du courant de pompe) [23, 25], en ajoutant un élément électro-optique dans ou à la suite d'un laser CW [141, 142] ou en utilisant un MLL combiné à un filtre optique de Bragg chirpé [143, 144].

Dans les deux premiers cas, le taux de chirp est assez faible ( $1 - 1000 \text{ MHz}/\mu\text{s}$ ) à cause de la dynamique du laser ou du générateur qui pilote l'électro-optique. Dans le dernier cas, la bande passante du chirp est liée à la largeur du peigne en sortie de MLL et le taux de chirp peut être plus élevé ( $\sim 1 - 10 \text{ GHz/ns}$ ) grâce au filtre de Bragg. Cette architecture permet la génération de train de chirps avec une très grande bande passante (et ainsi une bonne résolution) toute en conservant une cadence de répétition élevée. En revanche, ce système est très difficilement reprogrammable (taux de répétition imposé par le MLL et dispersion fixée par le filtre de Bragg).

Les BDF au contraire, peuvent générer très facilement des trains de chirps de grande largeur spectrale ( $> 10 \text{ GHz}$ ) avec un taux de répétition élevé ( $\sim 100 \text{ MHz}$ ), et un taux de chirp accordable [17]. Ce sont ainsi des architectures très prometteuses pour la télémétrie. Dans la suite du manuscrit, nous nous sommes concentrés sur la compression d'impulsion numérique et analogique avec des BDF.

## 1. c Télémétrie basé sur une boucle à décalage de fréquence

L'utilisation d'une BDF injectée par un laser CW pour des mesures de télémétrie a été réalisée dans [14]. Les auteurs ont mis en avant une preuve de concept de télémétrie par compression d'impulsion numérique avec une résolution de 4 mm pour une zone d'ambiguïté de 1 m environ. Dans la continuité de ces travaux, nous avons réalisé expérimentalement un Lidar basé sur une BDF. Le système a été caractérisé et testé avec des fréquences de répétitions plus faibles pour des applications de télémétrie à plus grande distances.

### 1. c. i Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du Lidar à partir d'une BDF (cf. Figure IV - 9) est inspiré du télémètre par compression d'impulsion décrit dans la section précédente. Celui-ci repose sur trois étapes : la mesure du signal de référence (le motif de chirp), la mesure du signal d'écho, et la corrélation croisée.

La BDF génère un peigne de fréquences de relation de phase quadratique et d'espacement  $f_s$ . Le champ en sortie de boucle dans l'état stationnaire s'écrit, en notant  $E_0(t) = E_{\text{in}} e^{-2i\pi f_0 t}$  le champ en sortie du laser d'injection [11] :

$$E_{\text{out}}(t) = E_0(t) \sum_{n=0}^{+\infty} g(n) e^{-2i\pi n(f_s t - f_0 \tau_c)} e^{i\pi n(n+1)f_s \tau_c}. \quad (\text{IV. 9})$$

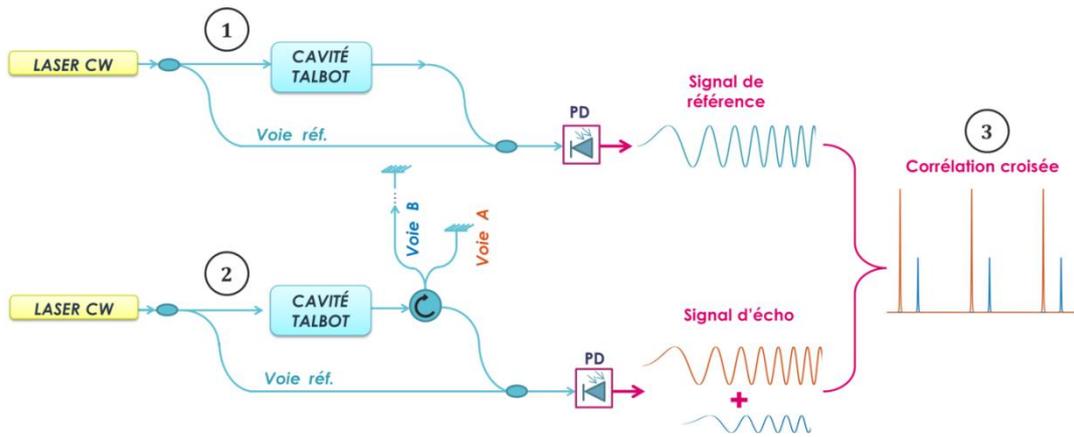
Lorsque le peigne de fréquences interfère directement sur la photodiode avec le laser CW d'injection (Figure IV - 9 en haut), le photocourant en sortie de photodiode  $i_{\text{ref}}(t)$  s'écrit [14]:

$$i_{\text{ref}}(t) \propto |E_{\text{in}}|^2 + |E_{\text{out}}(t)|^2 + 2|E_{\text{in}}| \Re(E_{\text{out}}(t) e^{-i\varphi_0}), \quad (\text{IV. 10})$$

avec  $\varphi_0$  la différence de phase entre les deux bras. En supposant que l'amplitude dans le bras du laser d'injection est largement plus grande que celle du peigne de fréquences, on peut négliger la variation temporelle induite par  $|E_{out}(t)|^2$  par rapport au terme  $2|E_{in}|\Re(E_{out}(t)e^{-i\varphi})$ . Le photocourant s'écrit alors :

$$i_{ref}(t) \propto |E_{in}|^2 + 2|E_{in}|\Re(E_{out}(t)e^{-i\varphi_0}). \quad (IV. 11)$$

Le photocourant contient ainsi directement l'amplitude du signal en sortie de boucle  $E_{out}(t)$ . En enlevant la partie continue (avec un filtre passe haut ou numériquement), la transformée de Hilbert du signal donne le signal complexe  $E_{out}(t)e^{-i\varphi_0}$ . On appelle signal de référence le signal complexe mesuré.



**Figure IV - 9 Principe de fonctionnement de la télémétrie par BDF. (1) Mesure du signal de référence (2) Mesure du signal d'écho (3) Corrélation croisée.**

Lorsque le peigne de fréquences est envoyé dans le bras de mesure, en prenant l'exemple de deux cibles A et B (Figure IV - 9.2), le champ réfléchi total  $E_{tot}(t)$  s'écrit en fonction de  $E_{out}(t)$  :

$$E_{tot}(t) = r_A e^{-i\phi_A} E_{out}(t - t_A) + r_B e^{-i\phi_B} E_{out}(t - t_B), \quad (IV. 12)$$

avec  $r_i$  deux coefficients qui dépendent de la réflectivité des cibles et des pertes de propagation,  $\phi_i$  un terme de phase et  $t_i$  le temps d'aller-retour de la lumière dans la voie  $i$ . En faisant interférer le champ  $E_{tot}(t)$  avec le laser d'injection CW (qu'on suppose d'amplitude largement plus grande), le photocourant en sortie  $i_{tot}(t)$  s'écrit :

$$i_{tot}(t) \propto |E_{in}|^2 + 2|E_{in}|\Re(E_{tot}(t)e^{-i\varphi_0}). \quad (IV. 13)$$

De la même manière, la transformée de Hilbert du photocourant permet de mesurer le champ réfléchi total en phase et en amplitude. On appelle signal d'écho le signal complexe ainsi mesuré. En faisant une corrélation croisée du signal de référence et du signal d'écho  $R_{ref,echo}$ , on retrouve en valeur absolue une trace périodique de période  $f_s$  (comme  $E_{out}$  est périodique de période  $1/f_s$ ), avec des pics correspondant à chacun des échos avec un terme de retard temporel  $t_i$  :

$$R_{ref,echo}(\tau) = \int E_{out}(t - \tau) e^{-i\varphi_0} \left( r_A e^{i\phi_A} E_{out}^*(t - t_A) + r_B e^{i\phi_B} E_{out}^*(t - t_B) \right) dt, \quad (IV. 14)$$

$$R_{ref,echo}(\tau) = r_A e^{i(\phi_A - \varphi_0)} \int E_{out}(t - \tau) E_{out}^*(t - t_A) dt + r_B e^{i(\phi_B - \varphi_0)} \int E_{out}(t - \tau) E_{out}^*(t - t_B) dt. \quad (IV. 15)$$

L'utilisation d'une BDF permet de générer des impulsions très étalées temporellement grâce au terme de retard accordable sur chacune des dents du peigne (cf. équation (IV. 9)). La durée temporelle du signal en sortie de boucle peut ainsi être allongée jusqu'à  $1/f_s$  (équivalent à un

rapport cyclique  $\rho = 1$ ) en réglant  $f_s$  ou  $\tau_c$  (cf. partie 1. c. ii du chapitre I). L'impulsion est ensuite compressée numériquement (avec des facteurs de compression obtenus jusqu'à 150 [14]) par l'étape de corrélation croisée pour retrouver la différence de temps entre les deux cibles.

### 1. c. ii Performances

La BDF utilisée pour la télémétrie (cf. Figure IV - 10) est entièrement fibrée avec des éléments à maintien de polarisation à 1550 nm. La boucle comprend un FOPB accordable en longueur d'onde (Yenista) typiquement réglé à 1550 nm avec 10 GHz de bande passante environ. Un isolateur optique assure l'unidirectionnalité de la boucle. L'amplificateur optique est un EDFA (en bande C) commercial (Manlight). Le décalage de fréquence dans la boucle est assuré par deux AOFS consécutifs de signe de décalage opposés (Gooch&Housego). Le décalage de fréquence total par tour de boucle  $f_s$  est réglé à 4.3305 MHz (proche d'une condition de Talbot entière ( $q = 1$ )) par la différence entre les fréquences appliquées aux deux AOFS. La distance d'ambiguïté étant liée à l'inverse de la fréquence de répétition (cf. équation (IV. 1)), on a choisi cette valeur de  $f_s$  pour pouvoir sonder des distances plus importantes que dans [14]. La BDF est injectée par un laser CW (X15 Koheras) à 1550 nm. La puissance en sortie est typiquement de 2.4 mW.

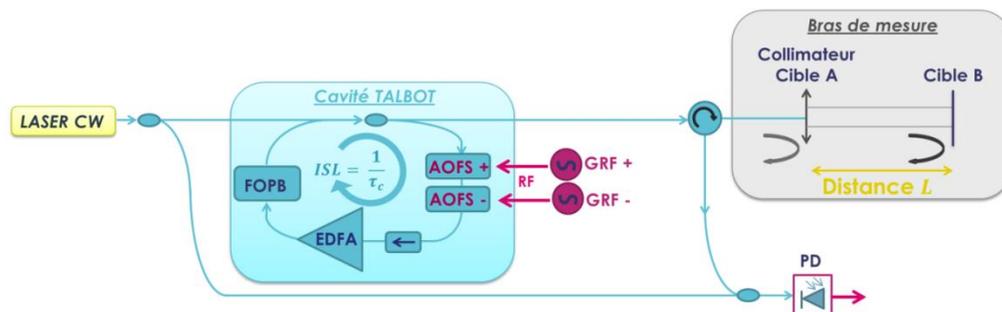


Figure IV - 10 Schéma de télémétrie basée sur une BDF. AOFS : décaleur de fréquence acousto-optique. FOPB : filtre optique passe bande. EDFA : amplificateur optique à fibre dopée erbium. GRF : générateur RF externe. PD : photodiode rapide.

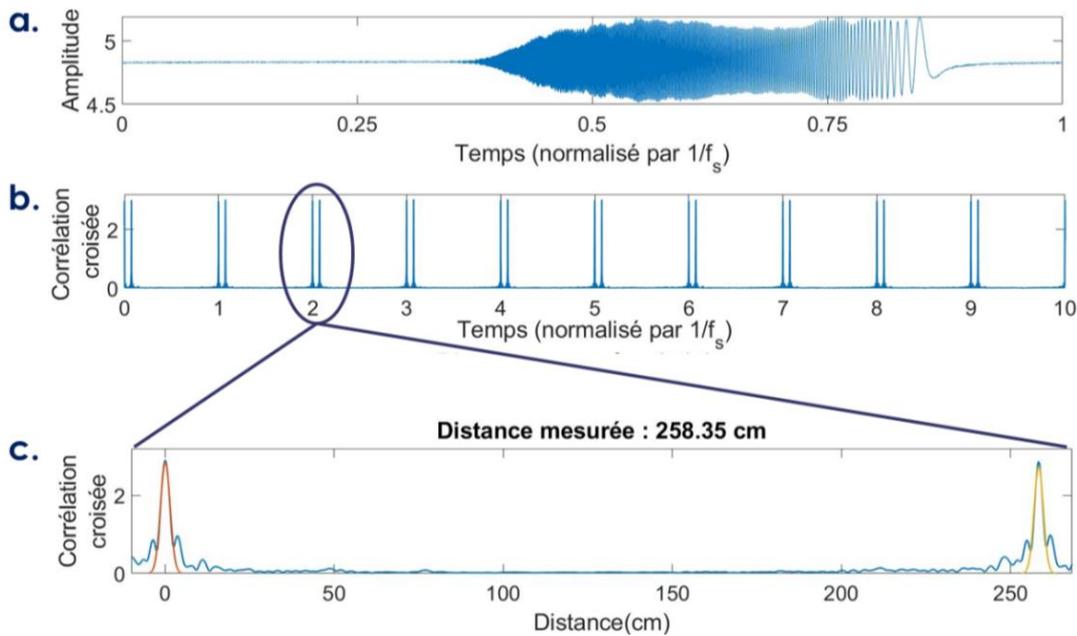
Le bras de mesure est composé d'un collimateur qui permet de faire passer la lumière en espace libre. La télémétrie se basant sur la différence de temps de parcours entre deux cibles A et B, on a ajouté dans la plupart des cas une fibre à terminaison FC/PC dans le bras de mesure. Une portion de la lumière se réfléchit sur cette terminaison qui correspond à la cible A. Le reste de la lumière est réfléchi par la cible B pour la mesure de distance en espace libre. En mettant la terminaison FC/PC en bout de fibre (sur le collimateur), nous mesurons directement la distance parcourue par la lumière en espace libre. Le signal issu de la BDF ou du bras de mesure interfère avec le laser d'injection sur une photodiode rapide (Thorlabs 18 GHz de bande passante), et la trace temporelle du photocourant est enregistrée par un oscilloscope rapide (8 GHz de bande passante).

Dans un premier temps nous avons caractérisé la technique de télémétrie optique par BDF en fonction des grandeurs définies dans la sous-partie 1. a.

#### - La précision P

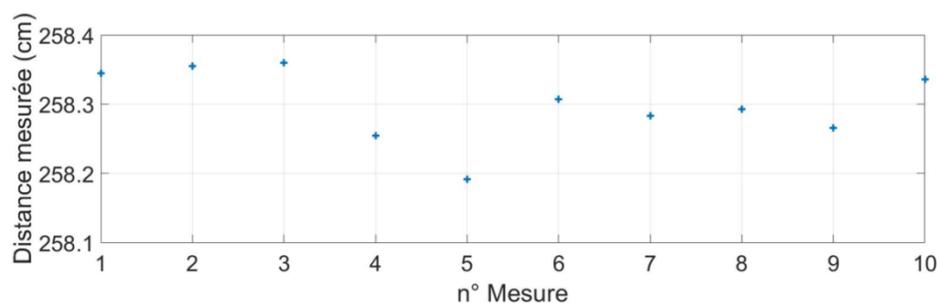
Pour connaître la précision du Lidar développé nous avons effectué une série de mesures d'une cible à la même distance (un miroir). Nous avons appliqué la procédure détaillée précédemment pour extraire la distance entre la terminaison FC/PC et le miroir.

La Figure IV - 11.a montre le motif de chirp (issu du signal de référence) en sortie de boucle moyenné sur plusieurs périodes. La durée du chirp est régie par le produit  $f_s \tau_c$  (cf. partie 1. c. ii du chapitre I) et le rapport cyclique correspondant  $\rho$  vaut 0.43. La Figure IV - 11.b montre la corrélation croisée du champ complexe d'écho, avec le motif de chirp complexe. On remarque en particulier l'effet de compression d'impulsion par la corrélation croisée. Les deux échos correspondent à l'écho de la terminaison FC/PC, et à l'écho du miroir. En ajustant les deux pics d'échos dans la trace d'autocorrélation par des gaussiennes, on retrouve la différence de temps entre les deux échos (cf. Figure IV - 11.c). La distance entre les cibles est calculée par rapport à la zone d'ambiguïté en considérant que la période temporelle de l'autocorrélation ( $1/f_s$ ) correspond à la période spatiale ZA (cf. équation (IV. 1)).



**Figure IV - 11 Exemple de télémétrie Lidar basé sur une BDF. (a) motif de référence en sortie de boucle. (b) Trace de corrélation croisée motif de référence/signal d'écho. (c) Détermination de la distance entre la terminaison FC/PC (écho en rouge) et le miroir (écho en jaune).**

A partir de la série de 10 mesures d'une même distance, on détermine la précision  $P$  associée au Lidar en prenant l'écart type des distances. La Figure IV - 12 montre la distribution des distances mesurées.



**Figure IV - 12 Distribution des mesure de distance.**

En calculant l'écart type des valeurs, on trouve une précision  $P = 0.53 \text{ mm}$ . Cet écart type est relativement élevé comparé à d'autres méthodes de télémétrie. La télémétrie à partir de paires de

peignes de fréquences donne par exemple de très bonnes précisions [43, 121]. Néanmoins, nous soulignons ici qu'il s'agit d'une première mesure de précision de cette architecture de télémétrie et qu'aucun moyen de stabilisation du peigne (en isolant la BDF ou par asservissement par exemple) et aucun moyennage n'a été mis en place pour ces mesures. En stabilisant la BDF, et en augmentant le nombre de mesures, une meilleure précision devrait être obtenue.

- **L'exactitude  $E$**

Comme défini plus haut, la mesure d'exactitude suppose une connaissance de la distance réelle de la cible que l'on mesure (ou du moins une mesure par un système de mesure plus précis et exact). Ne pouvant mesurer plus précisément la distance entre la terminaison FC/PC et le miroir d'une autre manière, nous avons vérifié qu'avec un étalonnage, la télémétrie permettait des mesures exactes.

Pour ce faire on a placé le miroir sur une platine de translation. Celle-ci permet de régler la position du miroir à 10  $\mu\text{m}$  près. En déplaçant le miroir grâce à la platine de translation, on connaît avec une excellente exactitude la position relative du miroir par rapport à sa position initiale. Ainsi en effectuant des mesures relatives de distance, on peut vérifier que la distance relative mesurée par le Lidar correspond bien à la distance relative réelle. La distance réelle de la cible par rapport à la terminaison FC/PC en fonction de la translation  $x$  du miroir  $D^{\text{réel}}(x)$  vaut :

$$D^{\text{réel}}(x) = D^{\text{réel}}(0) + x. \quad (\text{IV. 16})$$

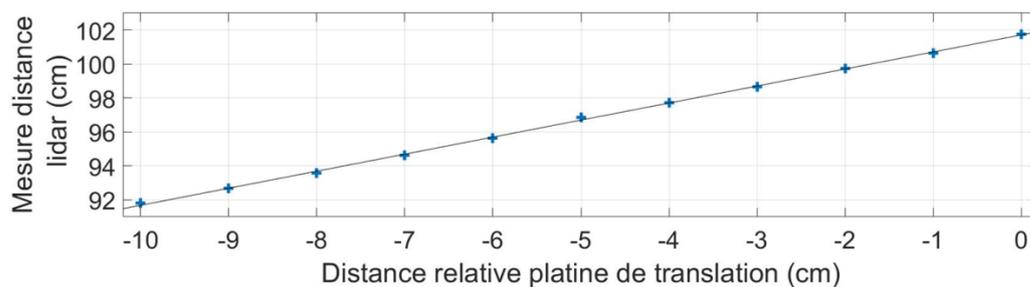
La distance mesurée par le Lidar en fonction de la translation  $x$  du miroir  $D^{\text{mesuré}}(x)$  vaut :

$$D^{\text{mesuré}}(x) = D^{\text{réel}}(0) + x + E \pm P. \quad (\text{IV. 17})$$

En traduisant le miroir, on vérifie que la mesure du Lidar conserve la translation :

$$D^{\text{mesuré}}(x) = D^{\text{mesuré}}(0) + x. \quad (\text{IV. 18})$$

La Figure IV - 13 montre la mesure de distance  $D^{\text{mesuré}}$  en fonction de la distance relative de la platine de translation. Un ajustement des données par une fonction  $y = ax + b$ , a été effectué pour vérifier que l'exactitude de la mesure est conservée. L'ajustement retourne  $a = 1.006$ , ce qui implique que le système conserve donc l'exactitude de la mesure (à la précision près) après étalonnage par rapport à une référence.



**Figure IV - 13 Mesure de la distance par BDF en fonction de la distance relative de la platine de translation (en bleu). Ajustement de  $D^{\text{mesuré}}(x)$  d'après une fonction affine (en noir trait plein).**

- **La résolution  $R$**

La résolution de la mesure Lidar par BDF est liée à la largeur du pic d'écho dans la trace de corrélation croisée, qui dépend elle-même de la largeur spectrale du peigne de fréquences en sortie

de boucle ( $Nf_s$ ) et à la bande passante de détection (photodiode et oscilloscope). Dans le cas où la largeur spectrale du peigne est inférieure à la bande passante de résolution, on peut écrire la résolution théorique de la mesure  $R^{\text{th}}$  [14] :

$$R^{\text{th}} = \frac{c}{2nNf_s}. \quad (\text{IV. 19})$$

Pour vérifier expérimentalement que la mesure de distance ne pouvait se faire à des distance plus courtes que  $R^{\text{th}}$ , on a utilisé un cube à séparation de polarisation, une lame quart d'onde ( $\lambda/4$ ) et deux miroirs. Un des miroirs est positionné sur une platine de translation pour faire varier la distance entre les deux miroirs. Ici on a retiré la fibre FC/PC pour minimiser l'écho issu du collimateur. La Figure IV - 14 montre le schéma du bras de détection.

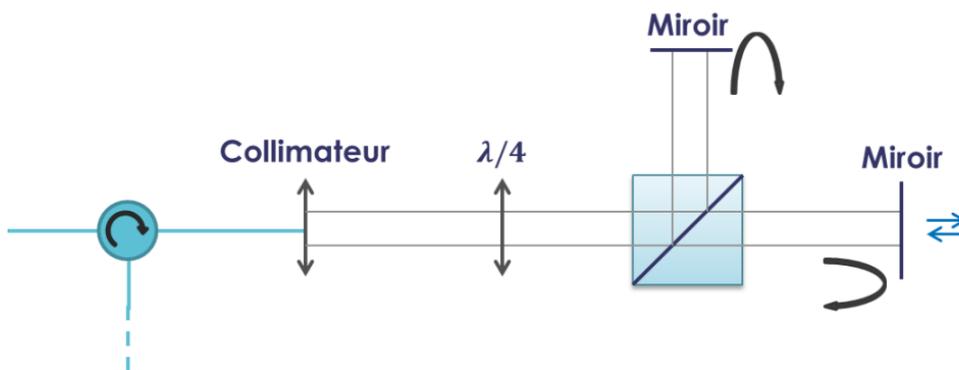


Figure IV - 14 Schéma du bras de mesure pour l'évaluation de la résolution.

De même que pour la mesure d'exactitude, on a fait varier la distance entre les deux miroirs grâce à la platine de translation, et on mesure la distance entre les deux miroirs grâce à la trace d'autocorrélation. On a réduit la largeur du peigne à 3.4 GHz pour avoir une répartition homogène de l'intensité entre les dents du peigne, soit  $R^{\text{th}} = 4.41$  cm. La Figure IV - 15 montre la corrélation croisée du signal de référence avec le signal d'écho des deux miroirs, pour différentes valeurs de la distance entre les miroirs.

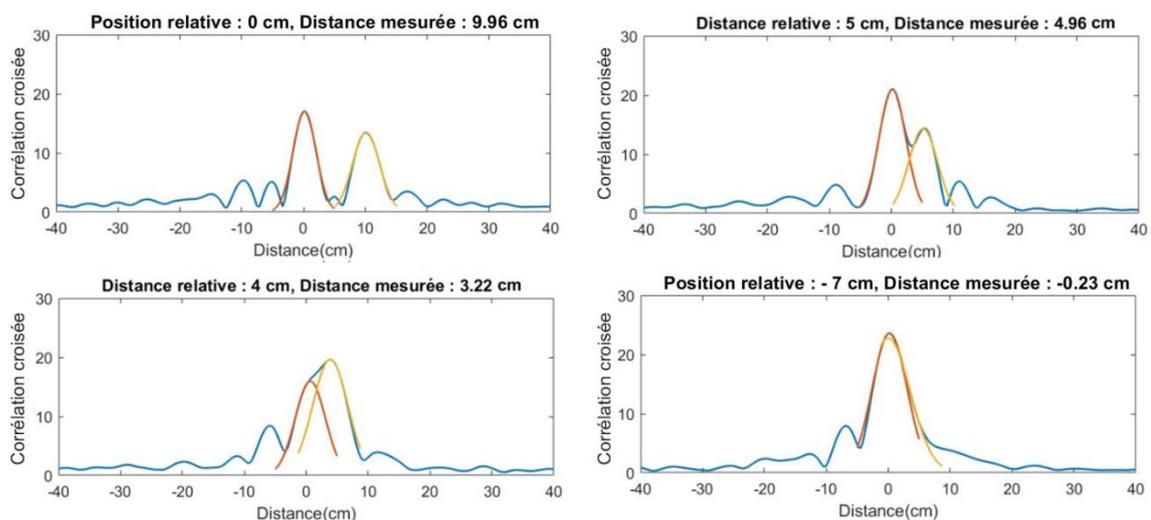


Figure IV - 15 Corrélation croisée du signal de référence avec le signal d'écho des deux miroirs pour plusieurs positions relatives. La distance relative des deux miroirs est obtenue en ajustant les données par deux gaussiennes (en rouge et jaune).

Les courbes en rouge et jaune correspondent à un ajustement des échos par une gaussienne à partir d'un algorithme très simple de détection de pic (en ajustant chaque écho séparément). La position relative dans le titre indique la position de la platine de translation, et la distance mesurée indique la distance entre le sommet des deux gaussiennes.

Au-dessus de la limite de résolution théorique (Figure IV - 15 en haut), les deux échos sont discernables, et l'ajustement de la position des pics par une gaussienne permet de mesurer la différence entre les deux trajets optiques, en accord avec les mesures d'exactitude effectuées précédemment. L'ajustement par une gaussienne donne une largeur de l'impulsion comprimée de 4.37 cm (respectivement 5.14 cm) pour le signal de référence (respectivement pour le signal d'écho) dans la Figure IV - 15 en haut, ce qui concorde bien avec la limite résolution théorique.

Juste en dessous de la limite de résolution (distance entre les deux miroirs = 4 cm, Figure IV - 15 en bas à gauche), on discerne encore deux échos, mais l'ajustement par une gaussienne ne peut plus se faire pour les deux pics séparément (d'où la différence entre la distance mesurée et la distance théorique). En dessous de la limite de résolution (distance entre les deux miroirs = 3 cm, Figure IV - 15 en bas à droite), les deux échos sont indiscernables.

La résolution théorique  $R^{\text{th}}$  est donc un indicateur clair de la limite de résolution expérimentale. Celle-ci peut être augmentée en augmentant la largeur spectrale du peigne (cf. équation (IV. 19)). Un peigne de 50 GHz de large correspondrait ainsi à une résolution de 3 mm. En revanche, cette méthode de compression numérique avec un peigne aussi large nécessite un oscilloscope de 100 Gech/s, ce qui limite le domaine d'applications. Une autre méthode de télémétrie basée sur le spectre du signal d'écho présenté en 1.d permet néanmoins d'effectuer des mesures de distance en dessous de la limite théorique de résolution.

#### - **La fréquence d'acquisition et la distance d'ambiguïté**

Pour le Lidar basé sur une BDF, la cadence de répétition est fixée par la fréquence de décalage dans la boucle. En fonction de la technologie du décaleur de fréquence et du système d'acquisition utilisé, la fréquence d'acquisition peut ainsi varier entre quelques kHz et quelques GHz.

La distance d'ambiguïté est limitée par la fréquence de répétition du train de chirps (cf. (IV. 1)). Pour le Lidar réalisé ( $f_s = 4.3305$  MHz), la distance d'ambiguïté vaut 34.61 m dans l'air. Pour démontrer une utilisation pratique du Lidar à BDF, nous avons effectué des mesures de distance en extérieur tout au long de la distance de propagation du faisceau lumineux.

Quelques changements ont été effectués par rapport à la Figure IV - 10. Le collimateur du bras de mesure a été changé pour une meilleure qualité de faisceau en sortie (Thorlabs PAF-X-11). Celui-ci renvoie de plus naturellement un petit écho qui permet de servir d'écho de référence pour la télémétrie en espace libre : nous avons donc retiré la fibre FC/PC qui jouait ce rôle dans les expériences précédentes. La cible visée est une bande semi-réfléchissante, comme on en trouve sur les gilets de signalisation. La puissance en sortie de circulateur est augmentée graduellement au fur et à mesure de l'éloignement de la cible grâce à un EDFA (cf. Figure IV - 17). Les traces de corrélation croisées sont moyennées sur 20  $\mu\text{s}$  (85 périodes) pour améliorer le SNR. Une mesure de la distance de la cible par rapport au collimateur est effectuée à la main avec un petit télémètre commercial en parallèle pour comparer les deux méthodes de mesures.

La Figure IV - 16 présente quelques exemples de traces de corrélation croisée pour différentes distances de la cible dans la direction de propagation du faisceau lumineux. La comparaison des distances mesurées au Lidar et au télémètre est reportée en Figure IV - 17.

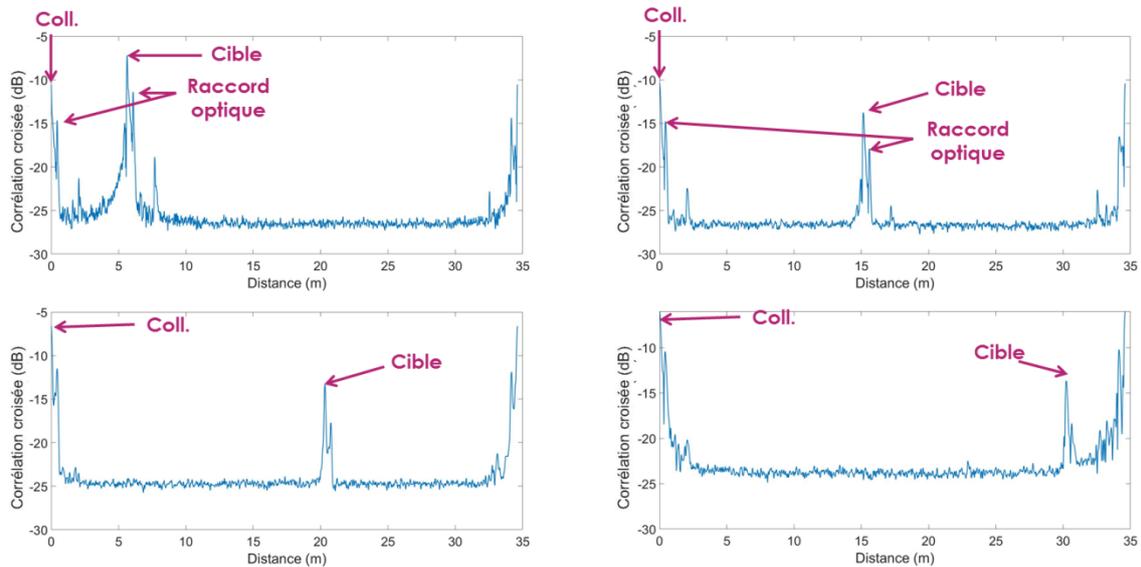


Figure IV - 16 Différentes traces de corrélation croisée mesurées en éloignant la bande réfléchissante le long de la zone d'ambiguïté. Coll. : écho du collimateur.

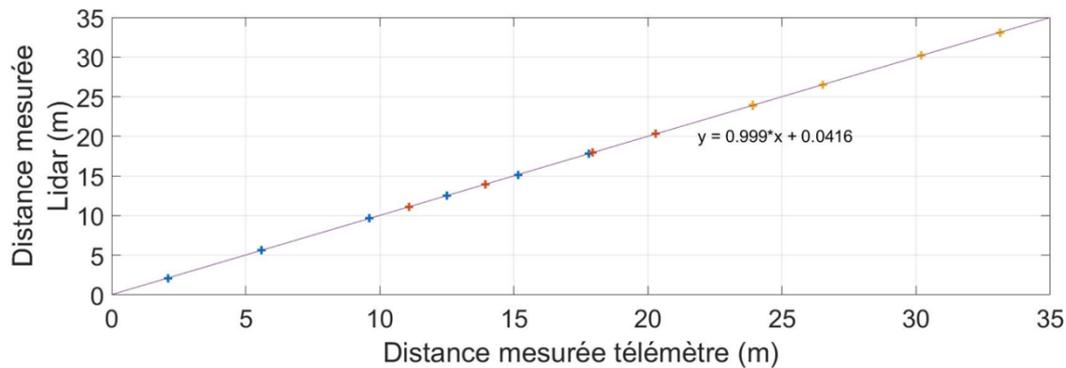


Figure IV - 17 Comparaison des mesures Lidar (mesure BDF) et télémètre le long de la zone d'ambiguïté pour différentes puissance de sortie (en bleu  $P_{out} = 11$  mW, en rouge  $P_{out} = 20$  mW et en jaune  $P_{out} = 30$  mW). Les données sont ajustées par régression linéaire (en violet), et l'équation de la droite est indiquée sur la courbe.

On constate dans un premier temps que l'écho de la cible et du collimateur comprend deux pics. Ce dédoublement des pics s'explique par la présence d'un écho parasite issu d'un raccord optique avant le collimateur (à une distance de 30 cm environ). Ensuite on remarque que même si le pic d'écho de la cible diminue en s'éloignant du collimateur, celui-ci ressort avec un très bon SNR ( $> 10$  dB sur toute la zone d'ambiguïté). Pour la même configuration, on peut ainsi envisager la détection de cible moins réfléchissante, tout en diminuant la puissance de sortie. Enfin, la régression linéaire des données est en accord avec les mesures d'exactitude (on retrouve un coefficient de proportionnalité de 0.999). L'amplitude maximale des résidus par rapport à la régression linéaire vaut 5 cm, en partie à cause de l'imprécision du télémètre (mesure à la main).

La Table IV 1 résume les performances du Lidar réalisé à partir de la BDF.

**Table IV 1 Performances du Lidar basé sur une BDF.**

	Lidar boucle à décalage de fréquence
<b>Précision</b>	0.53 mm
<b>Exactitude</b>	Etalonnage possible (mesure relatives)
<b>Résolution</b>	$R^{\text{th}} = \frac{c}{2nNf_s} = 4.41 \text{ cm}$
<b>Cadence de répétition</b>	$f_s = 4.3305 \text{ MHz}$
<b>Distance d'ambiguïté</b>	$ZA = 34.61 \text{ m}$ (dans l'air)
<b>Puissance de sortie</b>	2.4 mW

Cette première caractérisation de BDF pour des mesures optiques permet aussi de souligner les points à perfectionner : si la précision peut a priori être améliorée en stabilisant la boucle, la résolution et la zone d'ambiguïté sont limitées de manière inhérente par la méthode de mesure.

## 1. d Amélioration de la boucle à décalage de fréquence

La résolution et la zone d'ambiguïté sont souvent deux paramètres critiques pour la télémétrie. Dans cette sous partie, nous présentons deux méthodes pour diminuer la limite de résolution et augmenter la zone d'ambiguïté des mesures de distances à partir des BDF.

### 1. d. i Augmentation de la résolution par analyse spectrale du train de chirps.

Pour la télémétrie à partir de la corrélation croisée présentée précédemment, la résolution est fondamentalement limitée par la bande passante du peigne optique ou la bande passante de détection. Cependant, la mesure de distance peut aussi être obtenue à partir du spectre du peigne de fréquences réfléchi par les deux cibles. Pour cette mesure, la limite de résolution est différente.

Le champ en sortie de la BDF sous le seuil dans l'état stationnaire est un peigne de fréquences, dont l'évolution temporelle est décrite par l'équation (IV. 9). En particulier, l'évolution temporelle de l'amplitude de la dent  $m$  du peigne  $E(m, t)$  est définie par :

$$E(m, t) = g(m)e^{-i2\pi f_0 t} e^{im2\pi f_s t} e^{i\phi_m}, \quad (\text{IV. 20})$$

avec  $\phi_m$  la phase quadratique de la dent  $m$ . En envoyant le peigne de fréquences sur deux cibles A et B (de réflectivité identique  $r$ ) avec une différence de chemin optique  $L$ , le signal réfléchi est la somme de deux peignes de fréquences d'espacement  $f_s$ . D'après l'équation (IV. 12) et (IV. 20), l'évolution temporelle de l'amplitude de la dent  $m$  du peigne réfléchi  $E_{\text{tot}}(m, t)$  s'écrit :

$$E_{\text{tot}}(m, t) = rg(m)e^{-i2\pi f_0 t} e^{im2\pi f_s t} e^{i\phi_m} \left( 1 + e^{-i2\pi f_0 \frac{2nL}{c}} e^{im2\pi f_s \frac{2nL}{c}} \right), \quad (\text{IV. 21})$$

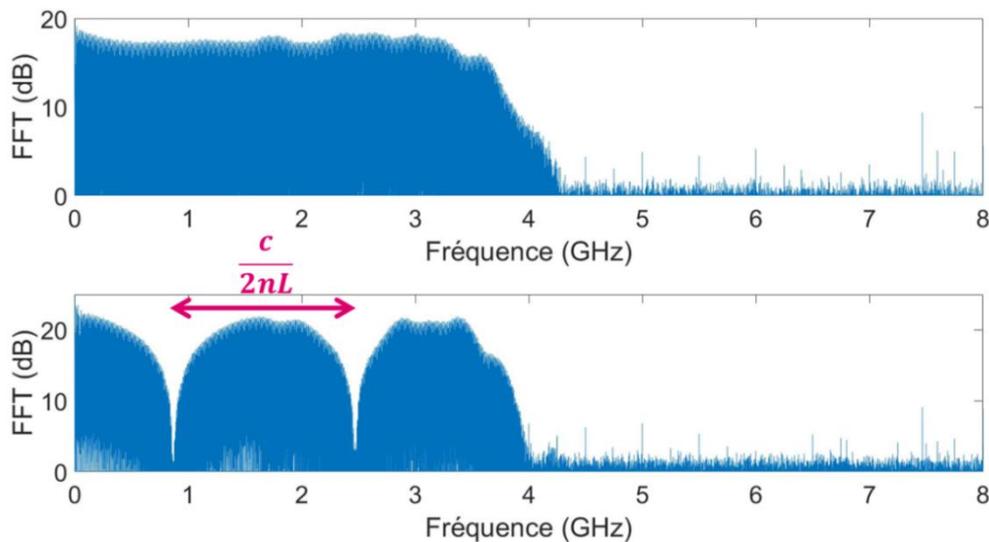
soit encore :

$$E_{\text{tot}}(m, t) = 2rg(m)e^{-i2\pi f_0 t} e^{im2\pi f_s t} e^{i\psi_m} \cos\left(\psi_0 + m\pi f_s \frac{2nL}{c}\right), \quad (\text{IV. 22})$$

avec  $\psi_m$  et  $\psi_0$  deux termes de phases. Suite à l'interférence entre les deux peignes de fréquences, le spectre est cannelé: l'amplitude du peigne total en fonction de la fréquence est modulée par un cosinus dont la fréquence dépend de l'écart entre les deux chemins optiques. On peut ainsi établir une bijection entre l'évolution de l'amplitude du peigne en fonction de la fréquence, et l'écart entre

les deux cibles. Autrement dit, même pour des valeurs de  $L$  inférieures à  $R^{\text{th}}$ , le profil d'évolution de  $E(m)$  est directement lié à la valeur de  $L$ .

En faisant interférer le champ  $E_{\text{tot}}(t)$  avec le laser d'injection CW (qu'on suppose d'amplitude largement plus grande), le photocourant en sortie  $i_{\text{tot}}(t)$  est proportionnel à l'amplitude du signal réfléchi (cf. équation (IV. 13)). Par une transformée de Fourier du photocourant, on peut mesurer la distance entre deux cibles en mesurant la période de modulation du peigne réfléchi. La Figure IV - 18 montre un exemple de spectre du champ  $E_{\text{tot}}$  obtenu à partir d'une transformée de Fourier du photocourant dans le cas d'une cible unique (un miroir), et avec deux cibles (deux miroirs, cf. montage Figure IV - 14). La distance  $L$  représente la différence de chemin optique entre les deux trajets lumineux.



**Figure IV - 18 Exemple de spectre du peigne de fréquences réfléchi  $E_{\text{tot}}$  pour un seul miroir (peigne optique espacé de  $f_s$ ) en haut et pour deux miroirs espacés d'une distance  $L$  en bas.**

Pour valider cette méthode de mesure, on a fait varier la distance entre deux cibles et on a extrait la valeur de  $L$  à partir du peigne de fréquences réfléchi. On a étendu la largeur spectrale en élargissant la bande passante du FOPB à environ 7 GHz, soit  $R^{\text{th}} = 2.14$  cm.

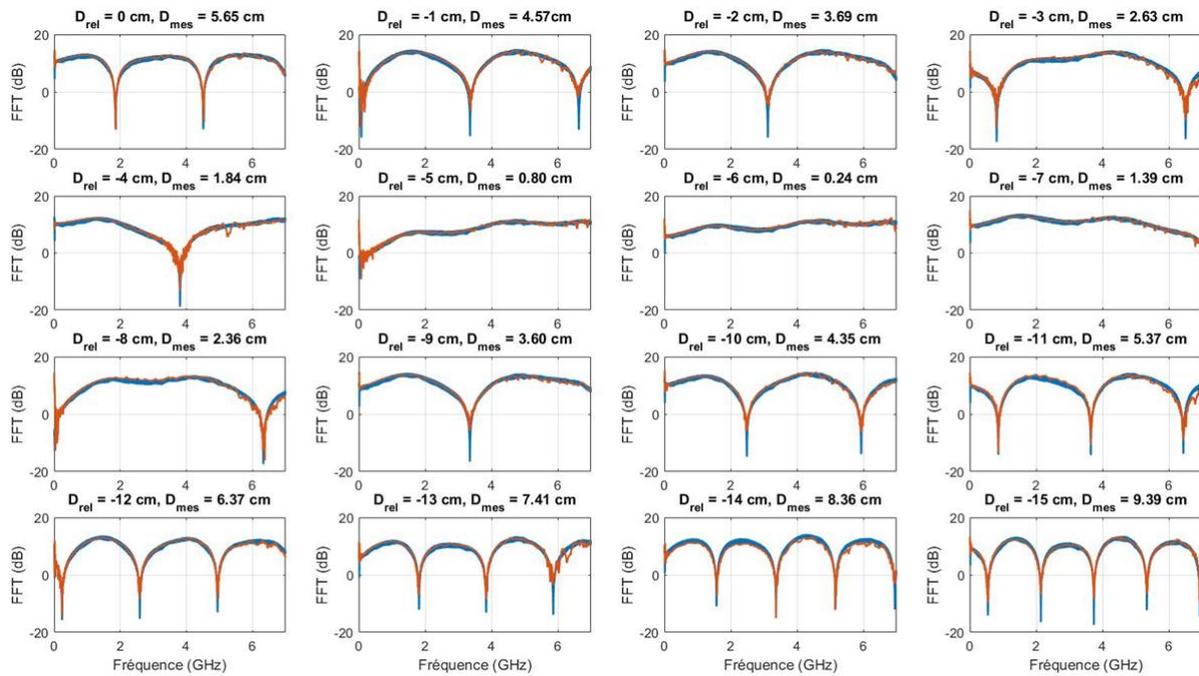
Dans un premier temps, on a fait une acquisition de l'amplitude du peigne de fréquences réfléchi par un seul miroir, pour avoir la distribution des dents du peigne  $g(m)$ . En pratique le peigne n'est pas parfaitement plat, et il peut exister une modulation résiduelle d'amplitude des fréquences du peigne. Ensuite on a enregistré le spectre du peigne réfléchi par les deux miroirs en faisant varier la distance entre les deux miroirs par une platine de translation. Enfin on a ajusté l'amplitude du peigne de fréquences par la fonction :

$$|E(m)| = A * g(m) * |\cos(B + C.m)|. \quad (\text{IV. 23})$$

Le spectre du peigne de fréquences réfléchi en fonction de la distance entre les deux chemins optiques ainsi que le spectre ajusté d'après l'équation (IV. 23) sont représentés à la Figure IV - 19.

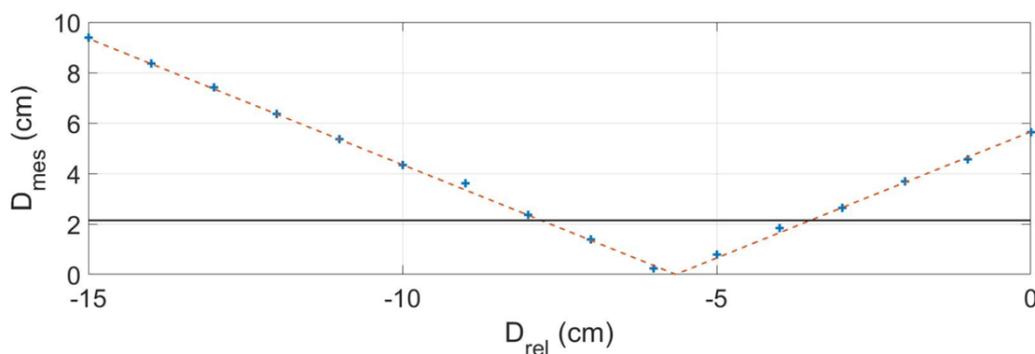
On remarque assez logiquement que la mesure de distance donne une valeur absolue de l'écart entre les deux chemins optiques. La mesure renseigne sur la différence de chemin optique, et ne permet pas de distinguer une cible par rapport à l'autre. Ensuite, plus la distance  $L$  est faible, plus la période de modulation du peigne optique est grande. Pour des valeurs de distance en dessous de la

limite de résolution théorique, la modulation du spectre ne s'étend même pas sur une période (par exemple pour  $D_{rel} = -5, -6$  ou  $-7$  cm).



**Figure IV - 19** Spectre du peigne de fréquences réfléchi par deux miroirs pour différentes valeurs relatives de chemins optique (par translation d'un des miroirs). En bleu : résultats expérimentaux. En rouge, ajustement. La distance relative ( $D_{rel}$  à partir de la platine de translation) et la distance mesurée ( $D_{mes}$  à partir de l'ajustement) entre les deux chemins optiques sont indiquées dans le titre.

Pour vérifier l'exactitude de la distance mesurée, on l'a comparée à la valeur théorique (obtenue relativement par rapport à la première valeur mesurée). La Figure IV - 20 reporte toutes les mesures à partir de la Figure IV - 19. La limite théorique de résolution par la méthode de mesure de la trace de corrélation croisée d'après l'équation (IV. 19) est donnée à titre indicatif.



**Figure IV - 20** Synthèse des mesures de différence de chemins optiques à partir du spectre du peigne de fréquences réfléchi (en bleu). La différence de chemin optique théorique (en rouge) est obtenue à partir de la mesure à  $D_{rel} = 0$ . En noir : limite de résolution théorique par la méthode de corrélation croisée.

On observe une très bonne concordance des mesures de distance entre l'ajustement du spectre du peigne de fréquences réfléchi et la distance réelle, même en dessous de la limite de résolution théorique. Cette méthode peut s'apparenter à des techniques de sous-échantillonnage pour l'échantillonnage optique par exemple. En effet l'ajustement du spectre du peigne optique réfléchi

permet de reconstruire virtuellement la modulation de celui-ci et permet ainsi de déterminer des distances qui sont plus petites que la limite de résolution classique.

En revanche, l'amplitude de la modulation du spectre du peigne optique réfléchi dépend du contraste de l'interférence entre les deux réflexions. Les mesures présentées ont été effectuées pour  $r_A = r_B = r$ , ce qui maximise le contraste et le SNR de la modulation du peigne. Les considérations précédentes restent valables dans un cas plus général, quand  $r_A \neq r_B$ , mais le SNR de la modulation diminue quand les deux voies sont déséquilibrées, ce qui diminue la précision de la mesure. Cette technique permet de reporter le problème de la limite de résolution sur le problème de la limite de précision. Ainsi, quand le système jouit d'une très bonne précision, il peut être avantageux de mettre en place cette mesure de distance pour évaluer précisément des différences de chemins optiques en dessous de la limite de résolution classique.

Cette méthode est utilisée par exemple dans les Lidars MTCW (pour *multitone continuous wave* Lidar en anglais) [145], où le laser CW est modulé par plusieurs signaux de fréquences différentes. En mesurant la réponse de chacune des fréquences envoyées, la modulation du signal réfléchi est reconstruite pour n'importe quelle fréquence, ce qui permet de retrouver la distance entre deux cibles  $L$ . Cette méthode permet d'augmenter ainsi virtuellement la largeur spectrale du signal envoyé. L'avantage d'utiliser un peigne de fréquences comme celui issu d'une BDF, est que le peigne généré présente naturellement un grand nombre de dents. L'augmentation du nombre de fréquences permet de reconstruire plus efficacement la modulation du signal réfléchi et d'avoir une meilleure précision de mesure.

#### 1. d. ii Augmentation de zone d'ambiguïté par modulation de phase.

La zone d'ambiguïté pour la télémétrie à partir de la corrélation croisée présentée précédemment dépend de la fréquence appliquée au décaleur de fréquence (cf. équation (IV. 1)). En fonction des applications visées, la zone d'ambiguïté peut ainsi être adaptée en jouant sur la fréquence de décalage. Cependant, la fréquence de décalage  $f_s$  est un paramètre critique qui impacte directement et indirectement de nombreux paramètres du champ de sortie (la précision, la résolution, le taux de chirp, ...). Pour une réalisation pratique de BDF, on privilégie ainsi le développement d'une solution pour pouvoir étendre la zone d'ambiguïté sans toucher aux autres paramètres du champ de sortie.

Pour cela, nous avons développé une méthode de codage de phase des chirps en sortie de BDF pour pouvoir augmenter la zone d'ambiguïté de la mesure. La méthode de mesure est basée sur celle présentée dans la section 1. c. i : une BDF génère des chirps qui sont envoyés dans un bras de mesure. Les chirps réfléchis interfèrent avec le laser d'injection, et une corrélation croisée du signal de référence avec le signal d'écho permet de compresser les impulsions, pour remonter à leur temps d'arrivée.

À la différence de la méthode précédente, un modulateur de phase en sortie de boucle vient moduler la phase des chirps en sortie de boucle. Le profil de modulation de phase correspond à un décalage de phase des chirps. Ce décalage est identique pendant une durée de chirp, mais différente d'un chirp à l'autre (cf. Figure IV - 21). En outre la modulation de phase est périodique de période  $C/f_s$ , pour que les chirps espacés de  $C/f_s$  soit codés avec la même phase. Lors de la corrélation croisée, les chirps qui ont la même phase sont parfaitement corrélés (ce qui correspond à un maximum de la trace de corrélation) tandis que des chirps avec des phases différentes génèrent des pics de

corrélation ayant une amplitude réduite ou nulle. La période de la corrélation croisée n'est alors plus  $1/f_s$  mais  $C/f_s$ . Avec le codage de phase des impulsions, des échos qui ont lieu d'une zone d'ambiguïté à l'autre peuvent être distingués car la phase codée du chirp réfléchi est alors différente. Le codage de phase des impulsions permet de faire une décimation de la trace de corrélation croisée et ainsi de multiplier la zone d'ambiguïté par  $C$ .

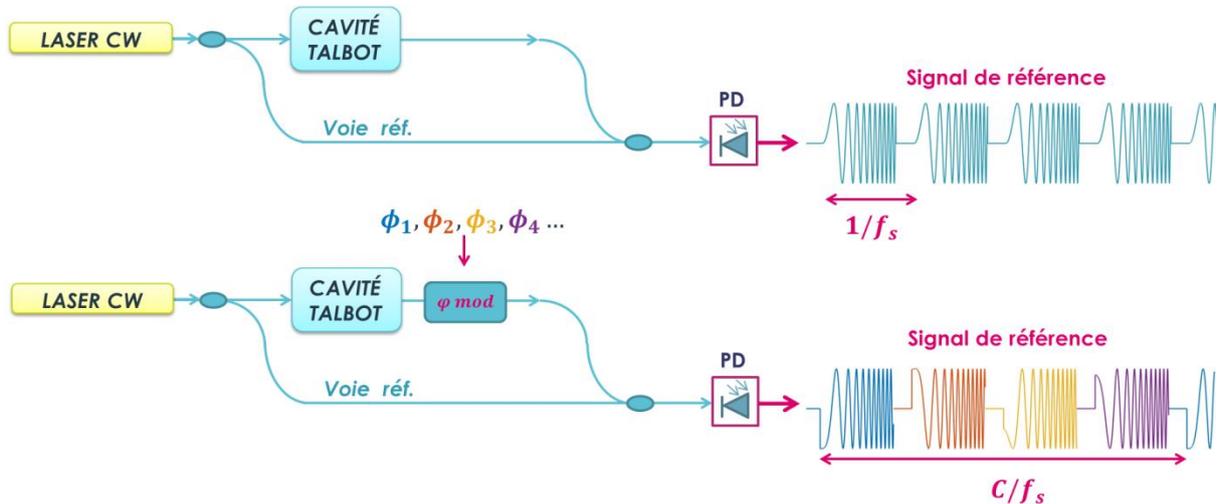


Figure IV - 21 Schéma de fonctionnement de la télémétrie par BDF simple (en haut) et avec codage de phase des chirps en sortie de boucle (en bas exemple pour  $C = 4$ ). PD : photodiode.

Dans l'idéal, le codage de phase maximise la trace de corrélation croisée aux multiples de  $C/f_s$  et la minimise en dehors. En pratique, le codage de phase appliqué au modulateur de phase en sortie de boucle va considérablement influencer la trace de corrélation croisée lors de l'utilisation du Lidar. En fonction du codage appliqué et du temps de réponse du modulateur, la trace de corrélation peut être dégradé, et des échos parasites aux multiple de  $1/f_s$  peuvent apparaître.

Les codages de phase sont largement utilisés dans les Radars [146, 147] et les Lidars [148, 149] pour pouvoir augmenter la zone d'ambiguïté, tout en conservant un bon SNR des impulsions compressées. Plusieurs codages de phase dans la littérature permettent ainsi d'optimiser la trace d'autocorrélation en sortie de modulateur. Parmi les codages de phase les plus utilisés, on trouve le codage de Barker [150], de Franck [151], de Golay [152], ou encore de Talbot [153].

Nous avons testé plusieurs codages de phase de chirps à partir de la boucle à décalage de fréquence présenté en Figure IV - 10 en ajoutant un modulateur de phase en sortie de boucle. Dans ce chapitre, on s'est intéressé en particulier au codage de Barker et au codage de Talbot. Le premier est en effet un des codages les plus simples à mettre en place. Le codage de Talbot est aussi présenté par analogie avec l'effet Talbot temporel dans les BDF. De plus, à la place de la trace de corrélation croisée entre le signal d'écho et le signal de référence, on a caractérisé l'effet du codage de phase sur la trace d'autocorrélation du signal de référence (le signal d'écho étant proportionnel au signal de référence à un décalage temporel près).

- Codage de Barker :

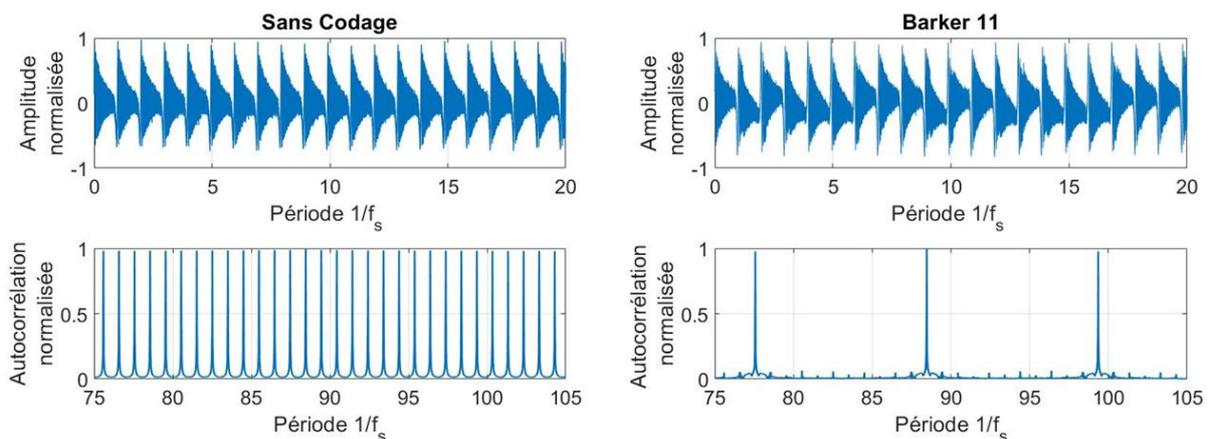
Le codage de Barker est un code binaire qui permet de minimiser la hauteur des pics secondaires d'autocorrélation. Pour un code Barker de longueur  $C$  (ou dimension  $C$ ), le SNR du pic

d'autocorrélation par rapport aux pics résiduels aux harmoniques de  $1/f_s$  vaut théoriquement à  $1/C$ . La plus grande séquence de Barker est de dimension 13 (cf. Table IV 2). Dans le cas d'un codage de phase, les + et - correspondent à une phase de 0 et  $\pi$ . Le codage de Barker correspond normalement à une séquence finie de  $C$  impulsions. On l'a généralisé ici à une séquence  $C$ -périodique.

**Table IV 2 Code de Barker.**

$C$	Codage
1	+
2	+ -
3	+ + -
4	+ + - +
5	+ + + - +
7	+ + + - - + -
11	+ + + - - - + - - + -
13	+ + + + + - - + + - + - +

La Figure IV - 22 montre un exemple de signal de référence obtenu avec et sans codage de Barker ainsi que l'autocorrélation normalisée du signal de référence complexe. Le taux de chirp est réglé de manière à ce que l'impulsion s'étale sur la période  $1/f_s$  (rapport cyclique  $\rho \sim 1$ ). On vérifie que la modulation de phase influe peu sur l'amplitude du signal de référence : le modulateur ajoute juste une phase de 0 ou  $\pi$  aux chirps en sortie de boucle. (cf. Figure IV - 22 en haut). La trace d'autocorrélation des signaux de référence prouve bien qu'avec un codage de longueur  $C$ , la trace d'autocorrélation devient périodique de période  $C/f_s$ .



**Figure IV - 22 Trace de photocourant du signal de référence avec et sans codage de phase Barker 11 (en haut). Autocorrélation du signal de référence correspondant avec et sans codage de phase (en bas).**

La Table IV 3 indique le SNR d'un code de Barker théorique et le SNR expérimental à partir de l'autocorrélation du signal de référence (celui-ci étant défini comme le rapport entre l'amplitude du pic principal et l'amplitude des pics secondaires) en fonction de la dimension du codage Barker.

**Table IV 3 Rapport signal à bruit (SNR) théorique et expérimentale pour plusieurs dimensions de code de Barker.**

Dimension (Barker)	2	3	4	5	7	11	13
SNR Barker (dB)	3.01	4.77	6.02	6.99	8.45	10.41	11.14
SNR expérimental (dB)	1.14	6.58	9.63	5.05	16.02	12.01	7.67

Les valeurs du SNR expérimental diffèrent des valeurs d'un code de Barker théorique. Cet écart peut venir des fluctuations de phase naturelles chirp à chirp, ou encore du temps de réponse du modulateur de phase ou du générateur qui pilote le modulateur de phase.

Malgré cette différence, le codage en phase avec un codage de Barker 7 permet par exemple de multiplier la zone d'ambiguïté du Lidar d'un facteur 7 avec une réjection des pics résiduels de 16 dB. De plus, la particularité du code fait que les pics parasites apparaissent uniquement aux multiples de  $1/f_s$ . Ainsi, si ces pics parasites représentent des zones aveugles qui peuvent gêner la détection de cible à des distances multiples de  $c/2nf_s$ , le codage de phase ne perturbe pas la détection de cible en dehors. Le codage peut ainsi être implémenté en tant que tel, pour augmenter la zone d'ambiguïté sans changer la fréquence appliquée au décaleur de fréquence.

- Codage de Talbot :

Le codage de Talbot est un codage à plusieurs niveaux de phase. Un code de Talbot impose une relation de phase quadratique  $e^{i\phi_{p,q}}$  entre les chirps en sortie. Le  $m^{\text{ème}}$  chirp d'un code de Talbot de dimension  $q$  à une phase ajoutée qui vaut :

$$\phi_{p,q}(m) = \frac{\pi p}{q} m^2 \quad (\text{IV. 24})$$

Avec  $p$  et  $q$  deux entiers premiers entre eux. Ce codage correspond aux phases de séquences de Gauss [153], qui ont la particularité d'avoir une autocorrélation nulle en dehors des pics principaux. Ce code est a priori plus performant que le codage de Barker car les pics secondaires d'autocorrélation sont nuls. Le codage de Talbot fait en particulier référence à la relation de phase quadratique entre les chirps qui est virtuellement identique à un effet Talbot fractionnaire d'une fréquence de répétition inférieure. Un inconvénient de ce codage de phase est que les performances du codage sont très sensibles à la précision sur la valeur de la phase appliquée au chirp. Une erreur de phase ou une mauvaise synchronisation entre le codage et le train de chirps induisent irrémédiablement une dégradation de la réjection des pics secondaire [154]. Plus de détails sur la réalisation expérimentale de codage de Talbot pour la télémétrie seront donnés dans la partie 3.

Les BDF permettent d'effectuer des mesures de distances, au même titre que les Radars ou les Lidars. La caractérisation des performances de la BDF en tant que Lidar a pu mettre en avant les avantages et inconvénients de cette technologie. En particulier, un travail de stabilisation du train de chirps semble nécessaire pour améliorer la précision. En revanche, plusieurs méthodes comme le codage de phase ou l'analyse spectrale inspirées des Radars et Lidars, peuvent être transposées aux BDF afin d'améliorer la résolution ou la zone d'ambiguïté des mesures. Enfin, l'étude menée a souligné la possibilité de générer des chirps de très large bande passante, avec une cadence de répétition accordable. Ces paramètres impliquent des mesures avec une résolution et une fréquence d'acquisition élevée. Dans la partie suivante nous présentons une démonstration de BDF pour un

capteur à fibre. En effet, pour cette application la résolution et la fréquence d'acquisition sont des paramètres essentiels.

## 2 Capteur à fibre

Les capteurs à fibres sont des dispositifs dans lesquels l'information que l'on cherche à mesurer est transcrite (à travers une modulation d'intensité, de phase ou encore de polarisation) sur une onde optique traversant une fibre optique [155]. Le développement de capteurs à fibre a été stimulé par les nombreux avantages de l'utilisation de fibre optique : celles-ci sont peu intrusives et insensibles aux perturbations électromagnétiques extérieures. Elles induisent de plus des pertes de propagation très faibles ( $\sim 0.2$  dB/km), tout en permettant le transport de signaux à large bande passante. Aussi depuis plus de 40 ans l'utilisation de capteurs à fibre s'est diversifiée et ces derniers sont maintenant largement utilisés pour les mesures de pression, d'ondes acoustiques, de déplacement, d'effet gyroscopique [156]... dans l'industrie du bâtiment, la médecine ou encore l'extraction d'hydrocarbures [157, 158]. Dans le cadre de ce chapitre, on s'intéresse en particulier aux capteurs à fibre pour la mesure d'ondes acoustiques et électromagnétiques.

### 2. a Architectures usuelles de capteur acoustique/radiofréquence à fibre

Les capteurs d'onde acoustique et électromagnétique à fibre reposent sur la détection de la modulation de l'onde optique circulant dans une fibre, induite par une onde basse fréquence (de la dizaine de Hz à la dizaine de MHz). Il existe un très grand nombre de technologies de capteurs à fibre optique, reposant par exemple sur des mesure interférométriques [159], des filtres de Bragg [160], la diffusion Brillouin [161], l'holographie adaptative [162] ou encore sur la rétrodiffusion Rayleigh [163]. Parmi toutes ces techniques, on peut distinguer deux types de capteurs : localisés et distribués.

#### 2. a. i. Capteurs localisés et distribués

Pour un capteur localisé [159, 160], la fibre optique ne sert généralement qu'à guider l'onde optique. La modulation est appliquée à un transducteur (par exemple un modulateur piézo-électrique, ou un modulateur de phase), qui va transformer l'onde acoustique ou électromagnétique en une modulation de l'onde optique. En démodulant l'onde optique, la modulation est échantillonnée et reconstruite. A partir de ce principe, le capteur localisé permet donc de déporter sur de longues distances la mesure d'une onde basse fréquence.

Les capteurs localisés peuvent comporter un seul ou plusieurs éléments transducteurs. L'avantage d'avoir plusieurs éléments transducteurs est de pouvoir échantillonner l'onde acoustique ou électromagnétique appliquée à la fibre à plusieurs endroits. À partir de cette barrette de capteurs, le profil spatial de l'onde peut être reconstruit, et la source de l'onde basse fréquence peut être triangulée (cf. Figure IV - 23). Les principales réalisations de capteurs à fibre localisés reposent ainsi sur la parallélisation ou la mise en série d'un grand nombre de filtres de Bragg (pouvant aller jusqu'à plus d'une centaine [164]).

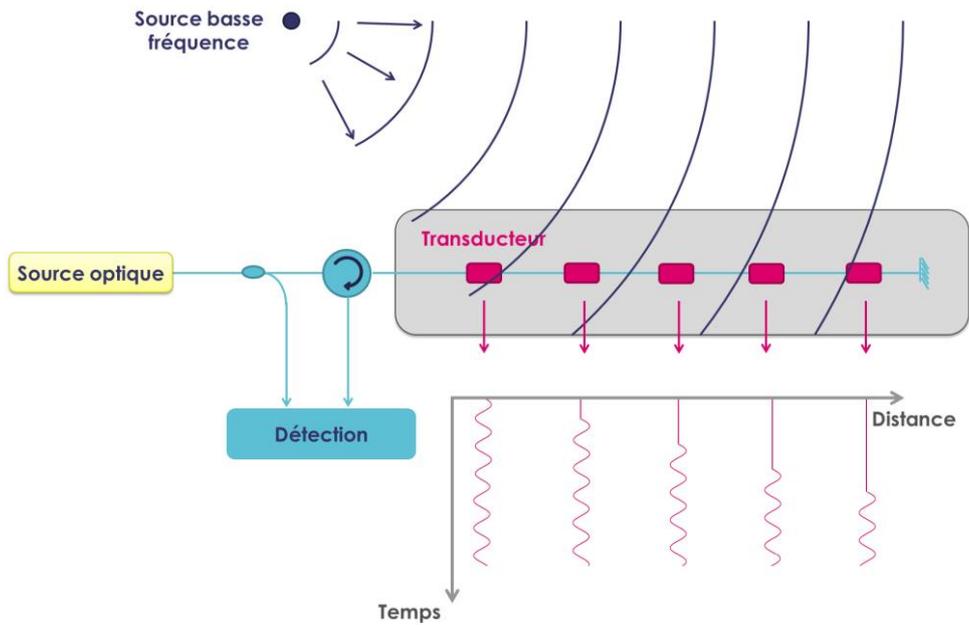


Figure IV - 23 Schéma d'un capteur à fibre localisé avec plusieurs transducteurs. La modulation de chaque transducteur est identique (venant de la même source basse fréquence), mais retardée en fonction des différents transducteurs à cause de la propagation de l'onde basse fréquence. La détection permet d'interroger chacun des transducteurs pour reconstruire la modulation (en rose sur le schéma) et ainsi remonter à la position de la source.

Dans un capteur distribué [161, 163], la fibre est à la fois le capteur et le support de l'information. À cause des inhomogénéités de l'indice de réfraction de la fibre, une portion de la lumière incidente peut être rétrodiffusée par diffusion élastique (diffusion de Rayleigh) ou inélastique (diffusion Brillouin et diffusion Raman). Au lieu d'avoir accès au profil de la modulation uniquement à certains endroits (grâce à des éléments transducteurs), un capteur distribué repose sur l'interrogation optique de la fibre en entier et permet ainsi d'avoir accès à la modulation de la lumière par l'onde basse fréquence sur tout le profil de la fibre.

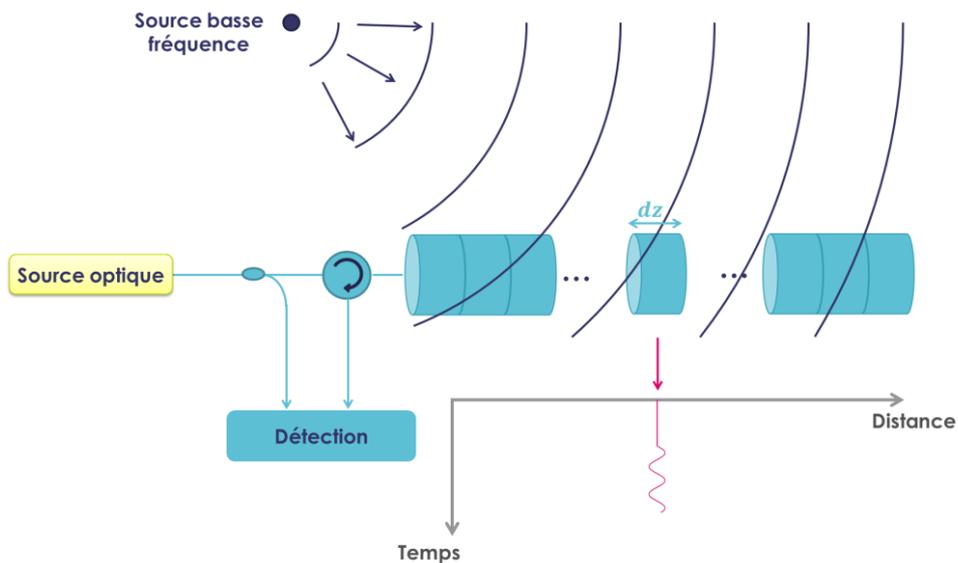


Figure IV - 24 Schéma d'un capteur à fibre distribué. Chaque portion de fibre (élément  $dz$ ) renvoie une quantité infinitésimale de lumière. La modulation de l'onde lumineuse par la source basse fréquence peut ainsi être suivie tout au long de la fibre.

## 2. a. ii. Dimensionnement d'un capteur à fibre

Selon le même principe que les Lidars présentés ci-dessus, pour un capteur à fibre, la source optique génère un profil d'onde (une sinusoïde, un train d'impulsions, un chirp ou encore un profil complexe) qui est envoyé dans la fibre optique. Dans le cas du capteur à fibre, la source optique ainsi que la méthode de détection choisie dépend en particulier des caractéristiques de l'onde à étudier. Pour pouvoir reconstruire efficacement l'onde acoustique ou électromagnétique qui module l'onde optique, le capteur doit respecter le critère de Shannon temporel et spatial.

### Critère de Shannon temporel :

Supposons que la source basse fréquence génère une onde qui module la phase de l'onde optique réfléchiée grâce à un transducteur (les considérations étant aussi valables pour d'autres types de modulations et pour plusieurs transducteurs ou pour un capteur distribué).

La phase de l'onde optique passant par le transducteur varie à la fréquence de l'onde basse fréquence noté  $f_{BF}$ . De l'autre côté, la source optique génère un front d'onde périodique à la période  $f_{rep}$ . L'étape de détection et de traitement de signal permet de mesurer la phase de l'onde optique au niveau du transducteur à une fréquence  $f_{acq}$  (que l'on suppose égale à  $f_{rep}$  par simplicité). À partir de la mesure de la phase de l'onde optique à la fréquence  $f_{rep}$ , la modulation de la phase à la fréquence  $f_{BF}$  peut ainsi être retrouvée si la fréquence d'acquisition respecte le critère de Shannon temporel :

$$f_{rep} > 2 f_{BF} \quad (IV. 25)$$

Ce critère fixe la cadence de répétition de la source optique en fonction de la fréquence de répétition d'interrogation du capteur. La Figure IV - 25 montre un exemple d'échantillonnage d'onde basse fréquence en dessous et au dessus du critère de Shannon temporel.

### Critère de Shannon spatial :

Supposons que la source basse fréquence génère une onde qui module la phase de l'onde optique réfléchiée grâce à deux transducteurs espacés d'un chemin optique  $nL$  (les considérations étant aussi valables pour d'autres types de modulations, pour plus de transducteurs/pour un capteur distribué).

La source basse fréquence génère une onde acoustique ou électromagnétique de célérité  $v$  (dans le milieu de propagation de l'onde basse fréquence) et de fréquence  $f_{BF}$ . À cause du temps de propagation de l'onde basse fréquence, la phase de la modulation appliquée aux deux transducteurs est différente. En particulier, le déphasage de la modulation de l'onde lumineuse  $\Delta\phi$  s'écrit :

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{L f_{BF}}{v} \quad (IV. 26)$$

A partir du déphasage  $\Delta\phi$ , la période de l'onde de modulation basse fréquence et la direction de propagation de l'onde peuvent être retrouvées si l'espacement entre les deux transducteurs vérifie le critère de Shannon spatial :

$$nL < \frac{c}{2 f_{BF}} \quad (IV. 27)$$

Ce critère fixe l'espacement minimal entre deux transducteurs en fonction de la fréquence de répétition de l'onde de l'onde basse fréquence et de la vitesse de l'onde. En particulier, ce critère

varie énormément d'une onde acoustique ( $c \sim 340$  m/s dans l'air) à une onde électromagnétique ( $c \sim 3.10^8$  m/s dans le vide). La Figure IV - 25 montre un exemple d'échantillonnage d'onde basse fréquence en dessous et au-dessus du critère de Shannon spatial.

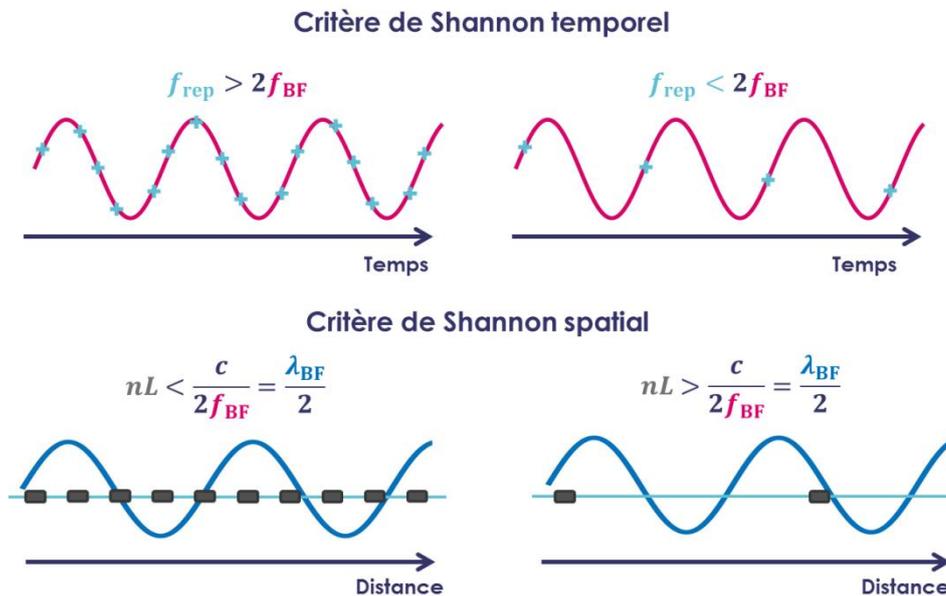


Figure IV - 25 Illustration de l'échantillonnage temporel (en haut) et spatial (en bas) par un capteur à fibre en fonction des critères de Shannon temporel et spatial. Les carrés gris représentent des transducteurs, ou des portions infinitésimales  $dz$  d'un capteur distribué.

## 2. b Capteur à fibre basé sur une boucle à décalage de fréquence.

La différence majeure entre les mesures de télémétrie présentées en partie 1 et les mesures par capteurs à fibre présentées dans la section 2. a concerne le type de grandeur mesurée. Pour un télémètre, la mesure renseigne principalement sur la distance et la vitesse d'une cible en se basant sur une mesure active, tandis que la mesure issue d'un capteur à fibre renseigne sur les ondes émises par une cible au cours du temps grâce à une mesure passive.

Si l'objectif des deux systèmes diffère, les méthodes de détection sont sensiblement identiques : en comparant l'onde envoyée et l'écho de la cible en fonction du temps, on peut mesurer le temps d'aller-retour et la fréquence de l'onde (pour la mesure Lidar), et la perturbation de l'onde réfléchie en fonction du temps (pour la mesure capteur). La BDF réalisée pour des mesures Lidar peut ainsi être utilisée pour des mesures capteurs en adaptant légèrement l'architecture et la méthode de mesure.

### 2. b. i Principe de fonctionnement des boucles à décalage de fréquence pour des mesures capteurs.

On se restreint dans le cadre de ce chapitre à l'étude de la modulation de phase de l'onde optique par une onde acoustique ou électromagnétique de basse fréquence (de quelques kHz à la dizaine de MHz), en supposant qu'un module piézo-électrique ou un transducteur radiofréquence transpose l'onde basse fréquence sur la porteuse optique sous la forme d'une modulation de phase. L'utilisation de BDF dans d'autres schémas de modulation d'ondes optiques pourrait cependant être envisagée.

Le principe de la mesure est le même que précédemment (cf. Figure IV - 9): le signal de référence (un chirp) est mesuré en sortie de BDF. Dans un second temps, le signal en sortie de boucle est envoyé dans une voie capteur possédant deux cibles A et B. Ici on suppose que la modulation de l'onde optique a lieu entre la cible A et la cible B. En reprenant les équations (IV. 9) à (IV. 11), le champ total réfléchi  $E_{\text{tot}}(t)$  s'écrit :

$$E_{\text{tot}}(t) = r_A e^{i\phi_A} E_{\text{out}}(t - t_A) + r_B E_{\text{out}}(t - t_B) e^{i\phi(t-t_B)}, \quad (\text{IV. 28})$$

avec  $\phi(t)$  la modulation de phase appliquée à l'onde optique entre les deux cibles A et B. En faisant interférer le champ  $E_{\text{tot}}(t)$  avec le laser d'injection CW (qu'on suppose d'amplitude largement plus grande), le photocourant en sortie  $i_{\text{tot}}(t)$  s'écrit :

$$i_{\text{tot}}(t) \propto |E_{\text{in}}|^2 + 2|E_{\text{in}}| \Re(E_{\text{tot}}(t) e^{-i(\varphi_0 + \phi(t-t_B))}). \quad (\text{IV. 29})$$

Comme pour les mesures Lidar, en faisant une corrélation croisée du signal de référence et du signal d'écho  $R_{\text{ref,echo}}$ , on retrouve en valeur absolue, une trace périodique de période  $f_s$  (qui correspond à la fréquence de décalage dans la boucle à effet Talbot), avec des pics de retard temporel  $t_i$  correspondant à chacun des échos. De plus, la différence de phase entre les deux pics permet de remonter à la modulation de  $\phi(t)$ .

$$R_{\text{ref,echo}}(\tau) = r_A e^{i(\phi_A - \varphi_0)} \int E_{\text{out}}(t - \tau) E_{\text{out}}^*(t - t_A) dt + r_B \int E_{\text{out}}(t - \tau) E_{\text{out}}^*(t - t_B) e^{-i(\varphi_0 - \phi(t-t_B))} dt. \quad (\text{IV. 30})$$

La mesure d'onde acoustique ou électromagnétique avec une BDF repose sur la configuration de la voie capteur. En effet celle-ci doit avoir au moins (cf. Figure IV - 26) :

- un transducteur (noté C) qui transfère l'onde basse fréquence sur la porteuse optique,
- deux éléments réflecteurs (notés A et B) autour de l'élément C qui réfléchissent une partie de l'onde incidente optique.

On pourrait aussi disposer d'un élément transducteur qui réfléchit une partie de l'onde incidente optique (B = C). Dans ce cas, un seul élément réflecteur supplémentaire (élément A) serait suffisant. L'élément réflecteur A est essentiel pour effectuer des mesures de phase relative et ainsi pour s'affranchir des variations de phase de l'onde optique  $\varphi_0$  au cours du temps. La mesure de la différence de phase entre l'élément A et B permet d'évaluer la modulation de phase appliquée à l'élément C à une fréquence  $f_{\text{rep}}$ .

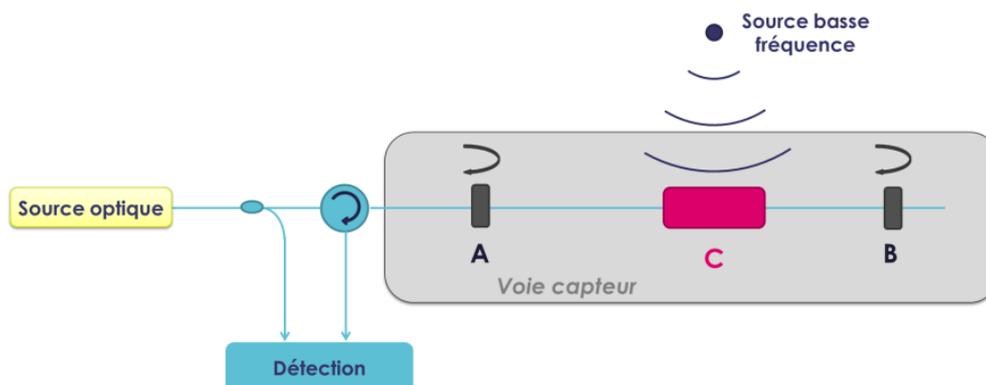


Figure IV - 26 Schéma de la mesure d'onde à partir d'une BDF.

Sur ce principe, nous avons réalisé plusieurs mesures capteur basées sur une BDF et une voie capteur dans différentes configurations.

## 2. b. ii Mono-capteur à fibre basé sur une boucle à décalage de fréquence

Dans un premier temps nous avons réalisé une mesure d'onde avec un unique transducteur. La BDF est la même que pour la mesure Lidar (cf. Figure IV - 10). Le bras de capteur est schématisé en Figure IV - 27. L'élément A correspond à une terminaison de fibre FC/PC qui renvoie un petit écho, l'élément B correspond à un rétro-rélecteur qui réfléchit la majorité de l'onde incidente. L'élément C correspond à un modulateur de phase piloté par un générateur externe pour simuler une petite modulation de phase de l'onde optique. La distance indiquée correspond à une estimation grossière de la position des différents éléments.

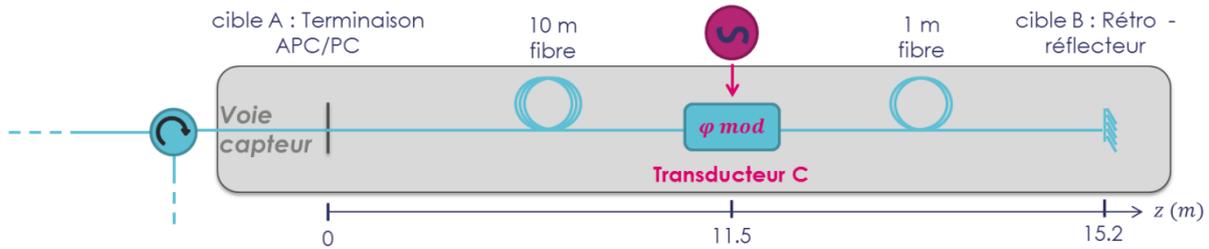


Figure IV - 27 Schéma de la voie capteur en configuration mono-capteur.

On effectue ensuite la procédure décrite en 2. b. i. La Figure IV - 28 montre un exemple de courbes obtenues aux différentes étapes de la mesure sans modulation sur le modulateur de phase. La fréquence de répétition est fixée à 4.33 MHz. La durée du chirp est réglée par le produit  $f_s \tau_c$  (cf. partie 1. c. ii du chapitre I) et vaut ici  $\sim 70$  ns (soit un rapport cyclique  $\rho \sim 0.2$ ). La zone d'ambiguïté dans la fibre ( $n \sim 1.46$ ) vaut 23.67 m (cf. équation (IV. 1)). À partir de l'amplitude de la trace de corrélation croisée (Figure IV - 28.3) et de la distance d'ambiguïté on peut retrouver la distance entre les deux cibles A et B (15.44 m). La différence par rapport à la distance estimée expérimentalement peut venir de l'imprécision sur la mesure de l'indice dans le modulateur de phase.

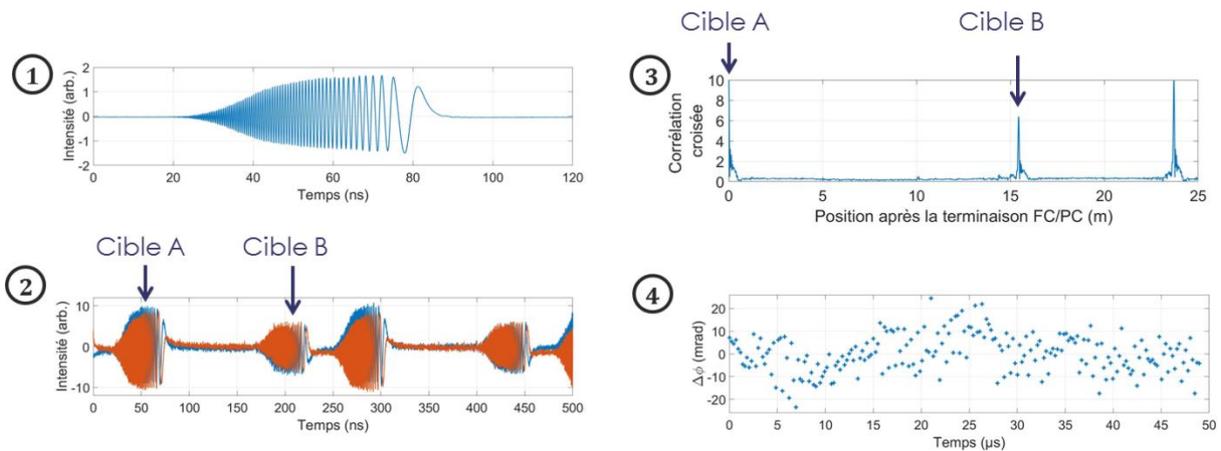


Figure IV - 28 (1) Caractérisation du signal de référence complexe en sortie de boucle (partie réelle). (2) Caractérisation du signal d'écho complexe issue de la voie capteur (partie réelle en bleu et partie imaginaire en rouge). (3) Compression d'impulsion par corrélation croisée des deux signaux. (4) Mesure de déphasage entre la cible A et la cible B à partir de la trace d'autocorrélation ( $\Delta\phi = \text{angle}(B) - \text{angle}(A)$ ).

La différence de phase entre la cible A et la cible B sans modulation varie faiblement en fonction du temps (cf. Figure IV - 28.4). L'écart type des fluctuations de phase  $\sigma_\phi$  sur un temps d'acquisition de 50  $\mu\text{s}$  vaut 8.3 mrad. Plusieurs sources de bruit peuvent être à l'origine de ces fluctuations (ASE,

bruit d'intensité relatif de la source optique,...). Les signaux complexes (référence et écho) étant reconstruits par la transformée de Hilbert on note aussi que l'amplitude des signaux joue un rôle important dans les fluctuations de phase. Plus les signaux ont une grande amplitude, plus la précision sur la mesure de phase est importante.

La mesure de perturbations électromagnétiques par le capteur est limitée d'une part par le critère de Shannon temporel (la fréquence maximale pouvant être mesurée étant  $f_{\text{rep}}/2 = 2.156$  MHz d'après l'équation (IV. 25)) et d'autre part par la durée de l'acquisition (dans ce cas 50  $\mu\text{s}$  correspondant à une fréquence minimale mesurable  $f_{\text{min}} = 20$  kHz). La bande passante de mesure du capteur peut ainsi être adaptée en augmentant la fréquence de décalage dans la boucle, ou en augmentant la durée de l'acquisition. Les performances de l'appareil de mesure (fréquence d'échantillonnage et nombre de points maximal enregistrable) peuvent aussi limiter la durée d'acquisition ou la bande passante de mesure.

La sensibilité du capteur est donnée par le plancher de détection de la mesure. Celui-ci correspond à la puissance minimale de la modulation pour que celle-ci soit supérieure aux fluctuations de phase intrinsèques associées à la mesure. À partir de l'écart type  $\sigma_\phi(f)$  des fluctuations de phases de la mesure sans perturbation (Figure IV - 28.4), le plancher de détection de la mesure capteur  $S_\phi(f)$  est donné par la formule [70] :

$$S_\phi(f) = \frac{\sigma_\phi^2(f)}{BW}, \quad (\text{IV. 31})$$

avec  $BW$  la bande passante du système de mesure. En notant la densité spectrale de puissance unilatérale  $\mathcal{L}_{\text{capteur}}$  (de manière similaire à la définition du bruit de phase dans le chapitre II) :

$$\mathcal{L}_{\text{capteur}} = \frac{\sigma_\phi^2(f)}{2BW}. \quad (\text{IV. 32})$$

Pour les capteurs, le plancher de détection est souvent donné en  $\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$  ou  $\text{dBrad}/\sqrt{\text{Hz}}$  en prenant la racine du plancher de bruit de phase (la sensibilité du capteur étant dépendant de la bande passante de mesure). Pour les mesures Figure IV - 28, la bande passante du système de mesure correspond à la fréquence de Nyquist (soit  $f_{\text{rep}}/2$ ). Pour notre capteur le seuil de détection est ainsi de  $4.0 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Cette valeur est plus faible que le seuil de détection d'autres technologies de capteurs plus traditionnel [159, 162, 163, 165], ce qui montre l'intérêt des BDF comme sources pour des capteurs à fibre, même si des seuils de détection extrêmement bas peuvent être obtenus en optimisant le bruit de phase de la source optique [166].

La Figure IV - 29 représente la différence de phase entre la cible A et la cible B en appliquant une modulation sinusoïdale  $\Delta\phi = V_\phi \sin(2\pi f_\phi t)$  au modulateur de phase C pour différentes amplitudes (définies par rapport au  $V_{\pi,\text{RF}}$  du modulateur :  $V_\phi = 0.27 V_{\pi,\text{RF}}$  et  $0.07 V_{\pi,\text{RF}}$ ) et différentes fréquences au modulateur de phase ( $f_\phi = 700$  kHz et 1.2 MHz). Les mesures permettent de distinguer clairement les différentes modulations injectées dans le modulateur de phase. Nous avons de plus tracé la transformée de Fourier de la différence de phase mesurée dans les trois cas (en normalisant par rapport à la transformée de Fourier d'une sinusoïde d'amplitude 1 rad).

Dans le cas de forte amplitude de modulation ( $V_\phi = 0.27 V_{\pi,\text{RF}}$ ), la modulation rajoute du bruit sur tout le spectre. En revanche pour une faible modulation ( $V_\phi = 0.07 V_{\pi,\text{RF}}$ ), on retrouve le seuil de

détection du capteur correspondant au plancher de détection dans le spectre :  $\sim -30$  dBrad dans une bande de résolution de 20 kHz, ce qui est équivalent à une sensibilité de  $6.2 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

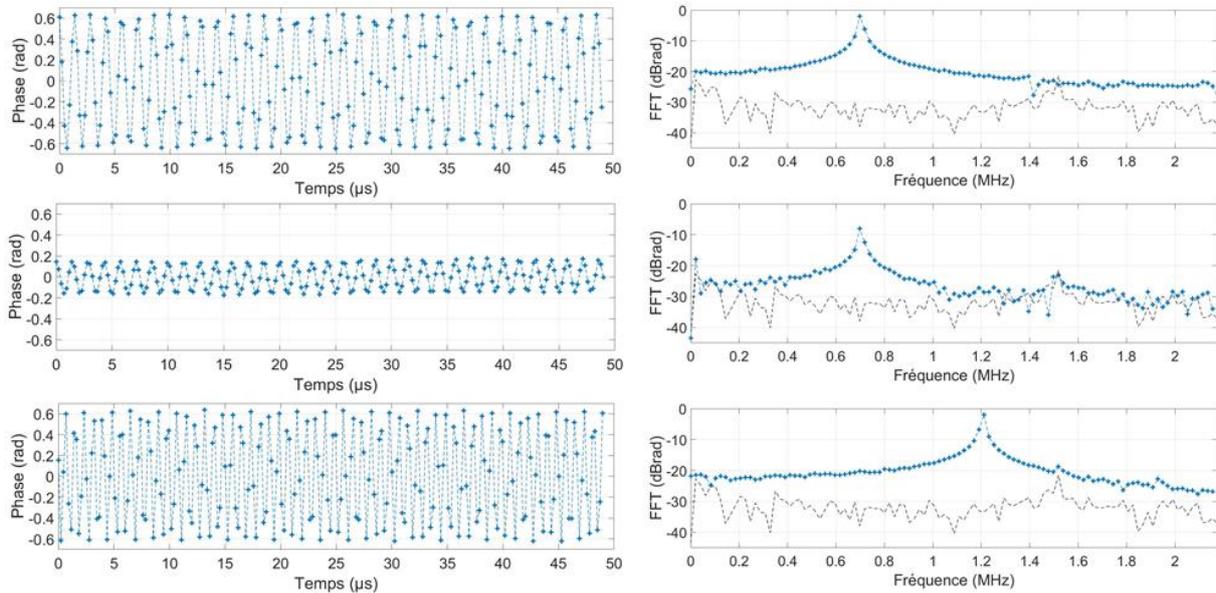


Figure IV - 29 Mesure de déphasage entre la cible A et la cible B (à gauche) et transformée de Fourier du déphasage (à droite) pour différentes modulations  $\Delta\phi$  appliquées au modulateur de phase (de haut en bas :  $V_\phi = 0.27 V_{\pi,\text{RF}}$ ,  $f_\phi = 700$  kHz ;  $V_\phi = 0.07 V_{\pi,\text{RF}}$ ,  $f_\phi = 700$  kHz ;  $V_\phi = 0.27 V_{\pi,\text{RF}}$ ,  $f_\phi = 1.2$  MHz). La transformée de Fourier du déphasage sans modulation (issu de la Figure IV - 28) est donnée à titre indicatif en noir.

### 2. b. iii Double-capteurs

L'utilisation du mono-capteur prouve l'efficacité de la BDF pour mesurer des ondes radiofréquence. En revanche, un capteur unique est inefficace pour mesurer la longueur d'onde de l'onde basse fréquence, ou sa direction de propagation. Au contraire, une barrette de capteurs permet de remonter efficacement à la direction de la source qui émet les ondes détectées (cf. Figure IV - 23). Afin de prouver expérimentalement l'utilisation de BDF pour cette application, nous avons testé une architecture capteur (cf. Figure IV - 30) avec deux transducteurs.

La cible A correspond à une terminaison de fibre FC/PC qui renvoie un petit écho. Deux cibles B<sub>1</sub> et B<sub>2</sub> (une terminaison de fibre FC/PC et un rétro-rélecteur) renvoient une portion de l'onde incidente. Enfin deux transducteurs C<sub>1</sub> et C<sub>2</sub> (des modulateurs de phase pilotés par un générateur externe) permettent de simuler une petite modulation de phase de l'onde optique. La distance indiquée correspond à une estimation grossière de la position des différents éléments.

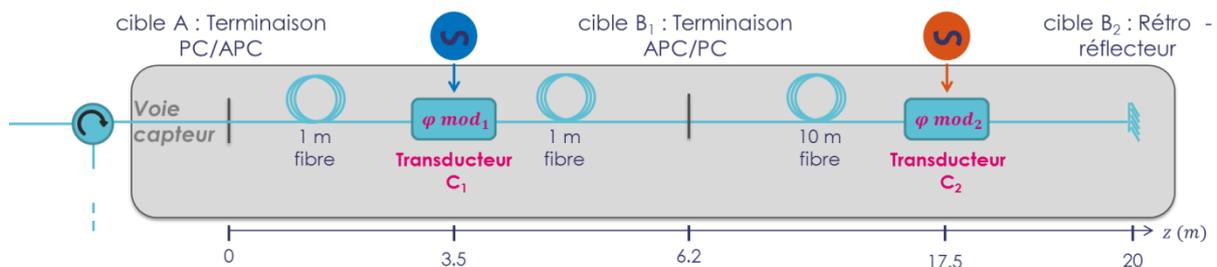
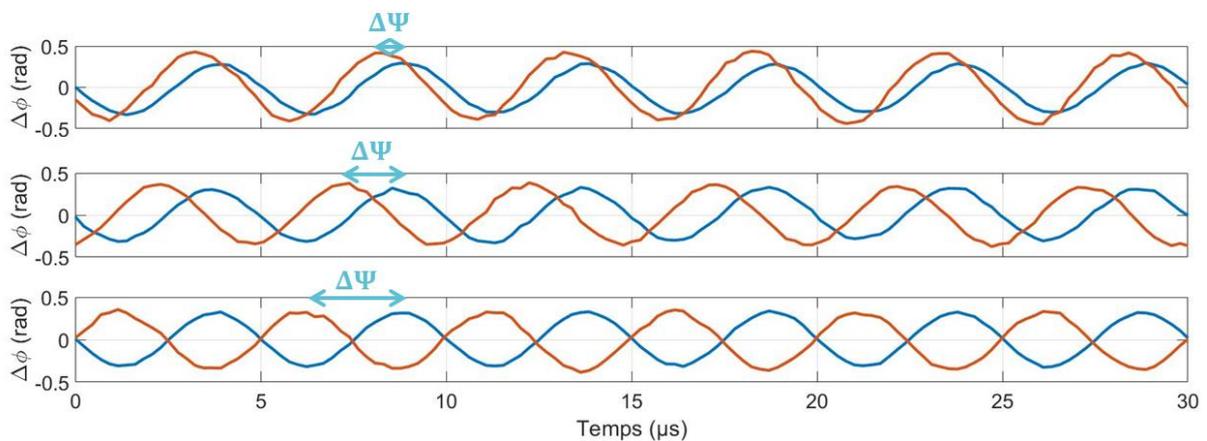


Figure IV - 30 Schéma de la voie capteur en configuration double capteur.

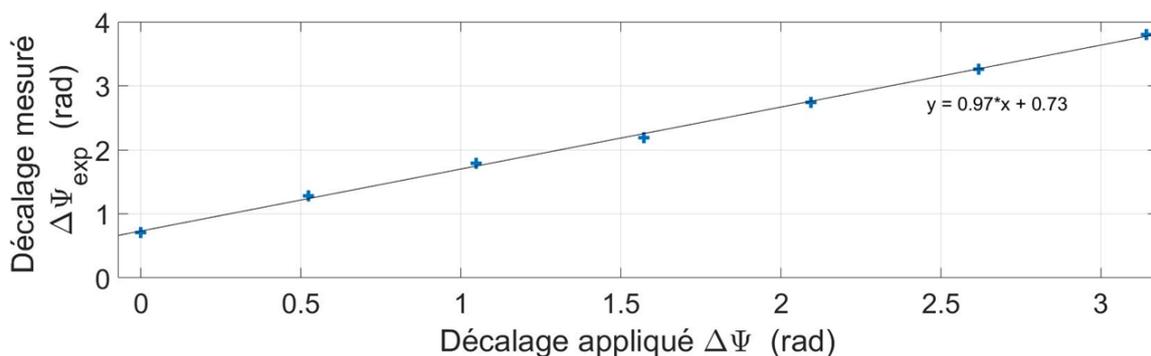
Pour vérifier que le capteur à double transducteur est capable de mesurer le déphasage relatif lié à la propagation d'une onde basse fréquence, on a appliqué la même modulation sur les deux modulateurs mais avec un décalage de phase ( $\Delta\Psi$ ) entre les deux. La modulation appliquée au transducteur  $C_1$  s'écrit  $\Delta\phi_1 = V_\phi \sin(2\pi f_\phi t)$  et la modulation appliquée au transducteur  $C_2$  s'écrit  $\Delta\phi_2 = V_\phi \sin(2\pi f_\phi t + \Delta\Psi)$ . On effectue ensuite la procédure décrite en 2. b. i. La différence de phase entre la cible A et  $B_1$  renseigne sur la modulation de phase du transducteur  $C_1$  et la différence de phase entre la cible  $B_1$  et  $B_2$  renseigne sur la modulation de phase des transducteurs  $C_2$ .

La Figure IV - 31 montre un exemple de la mesure de  $\Delta\phi_1$  (en bleu) et  $\Delta\phi_2$  (en rouge) pour différents décalages de phase  $\Delta\Psi$  à partir du capteur à fibre. La fréquence de la modulation  $f_\phi$  vaut 200 kHz, soit une longueur d'onde de 1500 m environ (le critère de Shannon spatial est bien respecté d'après (IV. 27)).



**Figure IV - 31** Mesure capteur du déphasage appliqué au modulateur de phase ( $\Delta\phi_1$  en bleu et  $\Delta\phi_2$  en rouge) pour différents décalages de phase (de haut en bas  $\Delta\Psi = 0, 60$  et  $150^\circ$ ).

La valeur du décalage de phase  $\Delta\Psi_{\text{exp}}$  est mesurée à partir de la différence de phase entre les signaux  $\Delta\phi_1$  et  $\Delta\phi_2$ , eux-mêmes mesurés par la transformée de Hilbert des signaux d'écho et de référence. La Figure IV - 32 montre la comparaison entre le décalage de phase  $\Delta\Psi$  appliqué entre les modulateurs et le décalage de phase  $\Delta\Psi_{\text{exp}}$  mesuré par le capteur à fibre.



**Figure IV - 32** Décalage de phase expérimental mesuré avec le capteur  $\Delta\Psi_{\text{exp}}$  en fonction du décalage de phase appliqué  $\Delta\Psi$ .

La Figure IV - 32 montre une très bonne linéarité (coefficient directeur de la régression linéaire de 0.97), ce qui implique que le capteur est capable de mesurer des déphasages relatifs entre deux transducteurs. Le décalage de phase à l'origine vient vraisemblablement d'un décalage de phase à

l'origine entre les deux voies ou des modulateurs qui peuvent induire un offset de décalage lors de la conversion de la modulation radiofréquence en modulation optique. Une étape de calibration permet par linéarité de retrancher ce décalage à l'origine.

### 2. b. iv Capteurs distribués

Les mesures de capteurs effectuées jusqu'à présent reposent sur des mesures localisées du déphasage à plusieurs positions de la fibre. En particulier, l'utilisation de réflecteurs aux positions A, B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>... permet d'avoir un bon SNR lors de la corrélation croisée, et ainsi d'effectuer la mesure de phase avec une bonne précision. Néanmoins, la trace de corrélation croisée permet en principe la mesure du déphasage tout au long de la fibre. En supposant que chaque élément  $dz$  de la fibre renvoie une petite portion de la lumière incidente (par diffusion Rayleigh par exemple), le champ réfléchi total s'écrit :

$$E_{\text{tot}}(t) = \int r(z)E_{\text{out}}(t - z/c)e^{i\phi(t-z/c)} dz, \quad (\text{IV. 33})$$

avec  $r(z)$  la proportion de la lumière réfléchie à la position  $z$ . La trace de corrélation croisée entre le signal de référence et le signal d'écho  $R_{\text{ref,echo}}$  s'écrit :

$$R_{\text{ref,echo}}(\tau) = \int r(z) E_{\text{out}}(t - \tau) E_{\text{out}}^*(t - z/c)e^{-i\phi(t-z/c)} dz dt, \quad (\text{IV. 34})$$

$E_{\text{out}}$  étant périodique de période  $1/f_s$ , la trace de corrélation croisée donne une mesure de la réflectivité complexe sur une distance allant de 0 à  $ZA$  par pas  $dz$ , à une fréquence  $f_s$ . La réflectivité complexe de la fibre optique testée peut être projetée sur une représentation 2D (distance/temps).

Nous avons vérifié expérimentalement le principe de mesures distribuées pour un capteur à fibre en sortie de BDF à partir des mesures effectuées dans la configuration mono-capteur (cf. Figure IV - 27). La trace de corrélation croisée du signal de référence et du signal d'écho sans modulation appliquée au transducteur est représentée en 2D (distance/temps) en amplitude et en phase en Figure IV - 33.

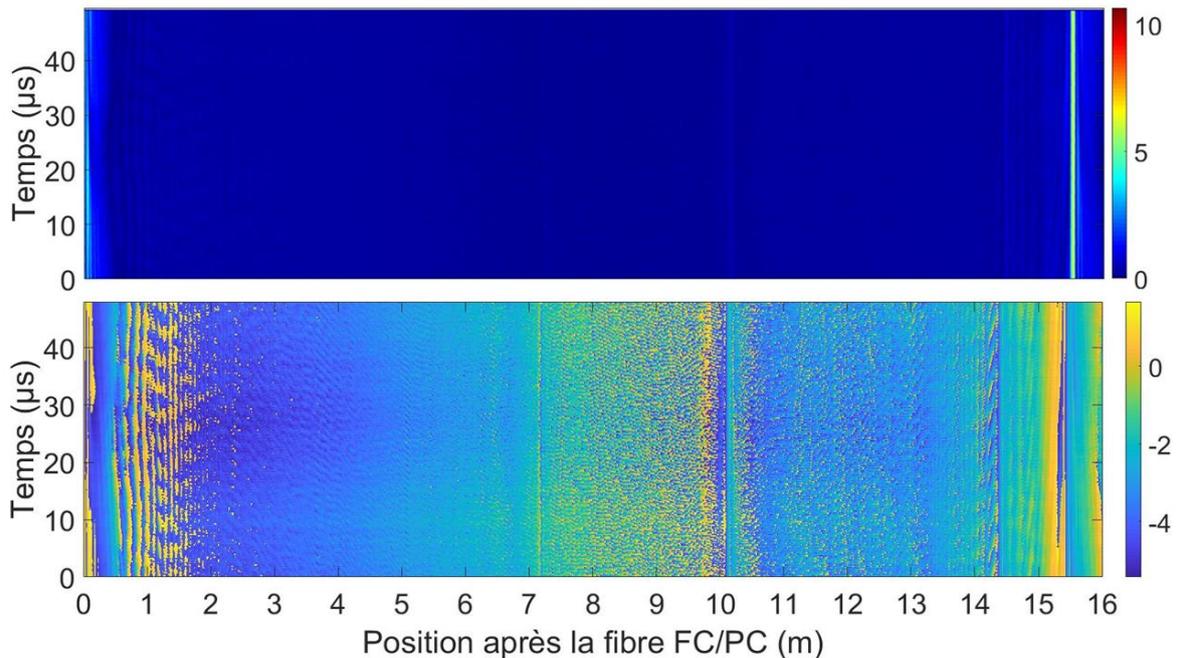


Figure IV - 33 Représentation 2D (distance/temps) de l'amplitude (en haut) et de la phase (en bas) de la trace de corrélation croisée du signal d'écho avec le signal de référence.

L'amplitude de la corrélation croisée met en particulier en avant l'importance de la résolution de la mesure et des temps de réponse des appareils de détection. L'impulsion compressée issue du rétro-rélecteur possède en effet une certaine largeur temporelle liée à la largeur du peigne de fréquences généré par la boucle et à la résolution de la photodiode et de l'oscilloscope. Le pas d'échantillonnage spatial  $dz$  est quant à lui relié à l'enregistrement de la trace temporelle des signaux et donc à la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope  $f_{acq}$  par la relation :

$$dz = ZA \frac{f_s}{f_{acq}}. \quad (IV. 35)$$

Avec une fréquence d'acquisition de 40 GEch/s le pas spatial vaut 2.4 mm. La mesure distribuée de la réflectivité le long de la fibre est ainsi équivalente à la mesure de 9237 capteurs localisés espacés de  $dz$ . En revanche, l'amplitude de la rétrodiffusion est très faible en dehors du rétro-rélecteur à la position  $z = 14.55$  m. Cette faible réflectivité rend le calcul de la phase très imprécis, ce qui explique les variations de phase assez fortes le long de la fibre en fonction du temps. Les variations de phase sont beaucoup plus faibles autour du pic du rétro-rélecteur, où le SNR de l'impulsion compressée est maximal. Pour donner un ordre de grandeur, la Table IV 4 donne l'écart type  $\sigma_\phi$  des fluctuations de phase mesurées par le capteur distribué sans modulation à différentes positions de la fibre (de manière similaire à la mesure de l'écart type  $\sigma_\phi$  à partir de la Figure IV - 28).

**Table IV 4 Ecart-type des fluctuations de phase mesurées sans modulation de phase le long de la fibre.**

Distance après la fibre PC/PC (m)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	Rétro-rélecteur
$\sigma_\phi$ (rad)	2.9	1.7	0.6	0.4	0.4	0.4	0.4	1.5	1.7	3.0	1.1	1.3	1.4	0.7	0.0073

À la position du rétro-rélecteur, on retrouve un écart type comparable à la mesure mono-capteur. En revanche, le long de la fibre les fluctuations de phase peuvent être très élevées, limitant ainsi la sensibilité du capteur (équation (IV. 32)).

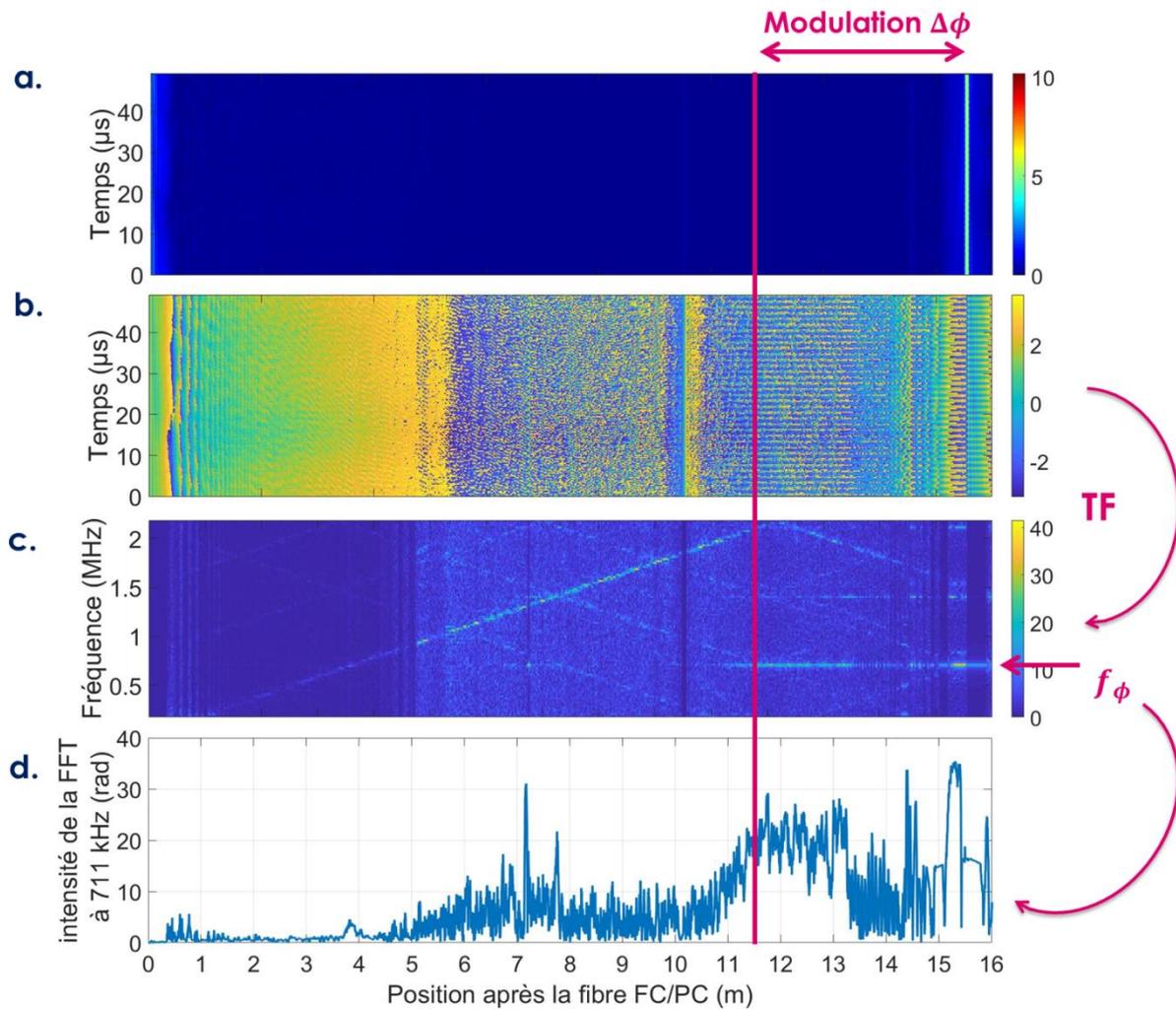
La représentation 2D de la trace de corrélation croisée du signal de référence et du signal d'écho avec une modulation ( $f_\phi = 700$  kHz et  $V_\phi = 0.54 V_{\pi,RF}$ ) appliquée au modulateur de phase est représentée en amplitude et en phase en Figure IV - 34. La transformée de Fourier de la phase de la corrélation croisée ainsi que la projection sur la fréquence de modulation sont tracées tout au long de la fibre.

L'amplitude de la rétrodiffusion reste quasiment identique le long de la fibre avec la modulation de l'onde optique. En revanche la phase de la corrélation croisée est fortement influencée par la modulation de phase. Pour des distances inférieures à la distance du modulateur de phase (entre 0 et environ 11 m), la lumière ne passe pas à travers le transducteur, et l'onde réfléchi n'est donc pas modulée en phase. Pour des distances supérieures à la distance du modulateur de phase (entre 11 et 14.55 m), la lumière réfléchi est modulée en phase. On retrouve cette modulation ( $f_\phi = 700$  kHz) dans la mesure de la phase et dans la transformée de Fourier à partir de la position du modulateur de phase.

La représentation 2D de la transformée de Fourier de la phase de la corrélation croisée (fréquence/distance) montre de plus un signal parasite dans la phase mesurée, dont la fréquence évolue avec la distance. Ce signal parasite correspond aux contributions de l'ASE qui vient d'un

régime de laser sans mode résiduel : lorsque le champ d'un laser sans mode est mélangé avec une réplique de lui-même, il en résulte des battements dont la fréquence dépend linéairement du décalage temporel résiduel [41]. L'autocorrélation du signal de référence avec le signal d'écho fait ainsi apparaître ces battements parasites.

L'intensité de la transformée de Fourier près de la fréquence de modulation (à 711 kHz cf. Figure IV - 34.d) montre bien que la modulation apparaît au voisinage du modulateur de phase (~ 11.5 m). La mesure distribuée permet ainsi de délimiter approximativement la position de la modulation. En revanche, la transformée de Fourier est très bruitée du fait des variations de phase assez fortes même sans modulation (cf. Table IV 4). L'interprétation de la mesure du capteur distribuée doit donc être soigneusement étudiée à partir de la mesure sans modulation de phase.



**Figure IV - 34** Représentation 2D (distance/temps) de l'amplitude (a) et de la phase (b) de la trace de corrélation croisée du signal d'écho avec le signal de référence. (c) Transformée de Fourier de la phase de la trace de corrélation croisée en fonction de la position dans la fibre. (d) Intensité de la transformée de Fourier près de la fréquence de modulation (à 711 kHz), en fonction de la position dans la fibre. Le trait en rose indique la position approximative du modulateur de phase. TF : transformée de Fourier.

Les BDF sont ainsi des sources très prometteuses pour les capteurs à fibres. La fréquence élevée du train de chirps en sortie de boucle (> MHz) permet de d'analyser les perturbations à dans des gammes de fréquences différentes des capteurs à fibre habituels [155, 156]. Nous avons montré une

preuve de concept de détection d'ondes électromagnétiques à partir d'un petit élément transducteur dans plusieurs configurations localisées ou distribuées.

Les mesures de capteurs localisés présentent l'avantage d'être très simples à mettre en place, car elles reposent simplement sur la mesure de déphasage aux positions des cibles A et B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>... La compression d'impulsion permet de plus d'avoir un SNR important sur chacune des cibles, ce qui offre une bonne précision de la phase aux positions des réflecteurs. Cependant, le fait d'avoir des réflecteurs localisés limite les possibilités d'interrogation du capteur. D'une part, une fois que les différents éléments (réflecteurs et transducteurs) sont mis en place, le capteur devient très difficilement reconfigurable. D'autre part, la distance minimale entre deux réflecteurs est limitée par la taille des réflecteurs et de l'élément transducteur au milieu. Cette distance minimale entre deux réflecteurs restreint la fréquence maximale des ondes pouvant être localisé à cause du critère de Shannon spatial (cf. équation (IV. 27)).

Les capteurs distribués permettent quant à eux d'interroger la modulation de la lumière par l'onde basse fréquence par pas de distance  $dz$  sur tout le profil de la fibre (cf. Figure IV - 24). Le choix du pas de distance permet ainsi une meilleure reconfigurabilité et une grande souplesse vis-à-vis du critère de Shannon spatial. En revanche, le SNR de l'onde réfléchi sur une petite portion de fibre  $dz$  est beaucoup plus faible qu'avec un rétro réflecteur. La sensibilité de la détection étant liée aux fluctuations de phase de la mesure sans modulation, le capteur distribué est beaucoup moins sensible aux endroits de faible réflectivité dans la fibre optique.

### **3 Système lidar basé sur une boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle**

Le Lidar et le capteur à fibre présentés dans les sections précédentes reposent tous les deux sur le même principe de génération de chirp par une BDF et de détection d'écho par une corrélation croisée numérique à partir de la trace temporelle des signaux d'échos et de référence. Les solutions décrites montrent que la compression d'impulsion numérique est une méthode efficace pour mesurer des retards ou des perturbations. En revanche l'utilisation de peigne de fréquences très large spectralement entraîne des contraintes assez fortes sur le temps de réponse et la fréquence d'acquisition des appareils de détection.

Pour pouvoir conserver les avantages liés à l'utilisation d'un peigne à très grande largeur spectrale (comme la résolution, cf. équation (IV. 19)) sans être limités par les systèmes de détections, nous avons utilisé une méthode de compression d'impulsion analogique issue d'une BDF bidirectionnelle. Comme nous allons le voir, cette architecture permet de mesurer tout le peigne optique (~10 – 40 GHz) avec une bande passante de détection très faible (~10 – 40 MHz).

#### **3. a Compression d'impulsion analogique par une boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle**

La BDF bidirectionnelle a été développée à l'origine pour la spectroscopie à double peigne de fréquences [13, 167]. Dans la continuité de ces travaux, nous avons utilisé cette architecture pour effectuer un calcul de corrélation croisée pour plusieurs mesures de télémétrie et vélocimétrie, capteur acoustique, ou encore imagerie 2D/3D.

### 3. a. i Boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle

Le montage expérimental d'une BDF bidirectionnelle est représenté en Figure IV - 35. La boucle bidirectionnelle fibrée à 1550 nm est composée d'éléments à maintien de polarisation avec une partie commune aux deux directions d'oscillation de la lumière, et une partie propre à chacune des deux directions.

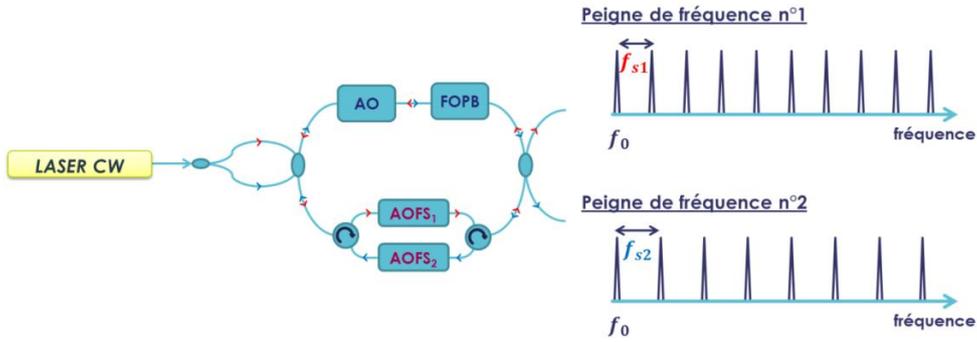


Figure IV - 35 Schéma du montage expérimental de BDF bidirectionnelle. AO : amplificateur optique. FOPB : filtre optique passe bande. AOFS : décalage de fréquence acousto-optique.

La partie commune contient un amplificateur optique bidirectionnel (un EDFA commercial en bande C Keopsys dont on a enlevé les isolateurs pour le rendre bidirectionnel) et un FOPB accordable en longueur d'onde et en bande passante (Yenista). Celui-ci fonctionne typiquement à 1550 nm avec une bande passante de 30 GHz. Deux circulateurs génèrent une portion propre à chacune des directions d'oscillation de la lumière dans la boucle. Dans chacune de ces portions de boucle, un AOFS (AA opto-electronic), ayant une bande passante de l'ordre de 10 MHz autour d'une fréquence nominale de 80 MHz, permet de régler le décalage de fréquence de la lumière par tour. Cette configuration permet de générer deux peignes de fréquences contrapropagatifs avec un espacement et une relation de phase entre les dents des peignes ajustables séparément. En incorporant le maximum d'éléments dans la partie commune, l'architecture permet d'une part d'éviter de dupliquer les éléments amplificateurs et filtrants pour chacun des peignes, et d'autre part permet d'augmenter la cohérence mutuelle des deux peignes en incorporant le maximum de sources de bruit dans le mode commun.

Un laser continu (1550 nm) injecte la boucle bidirectionnelle dans les deux sens grâce à un coupleur X 50/50. Deux atténuateurs variables (non représentés dans la Figure IV - 35) permettent de plus de régler la puissance d'injection dans les deux voies. Un coupleur en X 50/50 permet d'extraire une fraction de la lumière dans la boucle est de récupérer les deux peignes sur deux voies différentes.

### 3. a. ii Compression d'impulsion analogique

Les champs électriques  $E_1$  et  $E_2$  en sortie de BDF dans l'état stationnaire sous le seuil, en notant  $E_{in}e^{-2i\pi f_0 t}$  le champ en sortie du laser d'injection, peuvent s'écrire sous la forme:

$$E_1(t) = E_{in}e^{-2i\pi f_0 t} \sum_{n=0}^N g(n)e^{-2i\pi n(f_{s1}t - f_0\tau_{c1})} e^{i\pi n(n+1)f_{s1}\tau_{c1}}, \quad (IV. 36)$$

$$E_2(t) = E_{in}e^{-2i\pi f_0 t} \sum_{n=0}^N g(n)e^{-2i\pi n(f_{s2}t - f_0\tau_{c2})} e^{i\pi n(n+1)f_{s2}\tau_{c2}}. \quad (IV. 37)$$

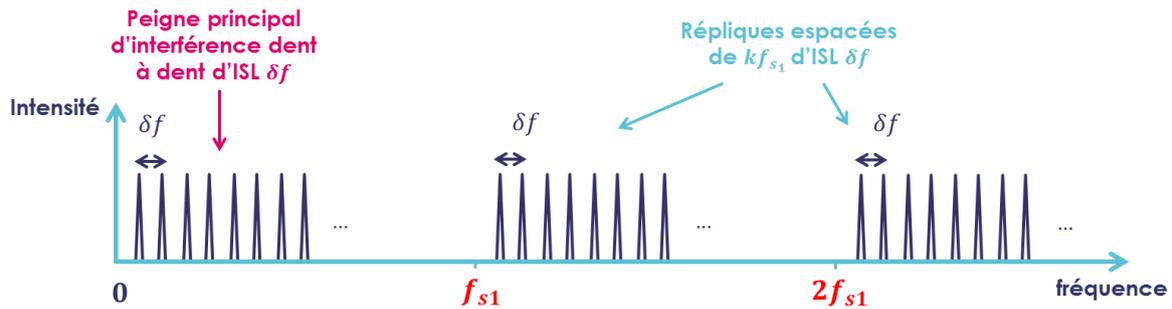
L'amplificateur optique étant commun aux deux sens de propagation, en supposant les pertes passives identiques, l'amplitude des peignes de fréquences  $g(n)$  est identique. On note  $\delta f$  la différence de fréquence entre  $f_{s2}$  et  $f_{s1}$  ( $f_{s2} = f_{s1} + \delta f$ ). En faisant interférer les deux peignes sur une photodiode, le photocourant  $i(t)$  s'écrit :

$$i(t) \propto E_1(t)E_1^*(t) + E_2(t)E_2^*(t) + 2\Re(E_1(t)E_2^*(t)). \quad (\text{IV. 38})$$

En plus des termes d'intensité ( $E_1(t)E_1^*(t)$  et  $E_2(t)E_2^*(t)$ ), il apparaît plusieurs terme croisés, qui correspond aux battements de chacune des dents du premier peigne, avec chacune des dents du second. Parmi les termes d'interférence, on peut différencier en particulier deux types de composantes fréquentielles (cf. Figure IV - 36):

- Les battements issus de l'interférence entre la dent  $n$  d'un des peignes avec la dent  $n$  de l'autre peigne. Ces battements génèrent un peigne de fréquence d'intensité centré en 0 d'intervalle spectral libre  $\delta f$  (appelé par la suite peigne principal d'interférence).

- Les battements issus de l'interférence entre la dent  $n$  d'un peigne avec la dent  $n + k$  (avec  $k \geq 1$ ). Ces battements parasites génèrent aussi un peigne de fréquence d'intervalle spectral libre  $\delta f$ . En revanche, ces peigne de fréquences sont centrés autour de  $kf_{s1,2}$  ( $f_{s1,2}$  signifiant  $f_{s1}$  ou  $f_{s2}$ ). On appelle par la suite ces peignes des répliques du peigne principal d'interférence.



**Figure IV - 36 Schéma des termes d'interférences entre les deux peignes issus de la BDF bidirectionnelle. Pour plus de clarté nous avons schématisé que les répliques du peignes centrés en  $kf_{s1}$ .**

En supposant que  $\delta f$  est plus petite que  $f_1/2N$  et  $f_2/2N$ , on peut montrer que, moyennant un filtrage passe-bas de l'intensité (à la fréquence de coupure  $f_1/2$  ou  $f_2/2$ ), on peut isoler le peigne principal d'interférence des termes d'intensité ( $E_1(t)E_1^*(t)$  et  $E_2(t)E_2^*(t)$ ) et des répliques du peigne principal d'interférence. L'intensité en sortie de filtre passe-bas  $i_{\text{RF}}(t)$  s'écrit alors :

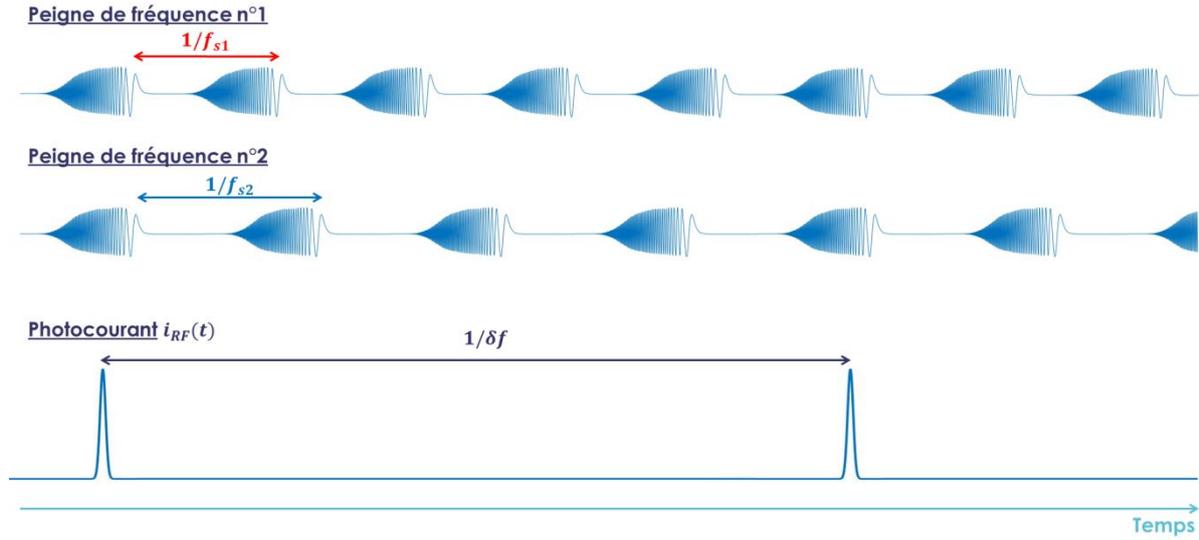
$$i_{\text{RF}}(t) \propto 2E_{\text{in}}^2 \Re \left( \sum_{n=0}^N g(n)^2 e^{-2i\pi n(\delta f t - f_0(\tau_{c1} - \tau_{c2}))} e^{i\pi n(n+1)(f_{s1}\tau_{c1} - f_{s2}\tau_{c2})} \right). \quad (\text{IV. 39})$$

Dans le cas où  $f_{s1}\tau_{c1} = f_{s2}\tau_{c2}$ ,  $i_{\text{RF}}(t)$  se réécrit :

$$i_{\text{RF}}(t) \propto 2E_{\text{in}}^2 \Re \left( \sum_{n=0}^N g(n)^2 e^{-2i\pi n(\delta f t - f_0(\tau_{c1} - \tau_{c2}))} \right). \quad (\text{IV. 40})$$

Dans ce cas l'intensité est un train d'impulsions de cadence de répétition  $\delta f$  et de durée  $1/N\delta f$ . Le train d'impulsions possède de plus un retard temporel qui dépend de la différence de temps de tour entre les deux directions dans la boucle. D'un point de vue temporel, l'interférence entre les deux peignes est vu comme le produit des deux voies. Les deux peignes ayant le même taux de chirp,

l'évolution de l'interférence au cours du temps correspond à la trace de corrélation croisée (cf. Figure IV - 37). Les chirps se recouvrent parfaitement aux instants multiples de  $1/\delta f$ .



**Figure IV - 37 Schéma de l'interférence entre les deux voies de sortie de la boucle bidirectionnelle du point de vue temporel.**

L'utilisation de la BDF bidirectionnelle pour des mesures optiques fonctionne ainsi de la manière suivante : les taux de chirps ( $f_{s1}\tau_{c1}$  et  $f_{s2}\tau_{c2}$ ) sont réglés à l'identique en ajustant la fréquence de décalage des deux directions d'oscillation dans la boucle. En prenant des longueurs de fibre identiques et des AOFS semblables, la différence de fréquence  $\delta f$  résulte de faibles variations de longueurs et vaut typiquement quelques dizaine de kHz.

De manière similaire aux parties 1 et 2, un peigne optique en sortie de boucle (ici le champ  $E_2$ ) est envoyé dans la voie capteur (pour mesure Lidar, mesure de capteur, ...). En prenant l'exemple de deux cibles A et B, le champ réfléchi  $E_{2\text{tot}}$  s'écrit (de manière similaire à l'équation (IV. 12)):

$$E_{2\text{tot}}(t) = r_A E_2(t - t_A) e^{i\phi_A} + r_B E_2(t - t_B) e^{i\phi_B}. \quad (\text{IV. 41})$$

Les échos réfléchis interfèrent avec le peigne optique de référence  $E_1$  sur une photodiode. L'intensité en sortie de photodiode  $i(t)$  peut alors s'écrire :

$$i(t) \propto E_1(t) E_1^*(t) + E_{2\text{tot}}(t) E_{2\text{tot}}^*(t) + 2\Re(E_1(t) E_{2\text{tot}}^*(t)). \quad (\text{IV. 42})$$

Avec un filtre électronique passe bas, seul le peigne radiofréquence du battement dents à dents entre les deux peignes optiques est conservé. Le photocourant  $i(t)$  s'écrit alors :

$$i(t) = i_{\text{RF}}(t) \propto 2\Re(E_1(t) E_{2\text{tot}}^*(t)), \quad (\text{IV. 43})$$

$$i(t) \propto 2\Re(r_A e^{i\phi_A} E_1 E_2(t - t_A) + r_B e^{i\phi_B} E_1 E_2(t - t_B)). \quad (\text{IV. 44})$$

D'après l'équation (IV. 40), le photocourant se réécrit donc comme :

$$i(t) \propto 2E_{\text{in}}^2 \Re\left(\sum_{n=0}^N g(n)^2 e^{2i\pi n(f_0(\tau_{c1} - \tau_{c2}))} (r_A e^{-2i\pi n\delta f(t - t_A) + i\phi_A} + r_B e^{-2i\pi n\delta f(t - t_B) + i\phi_B})\right). \quad (\text{IV. 45})$$

La transformée de Hilbert du photocourant permet ainsi de reconstruire le terme interférentiel et de mesurer précisément le décalage temporel et la différence de phase entre les deux échos A et B.

Dans la suite, on appelle  $i_{RF,C}(t)$  le signal complexe reconstruit à partir de la transformée de Hilbert de la trace temporelle du photocourant détecté.

### 3. b Utilisation de la boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle

En permettant une corrélation analogique plutôt que numérique des deux voies, la BDF bidirectionnelle peut avantageusement remplacer la BDF unidirectionnelle dans un grand nombre d'applications de télémétrie, de capteur, de vélocimétrie ou encore d'imagerie. Nous montrons dans les sections suivantes plusieurs preuves de concept de mesure de distance ou de modulation à partir de la BDF bidirectionnelle.

#### 3. b. i Télémétrie

Le schéma du montage expérimental pour la mesure de télémétrie est représenté en Figure IV - 38. La BDF a été présentée en sous-section 3. a. i. Les fréquences de décalage des AOFs valent :  $f_{s1} = 80.655$  MHz et  $f_{s2} = 80.7175$  MHz (pour avoir  $f_{s1}\tau_{c1} = f_{s2}\tau_{c2}$ ), soit  $\delta f = 62.5$  kHz. Un EDFA en sortie de boucle (Keopsys) permet d'amplifier le peigne  $E_2$  en sortie de boucle.

Si les méthodes de détection et de génération de peigne diffèrent, l'architecture d'interrogation est la même que celle utilisée pour les mesures de télémétrie présentée en section 1.c : le peigne de fréquences est envoyé dans la voie capteur qui comporte un collimateur (avec une terminaison FC/PC pour renvoyer un petit écho) et une cible (une bande réfléchissante) à une distance  $L$  du collimateur. Le signal envoyé dans le bras de mesure est périodique de période  $1/f_{s2}$ . À ce titre, la zone d'ambiguïté  $ZA$  de la mesure est limitée par la fréquence  $f_{s2}$  (ici  $ZA = 1.86$  m).

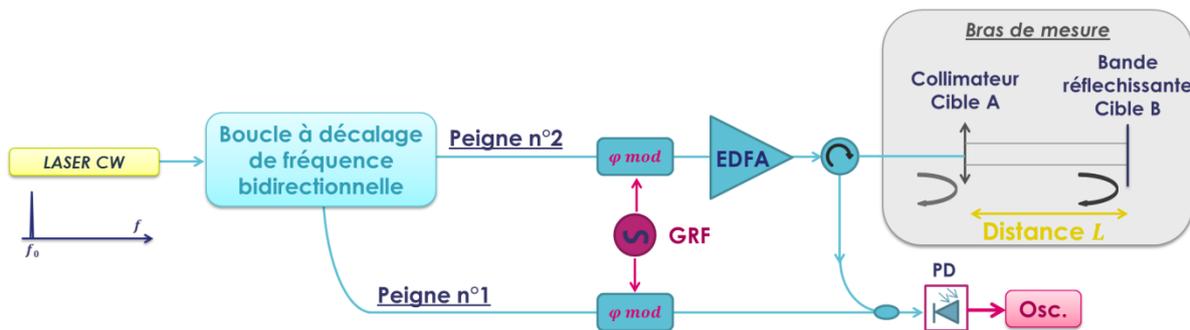


Figure IV - 38 Schéma du montage expérimental de télémétrie avec la BDF bidirectionnelle. PD : photodiode. Osc. : oscilloscope. GRF : générateur RF externe.

Pour augmenter la zone d'ambiguïté, on a mis en place un codage de phase avec un modulateur de phase sur chacune des voies de sortie de la boucle bidirectionnelle (comme défini précédemment en section 1. d. ii). Le codage utilisé est un code Talbot de dimension  $q = 10$ . Les valeurs de phase appliquées sont résumées dans la Table IV 5 (d'après l'équation (IV. 24)). Un générateur externe délivre de manière synchrone les différentes phases successives chacune pendant une période  $f_s$ . Le masque de phase est ainsi périodique de période  $q/f_s$ . La précision de la synchronisation des trains de chirps et du masque de phase étant critique, le générateur radiofréquence est de plus verrouillé sur le générateur qui adresse les décaleurs de fréquences intra-boucle.

Le codage de phase d'un train d'impulsions génère des dents supplémentaires dans le peigne optique (cf. Figure IV - 39). Avec un codage de dimension  $q$ , le peigne optique devient un peigne d'ISL  $\delta f/q$ .

Table IV 5 codage de phase en Talbot 10.

Impulsions	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\phi_{1,10}(m)$	$\frac{\pi}{10}$	$\frac{4\pi}{10}$	$\frac{9\pi}{10}$	$\frac{16\pi}{10}$	$5\pi$	$\frac{36\pi}{10}$	$\frac{49\pi}{10}$	$\frac{64\pi}{10}$	$\frac{81\pi}{10}$	$10\pi$

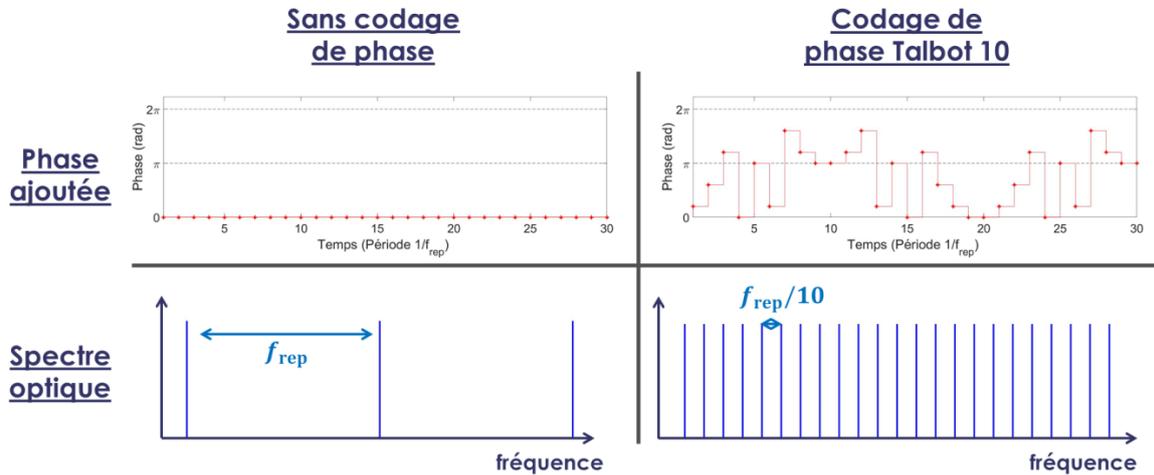


Figure IV - 39 Schéma de l'influence du codage de phase (Talbot 10) appliqué en sortie de boucle sur le spectre optique.

Après passage par le modulateur de phase, les champs électriques  $E_1(t)$  et  $E_2(t)$  deviennent ainsi des peignes optiques d'intervalle spectral libre respectivement  $f_{s1}/q$  et  $f_{s2}/q$ . L'interférence entre les deux peignes génère des battements entre toutes les dents de tous les peignes.

La Figure IV - 40 montre un exemple du peigne radiofréquence détecté en effectuant la transformée de Fourier du photocourant (après filtre passe bas) avec codage de phase. On retrouve bien une figure semblable au schéma présenté en Figure IV - 36.

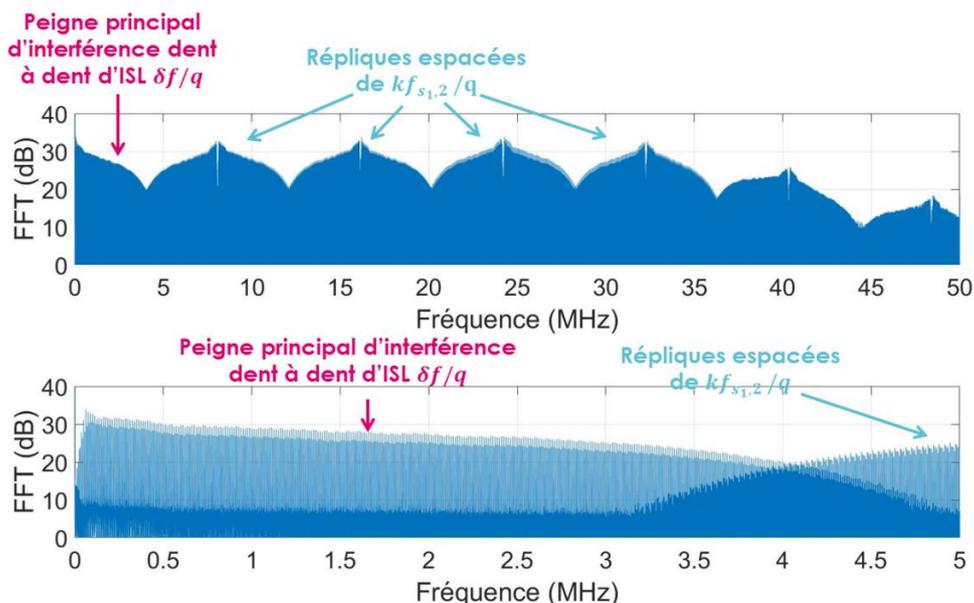
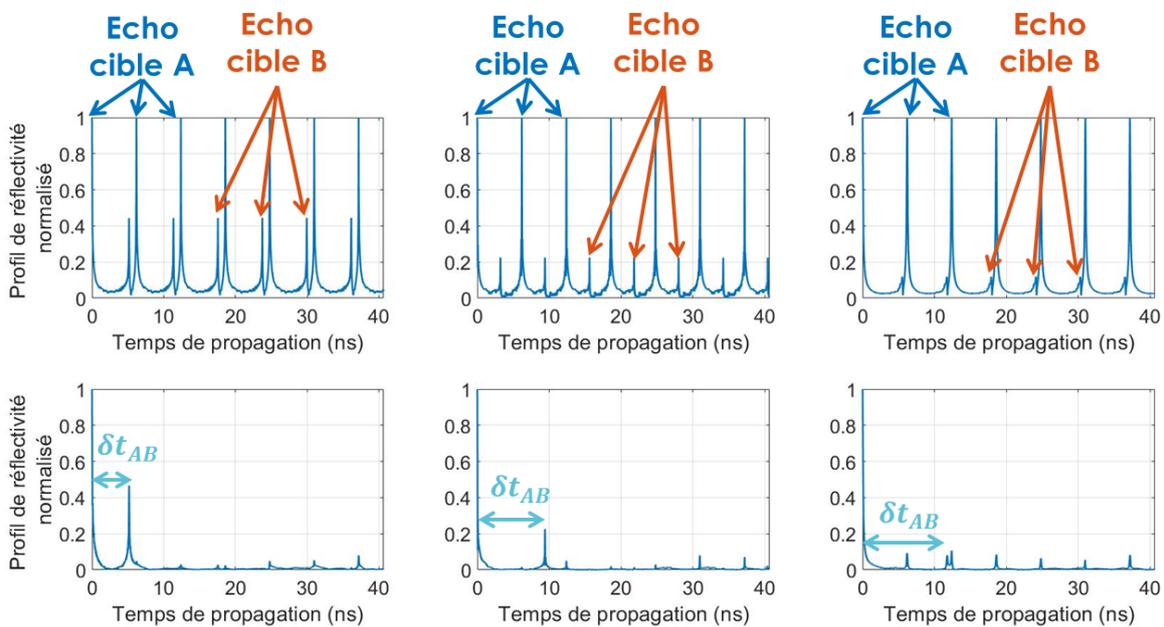


Figure IV - 40 Transformée de Fourier de la trace temporelle à l'oscilloscope issue de l'interférence entre les peignes optiques  $E_1$  et  $E_2$ . En haut : Peigne radiofréquence et répliques causées par la modulation de phase. En bas : zoom sur les basses fréquences.

On retrouve le peigne principal d'interférence dent à dent et les répliques espacées de  $kf_{s_{1,2}}/q$ . Pour reconstruire  $i_{RF,C}(t)$  à partir de la trace temporelle, nous filtrons numériquement la transformée de Fourier pour ne garder que le peigne principal d'interférence dent à dent entre les deux peignes optiques. En ne gardant que la partie positive du spectre on reconstruit de plus le signal  $i_{RF,C}(t)$ .

La procédure précédente a été effectuée pour plusieurs distances  $L$ . L'amplitude du signal mesuré  $|i_{RF,C}(t)|$  est périodique de période  $1/\delta f = 16 \mu s$ . À l'échelle de temps mesuré correspond une échelle du temps de propagation de la lumière dans le bras de mesure. En effet, le champ électrique  $E_2$  se propageant dans le bras de mesure est périodique de période  $1/f_{s_2} = 6.19 ns$ . À partir du signal  $i_{RF,C}(t)$  mesuré à l'oscilloscope, on reconstruit le profil de réflectivité du bras de mesure avec l'échelle de temps de propagation dans le bras capteur associé (en multipliant le temps mesuré par le facteur  $\delta f/f_{s_2}$ ). La Figure IV - 41 montre le profil de réflectivité du bras de mesure en fonction du temps de propagation de la lumière dans le bras de mesure avec et sans codage de phase.



**Figure IV - 41 Trace temporelle de l'amplitude du signal  $i_{hyp,C}(t)$  en fonction du temps pour plusieurs valeurs de la distance  $L$  entre les cibles A et B (de droite à gauche), avec codage Talbot 10 (en bas) et sans codage Talbot 10 (en haut). Le codage permet de lever l'ambiguïté pour des cibles plus loins que  $Z_A$ .**

Sans codage de phase, la distance d'ambiguïté est reliée à la période ( $1/f_{s_2}$ ) du champ électrique  $E_2$  (équation (IV. 1)). La BDF ne permet pas de distinguer des objets plus loin que 1.86 m (correspondant à un temps de propagation de 6.19 ns) sans ambiguïté.

Avec codage de phase le champ électrique devient périodique de période  $10/f_{s_2}$ . Le codage de phase permet de multiplier la zone d'ambiguïté par un facteur 10 et ainsi de lever l'ambiguïté pour des mesures de distances inférieures à 18.6 m (correspondant à un temps de propagation de 61.9 ns).

La Table IV 6 résume les mesures de distances avec, et sans codage de phase extraites de la Figure IV - 41. Au préalable, la distance a été estimée grossièrement à la règle. On remarque que le codage de phase permet de lever l'ambiguïté de distance et de retourner la valeur réelle de la distance entre les deux cibles.

Table IV 6 Mesure de distances à partir de la Figure IV - 41.

Estimation de la distance	~ 1.5 m	~ 2.8 m	~ 3.5 m
Distance mesurée sans codage (m)	1.55	0.97	1.67
Distance mesurée avec codage (m)	1.55	2.83	3.52

La BDF bidirectionnelle permet ainsi d'effectuer des mesures de télémétrie avec un peigne de grande largeur spectrale, tout en ayant besoin uniquement d'une faible bande passante de détection, car les mesures reposent uniquement sur le peigne d'interférence RF d'ISL  $\delta f/q$ . L'utilisation du codage de phase montre de plus que les différentes possibilités d'amélioration de la mesure de télémétrie évoquées en section 1. d. sont aussi adaptables à la configuration bidirectionnelle.

### 3. b. ii Vitesse de rotation et capteur acoustique

De manière analogue au capteur développé en section 2, nous avons utilisé la BDF bidirectionnelle pour mesurer l'évolution de la réflectivité d'une cible dans le temps. Le montage expérimental est le même qu'en Figure IV - 38 sans les modulateurs de phase, et nous avons remplacé la cible statique par un ventilateur et un haut-parleur. La réflectivité de la cible en fonction du temps est étudiée via l'amplitude ou la phase de  $i_{RF,C}(t)$ .

#### Mesure de la vitesse de rotation d'un ventilateur

Une bande réfléchissante a été scotchée sur une pale de ventilateur (cf. Figure IV - 42.a). Le ventilateur est positionné dans le bras de mesure de telle sorte à ce que la pale avec la bande réfléchissante vienne couper le faisceau lumineux lors de sa rotation. La Figure IV - 42.b montre une représentation 2D de l'amplitude de  $i_{RF,C}(t)$  le long de l'axe de propagation du faisceau dans le bras de mesure en fonction du temps (la position  $z = 0$  correspondant au collimateur).

Les points réguliers à la position  $z = 96.51$  cm correspondent au moment où la pale du ventilateur avec la bande réfléchissante coupe le faisceau. En reportant la valeur de l'amplitude de  $i_{RF,C}(t)$  à cette distance on trouve un signal périodique (Figure IV - 42.c). La fréquence de ce signal périodique renseigne sur la vitesse du ventilateur. A partir de la Figure IV - 42.c on trouve que le ventilateur tourne à une vitesse de 43.3 tours par seconde.

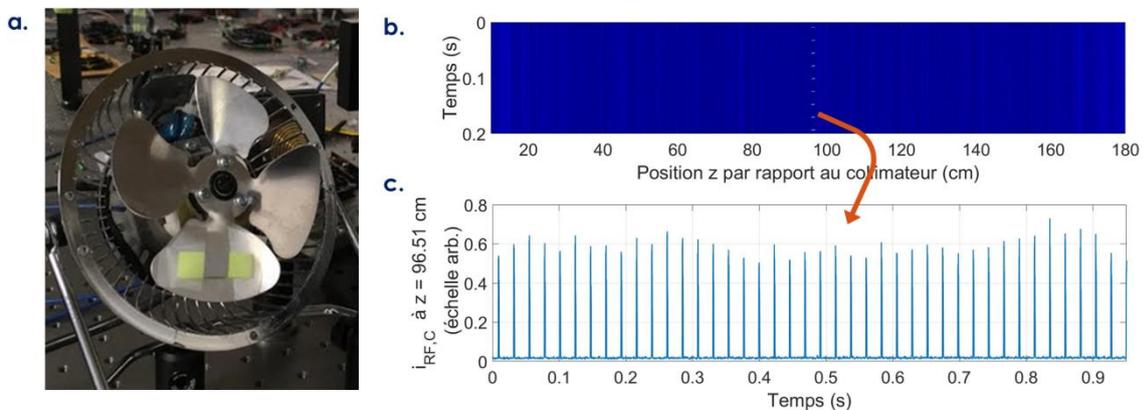
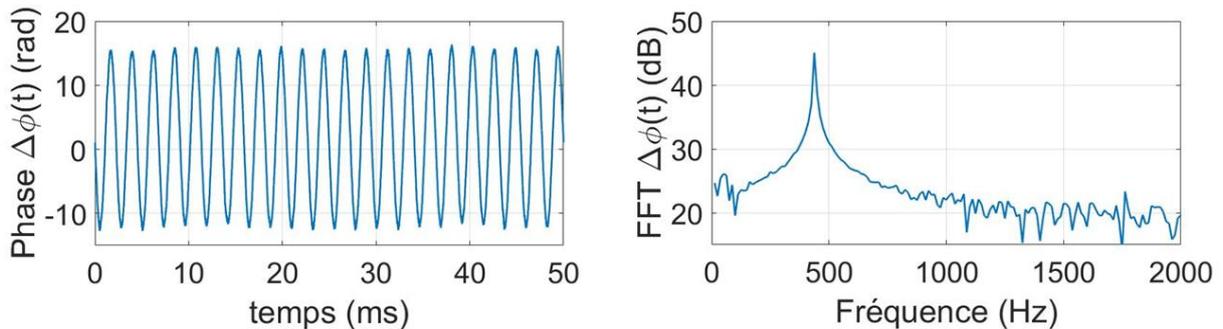


Figure IV - 42 (a) Photographie du ventilateur. (b) Représentation 2D de l'amplitude de la réflectivité le long de la distance de propagation en fonction du temps. (c) Amplitude du signal  $i_{RF,C}(t)$  à la distance  $z = 96.51$  cm en fonction du temps.

### Mesure de la modulation acoustique appliquée à un haut-parleur

De même que pour le ventilateur, une petite bande réfléchissante a été fixée à la membrane d'un haut-parleur. Celle-ci est placée sur le chemin du faisceau lumineux dans le bras de mesure. L'écho renvoyé est ainsi modulé en phase par l'onde acoustique  $\Delta\phi = V_\phi \sin(2\pi f_\phi t)$  envoyée sur le haut-parleur. En mesurant la phase de  $i_{RF,C}(t)$ , la mesure optique permet de recomposer la modulation du haut-parleur. La Figure IV - 43 montre la modulation  $\Delta\phi$  ( $V_\phi = 1 V_{pp}$  et  $f_\phi = 440$  Hz) mesurée grâce à la différence de phase du signal  $i_{RF,C}(t)$  entre l'écho du collimateur et l'écho de la bande réfléchissante du haut-parleur, ainsi que la transformée de Fourier de  $\Delta\phi(t)$ .

La BDF bidirectionnelle permet ainsi d'effectuer des mesures optiques en fonction du temps comme celles utilisées pour les capteurs. La fréquence d'acquisition de la mesure est en revanche limitée par la différence de fréquence  $\delta f$  entre les sens de propagation de la lumière dans la boucle. Cette configuration, avec des différences de fréquence faibles (de 1 à 100 kHz), permet d'adapter l'utilisation de cette boucle pour d'autres gammes de fréquences que celles étudiées avec la simple boucle (cf. section 2. b).



**Figure IV - 43 Evolution de la différence de phase du signal  $i_{hyp,C}(t)$  entre le collimateur et la bande réfléchissante du haut-parleur (à gauche) et transformée de Fourier du déphasage (à droite).**

### **3. b. iii Effet Doppler**

Lorsqu'un objet en mouvement réfléchit une onde, la fréquence de l'onde incidente  $f_{inc}$  est décalée par effet Doppler d'une quantité  $\delta f_{Dopp}$  qui dépend de la vitesse de l'objet, de la direction du mouvement de l'objet par rapport à celle de l'onde, ainsi que de la célérité de l'onde.

Lors de l'utilisation de la BDF bidirectionnelle, le peigne optique envoyé dans le bras de mesure peut ainsi être décalé d'une fréquence  $\delta f_{Dopp}$ , si la cible est en mouvement ou si la BDF est embarqué dans un système en mouvement. Le terme résultant de l'interférence avec le peigne de référence est, au premier ordre un peigne d'intervalle spectral libre  $\delta f$  et de décalage  $\delta f_{Dopp}$  par rapport à la fréquence nulle. Pour la suite on s'est intéressé au cas où la BDF est immobile et la cible en mouvement. Pour mettre en évidence l'effet Doppler, nous avons placé un disque dans le bras de mesure. Celui-ci tourne autour de son centre à une vitesse angulaire  $\omega$  réglable. De manière analogue à la mesure de vitesse du ventilateur dans la sous-section précédente, une petite bande réfléchissante est scotchée au disque. Celle-ci renvoie un écho quand elle croise le chemin du faisceau lumineux. Le disque est schématisé en Figure IV - 44.

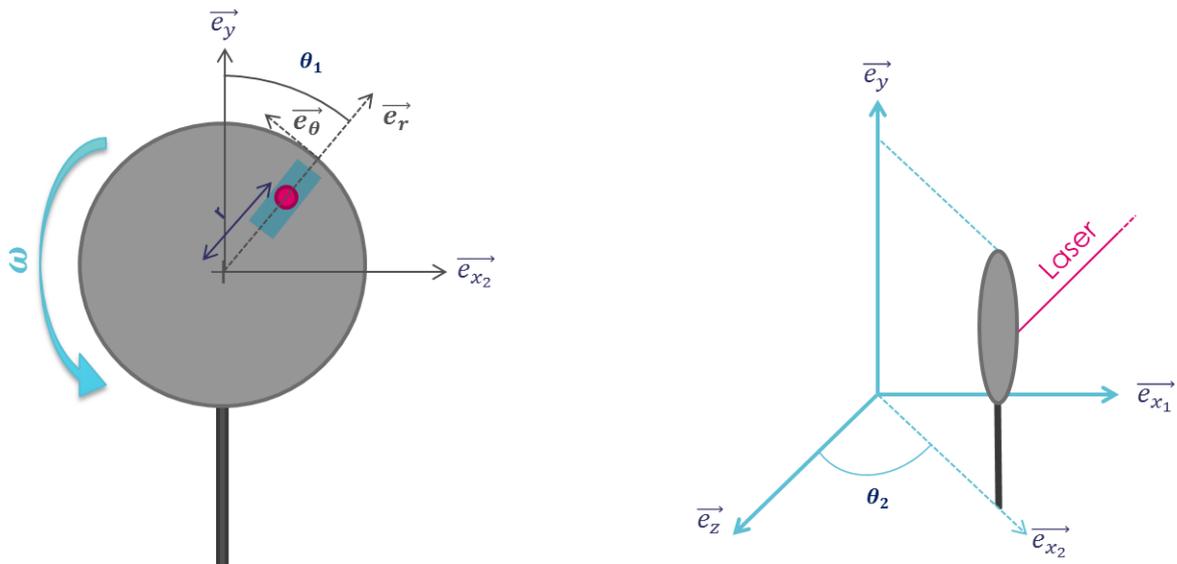


Figure IV - 44 Schéma du disque en rotation. La bande verte foncé indique la zone réfléchissante, et le point rose à une distance  $r$  du centre symbolise l'endroit où la bande réfléchissante coupe le faisceau lumineux.

La Figure IV - 45 montre un exemple de spectre obtenu lorsque le disque est en rotation à partir de la transformée de Fourier de la trace temporelle du signal à l'oscilloscope.

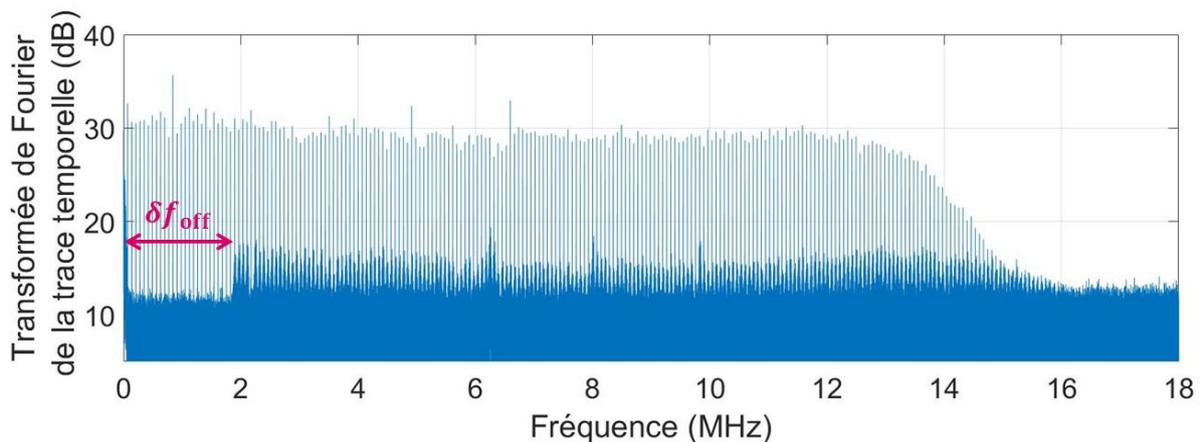


Figure IV - 45 Spectre du photocourant lorsque le disque est en rotation.

Le spectre présente deux composantes principales :

- Un peigne de fréquences avec des dents très nettes, d'intervalle spectral libre  $\delta f$  commençant à la fréquence  $\delta f$ . Ce peigne correspond à la transformée de Fourier de l'interférence entre l'écho issu du collimateur et le peigne optique de référence.

- Un peigne de fréquences avec des dents élargies, d'intervalle spectral libre  $\delta f$  commençant avec une fréquence de décalage  $\delta f_{\text{off}}$ . Ce peigne correspond à la transformée de Fourier de l'interférence entre l'écho issu de la bande réfléchissante du disque et le peigne optique de référence. Cette composante est relativement peu intense, car la bande réfléchissante occupe une petite portion du disque. La proportion du temps où elle renvoie un écho est donc très limitée. De plus, la bande réfléchissante ayant une surface très irrégulière, l'interférence avec le peigne de référence produit une figure de type speckle. L'amplitude du pic d'écho varie donc énormément

lorsque la lumière balaie toute la surface réfléchissante, ce qui élargit les dents du peignes. Enfin, par effet Doppler, les dents du peignes sont décalées en fréquence d'une fréquence  $\delta f_{\text{off}}$ . Lorsque le disque tourne dans le sens négatif, le décalage subsiste, mais le spectre est replié par rapport à la fréquence nulle.

Pour vérifier que la fréquence de décalage  $\delta f_{\text{off}}$  correspond bien au décalage par effet Doppler, on a mesuré le décalage  $\delta f_{\text{off}}$  pour plusieurs vitesses du disque, et on a comparé le décalage  $\delta f_{\text{off}}$  au décalage en fréquence  $\delta f_{\text{Dopp}}$  calculé à partir de la vitesse de rotation du disque. La vitesse du disque au point d'intersection avec le faisceau lumineux du bras de mesure  $\vec{v}$  s'écrit :

$$\vec{v} = r\omega \vec{e}_\theta = 2\pi r N \cos(\theta_1) \cos(\theta_2) \vec{e}_z, \quad (\text{IV. 46})$$

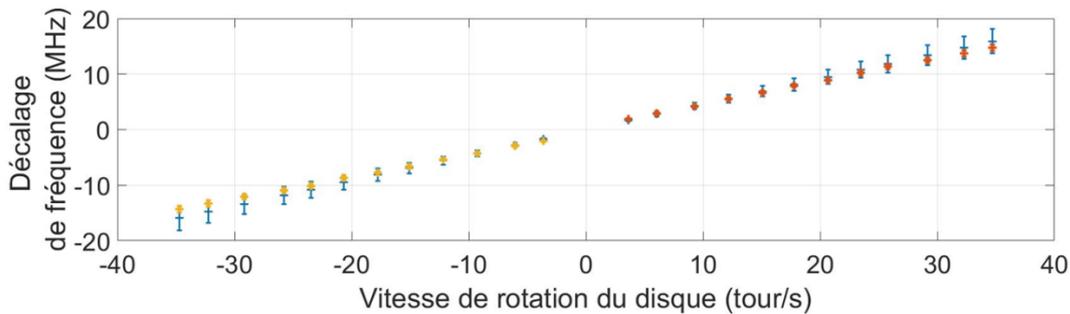
avec  $N$  le nombre de tour du disque par seconde. Le décalage Doppler  $\delta f_{\text{Dopp}}$  dans cette configuration pour une onde optique incidente à la fréquence  $f_0$  de célérité  $c$  s'écrit ainsi :

$$\delta f_{\text{Dopp}} = 2f_0 * \frac{\|\vec{v}\|}{\|\vec{v}\| + c}. \quad (\text{IV. 47})$$

La vitesse du disque étant largement négligeable devant celle de la lumière,  $\delta f_{\text{Dopp}}$  s'écrit plus simplement :

$$\delta f_{\text{Dopp}} = 2f_0 * \frac{2\pi r N \cos(\theta_1) \cos(\theta_2)}{c}. \quad (\text{IV. 48})$$

Le nombre de tours par seconde a été mesuré en faisant varier la vitesse de rotation du disque avec la méthode de mesure décrite dans la sous-section précédente (3. b. ii). La distance  $r$  vaut 8 cm et les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  valent respectivement  $0 \pm 5^\circ$  et  $40 \pm 5^\circ$ . La Figure IV - 46 représente le décalage du spectre  $\delta f_{\text{off}}$  dans le sens positif et négatif, ainsi que le décalage Doppler  $\delta f_{\text{Dopp}}$ .



**Figure IV - 46 Décalage en fréquence calculé à partir de la vitesse de rotation du disque dans le sens positif (en rouge) et négatif (en jaune) (cf. équation (IV. 48)). Le décalage en fréquence mesurée à partir du spectre du photocourant est indiqué en bleu.**

Les deux mesures de décalage par effet Doppler concordent très bien. Les barres d'erreurs sont dues à l'imprécision sur la vitesse du disque et sur son angle avec la direction de propagation (à  $5^\circ$  près), ainsi qu'à l'élargissement important des dents du peigne à haute vitesse de rotation, dû à l'interférence entre l'écho issu de la bande réfléchissante du disque et le peigne optique de référence.

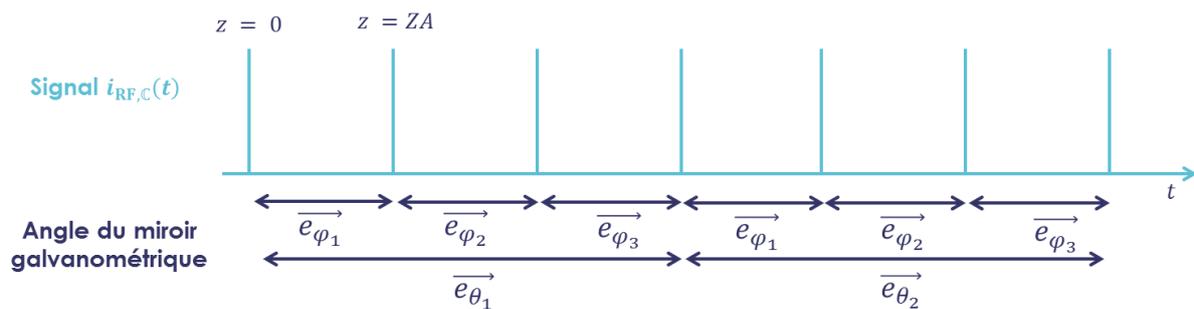
Ainsi, tout comme les Lidars FMCW, la mesure d'effet Doppler avec la BDF bidirectionnelle permet de mesurer la vitesse d'une cible en plus de la position de celle-ci. Il est intéressant de remarquer qu'avec une seule onde et un réflecteur de référence, la mesure permet de dissocier la vitesse et la

position de la cible (jusqu'à une certaine précision), la vitesse étant liée à la fréquence de décalage du peigne réfléchi, et la position à la phase des dents du peigne. Dans les Lidars FMCW par exemple, il est nécessaire d'envoyer plusieurs signaux pour lever l'ambiguïté position/vitesse de la cible [25].

### 3. b. iv Imagerie 2D/3D

La mesure de l'amplitude du signal  $i_{RF,C}(t)$  permet de mesurer le profil de réflectivité du bras de mesure suivant la direction de propagation du faisceau lumineux. Avec un miroir galvanométrique placé à la suite du collimateur, on change la direction du faisceau pour pouvoir imager le profil de réflectivité dans plusieurs directions de l'espace. La mesure de la réflectivité dans plusieurs directions différentes génère une image 3D de la réflectivité dans une portion de l'espace.

La Figure IV - 47 montre le principe de fonctionnement de l'imagerie 3D par BDF bidirectionnelle. Chaque période du signal  $i_{RF,C}(t)$  donne une mesure de la réflectivité suivant l'axe de propagation  $\vec{e}_z$  entre 0 et  $ZA$ . Le miroir galvanométrique balaie plusieurs directions spatiales en faisant varier l'orientation du miroir (on note  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$  le plan du miroir, qui forme un repère avec  $\vec{e}_z$ , dans l'axe de propagation du faisceau). Le miroir est synchronisé avec la différence de fréquence  $\delta f$ , de sorte que chaque période du signal  $i_{RF,C}(t)$  correspond à une orientation  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$  du miroir différente.



**Figure IV - 47 Principe d'imagerie 3D basé sur la BDF bidirectionnelle. Le signal  $i_{RF,C}(t)$  est analysé sur une période  $1/\delta f$ . Celui-ci renseigne sur la réflectivité suivant l'axe de propagation du faisceau sur une distance de 0 à  $ZA$ . L'orientation du miroir galvanométrique est modifiée à chaque période  $1/\delta f$ .**

Dans un premier temps, pour vérifier le principe d'imagerie de réflectivité 3D, nous avons placé deux cibles  $B_1$  et  $B_2$  (deux bandes réfléchissantes) l'une à côté de l'autre, à la même hauteur, et à deux distances différentes du collimateur.

La Figure IV - 48 présente un schéma du montage expérimental ainsi que des projections de la réflectivité dans le plan  $(\vec{e}_\varphi, \vec{e}_z)$  et dans le plan  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$  aux positions des bandes réfléchissantes. L'imagerie 3D met bien en avant la détection des deux bandes réfléchissantes, à des positions différentes ( $z_1 = 89.6$  cm et  $z_2 = 105.8$  cm). En balayant le faisceau suivant l'axe  $\vec{e}_\varphi$ , on détecte successivement la cible 1 et la cible 2. L'image 2D des cibles à la position  $z_1$  et  $z_2$  est une figure « de type speckle » : à cause de la rugosité de la bande réfléchissante, l'interférence avec le peigne de référence présente de grandes variations d'intensité.

La résolution spatiale dans la direction de propagation dépend de la largeur spectrale du peigne envoyé dans le bras de mesure. Tandis que la résolution spatiale dans le plan perpendiculaire à la propagation dépend de la taille du faisceau, et du pas du balayage angulaire.

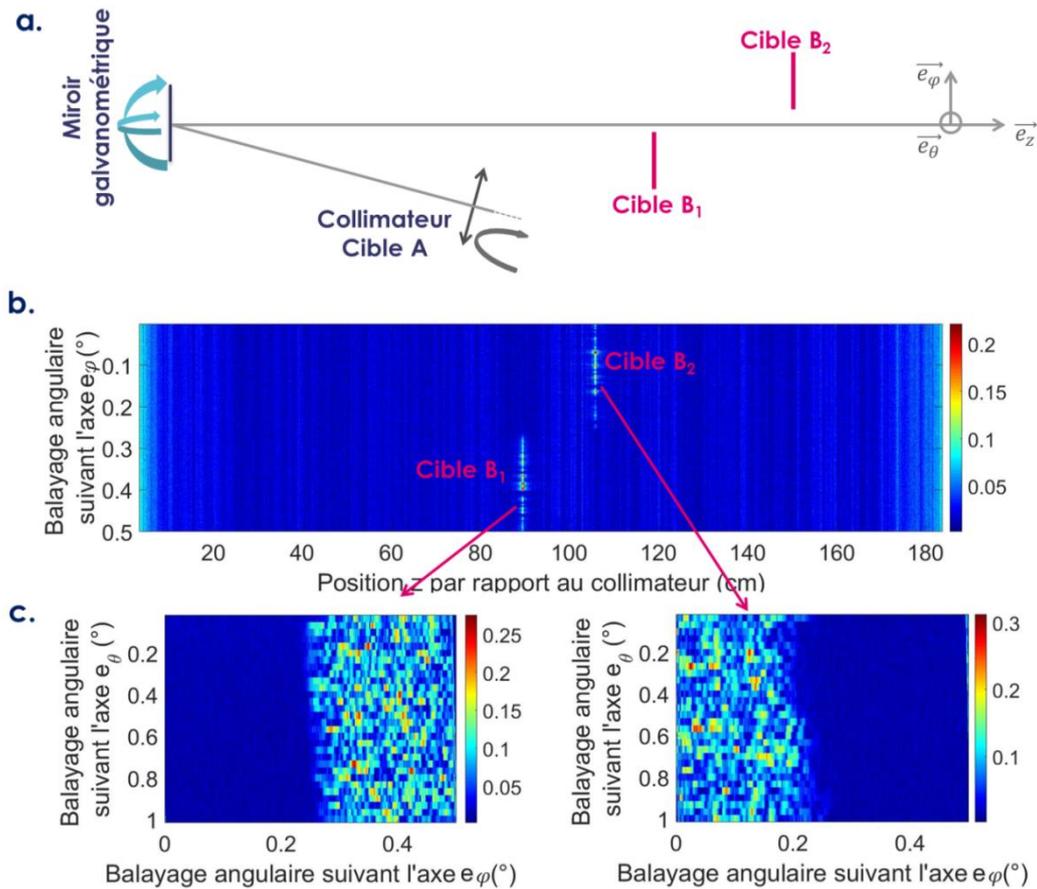


Figure IV - 48 (a) Schéma du bras de mesure à partir du collimateur. (b) Représentation 2D de la réflectivité dans le plan  $(\vec{e}_\phi, \vec{e}_z)$ : vue de haut. (c) Représentation 2D de la réflectivité dans le plan  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ : vue de face aux positions des bandes réfléchissantes ( $z_1 = 89.6$  cm et  $z_2 = 105.8$  cm).

Pour montrer le degré de précision et les applications possibles de la technique, nous avons appliqué ce principe d'imagerie 3D à deux cibles plus réalistes : une pièce de monnaie et une plaque d'immatriculation. Le miroir galvanométrique a été utilisé de manière identique pour scanner la réflectivité en surface des deux objets. La Figure IV - 49 montre l'image d'une partie d'une pièce de 10 centimes d'euros. La pièce de monnaie a été placée à un peu plus d'un mètre du collimateur.

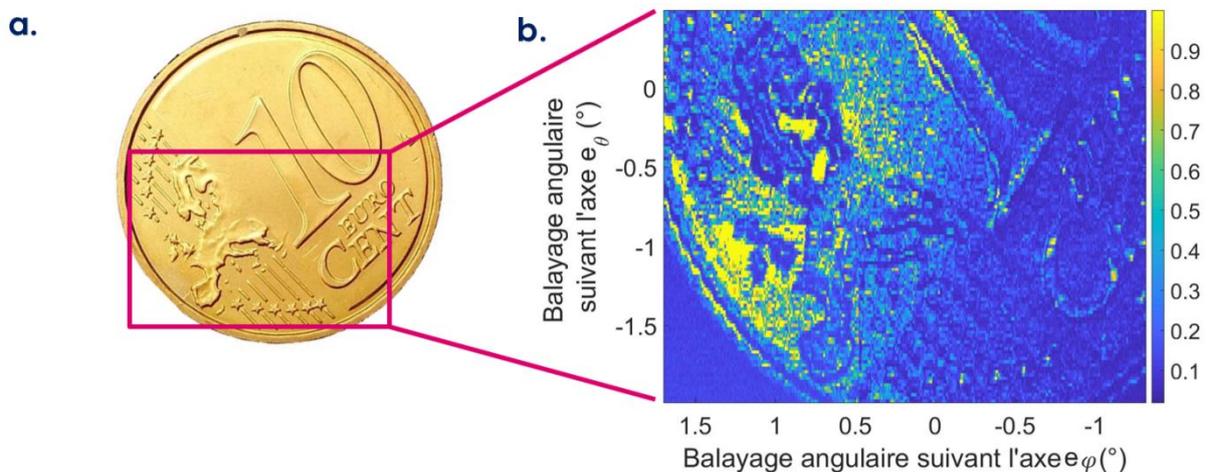


Figure IV - 49 (a) Image d'une pièce de 10 centimes d'euro. (b) Représentation 2D de la réflectivité de la pièce de monnaie dans le plan  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ .

L'imagerie de la pièce montre un certain nombre de détails assez précis. On arrive ainsi à distinguer la forme de l'Europe et de plusieurs pays, le bas du 1 et du 0 du chiffre 10, les débuts des mots « EURO » et « CENT », ainsi que les étoiles qui entourent l'Europe. Les variations de l'intensité lumineuse sur l'image sont dues à la rugosité de la pièce, qui induit une figure de rétrodiffusion de type speckle, et au caractère spéculaire de la réflexion en bas à gauche de la pièce.

La Figure IV - 50 montre l'image d'une partie d'une plaque d'immatriculation en photographie et à partir de l'amplitude du signal analytique  $i_{RF,C}(t)$ . La plaque d'immatriculation a été placée à environ 4 m du collimateur.

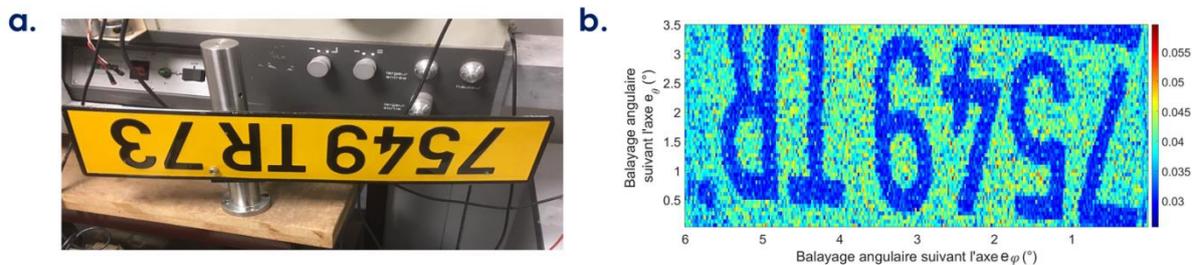


Figure IV - 50 (a) Photographie d'une plaque d'immatriculation. (b) Représentation 2D de la réflectivité de la plaque d'immatriculation dans le plan  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$ .

L'intensité réfléchi est une figure de speckle dans la zone réfléchissante (la partie en jaune de la plaque) et est minimale lorsque le faisceau scanne les chiffres et les lettres, ce qui permet d'offrir une image contrastée.

L'imagerie 2D/3D à partir d'une BDF bidirectionnelle montre que le principe de télémétrie peut être généralisé à l'imagerie, en scannant plusieurs directions de l'espace. Les variations d'intensité de la trace de corrélation permettent de reconstruire une image en reproduisant le contraste de réflectivité de la cible.

### 3. b. v Comparaison d'architecture uni- et bidirectionnelle

L'interrogation du capteur est identique pour une BDF uni- et bidirectionnelle : un peigne de fréquence est envoyé dans un bras de mesure pour être réfléchi par une cible. À l'inverse, la détection du peigne réfléchi est différente pour les deux architectures. Dans le premier cas, l'appareil de détection mesure l'amplitude du peigne optique par interférence avec le laser d'injection, tandis que dans le second cas, l'appareil de détection mesure l'amplitude du peigne optique par interférence avec l'autre peigne issu de la boucle. À ce titre, plusieurs indicateurs de performances sont différents pour les deux configurations. La Table IV 7 résume les avantages et inconvénients de la BDF bidirectionnelle par rapport à la BDF unidirectionnelle pour la configuration suivante :  $f_s = 100$  MHz,  $N = 400$  et  $\delta f = 10$  kHz.

L'avantage de la BDF bidirectionnelle réside dans la simplicité du traitement de signal en sortie d'oscilloscope et dans la faible fréquence d'échantillonnage nécessaire pour mesurer l'intégralité des dents du peigne optique réfléchi, ce qui permet d'utiliser des détecteurs performants comme des photodiodes balancées à plus faible coût. De plus, tout comme la BDF unidirectionnelle, la résolution de mesure est liée à la largeur spectrale du peigne optique et le codage de permet d'augmenter la zone d'ambiguïté à fréquence de répétition fixée. Enfin, la fréquence d'acquisition peut être

accordée en faisant varier la différence de fréquence entre les deux peignes, au moyen d'une ligne à retard optique par exemple dans une partie non commune de la BDF bidirectionnelle.

**Table IV 7 Similitudes et différences de performances entre les deux configurations de BDF en tant que télémètre optique ou capteur à fibre.**

	Performances	BDF unidirectionnelle	BDF bidirectionnelle
Similitudes	Précision & exactitude	Limitée par les fluctuations de la boucle	Limitée par les fluctuations de la boucle
	Résolution	$R = \frac{c}{2nNf_s} \sim 4 \text{ mm}$	$R = \frac{c}{2nNf_s} \sim 4 \text{ mm}$
	Zone d'ambiguïté	$ZA = \frac{c}{2nf_s} \sim 1.5 \text{ m}$	$ZA = \frac{c}{2nf_s} \sim 1.5 \text{ m}$
Différences	Fréquence d'échantillonnage du système de détection	$2Nf_s = 80 \text{ Gech/s}$	$2N\delta f = 8 \text{ Mech/s}$
	Fréquence d'acquisition	$f_s = 100 \text{ MHz}$	$\delta f = 10 \text{ kHz}$
	Traitement de signal	Complexe (corrélations croisées)	Simple

## Conclusion

Nous avons apporté dans ce chapitre des preuves de concepts de l'utilisation des boucles à décalage de fréquence pour la télémétrie, la mesure de vitesse, de perturbations électromagnétiques et acoustiques, ou encore pour l'imagerie. Différents principes de mesure, ou méthodes d'amélioration de la détection initialement utilisés dans les Radars ou les Lidars sont de plus directement utilisables avec des boucles à décalage de fréquence (par exemple le codage de phase ou l'analyse spectrale).

La caractérisation expérimentale des performances du Lidar à partir d'une boucle à décalage de fréquence a permis de mettre en avant les avantages et inconvénients de ce type de source optique. Les boucles à décalage de fréquence sont des architectures simples qui génèrent des peignes de fréquences à taux de répétition élevés, avec une large bande passante. Les deux derniers points en particulier font des boucles à décalage de fréquence des architectures ayant un fort potentiel dans des applications de capteur. L'étude de capteur à fibre basé sur une boucle à décalage de fréquence a souligné la possibilité de mesurer des perturbations électromagnétiques dans le domaine du MHz sur plusieurs capteurs localisés ou distribués. Si une sensibilité de capteur très intéressante a été obtenue ( $4 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ ), un travail plus approfondi sur la stabilisation de la boucle à décalage de fréquence peut être mis en place pour améliorer la précision des mesures. En particulier l'étude de bruit de phase menée dans le chapitre II peut apporter des éléments d'amélioration de la boucle. L'asservissement de la boucle à décalage de fréquence par exemple devrait améliorer significativement les performances de détection associées aux boucles à décalage de fréquence.

Enfin l'utilisation d'une boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle permet de lever la contrainte de la détection du peigne à large bande passante en sortie de boucle. Cette configuration simplifie le traitement de données associé à la détection, et permet d'avoir une méthode de mesure beaucoup plus accessible. La boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle conserve de plus bon nombre de propriétés de la boucle à décalage de fréquence unidirectionnelle : une résolution centimétrique/millimétrique liée à la largeur spectrale du peigne, une portée de détection élevée grâce à la détection cohérente ou encore la possibilité de coder les impulsions en phase pour améliorer la distance d'ambiguïté. En tant que telle, la boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle est une architecture optimale pour la télémétrie optique ou pour l'écoute d'ondes avec un capteur à fibre.

# Chapitre V

## Laser à verrouillage de modes actif et harmonique pour l'échantillonnage assisté optiquement

---

Introduction.....	192
1 Laser à verrouillage de mode actif et harmonique .....	193
1. a Description d'un laser à verrouillage de mode actif et harmonique et principe de fonctionnement.....	193
1. b Dimensionnement et limitation d'un laser à verrouillage de modes actif et harmonique..	195
2 Injection optique de laser à verrouillage de mode actif et harmonique .....	198
2. a Influence de l'injection optique sur un laser à verrouillage de mode actif et harmonique .	198
2. b Étude paramétrique de l'injection de laser à verrouillage de modes actif et harmonique .	199
2. c Étude du RIN du laser à verrouillage de modes actif et harmonique injecté optiquement .	205
3 Laser à verrouillage de mode harmonique rationnel et régénératif.....	209
3. a Architecture de laser à verrouillage de modes rationnel et régénératif.....	209
3. b Performances électriques et optiques du laser .....	211
3. c Accordabilité de la fréquence de répétition du train d'impulsions.....	213
3. d Bruit de phase du train d'impulsions .....	214
Conclusion .....	215

## Introduction

Les lasers à verrouillages de modes actif et harmonique ont été considérablement étudiés au cours des trente dernières années pour la génération de trains d'impulsions optiques à fort taux de répétition ou de signaux d'horloge dans le domaine optique ou radiofréquence. Ils peuvent en effet produire des impulsions optiques de durée de l'ordre de la picoseconde à un taux de répétition élevé ( $> 10$  GHz), tout en ayant une faible gigue temporelle : ceci en fait des candidats idéaux pour un grand nombre d'applications comme les télécommunications ou la conversion analogique numérique de signaux RF assistée optiquement comme présentée en chapitre II.

Le fonctionnement des lasers à verrouillages de modes actif et harmonique diffère des boucles à décalage de fréquence, de par le processus de génération du peigne optique, et le régime de fonctionnement habituel de l'amplificateur optique dans la boucle. Cependant les deux architectures possèdent des similitudes et les phénomènes physiques observés dans une architecture peuvent être aussi observés dans l'autre. À ce titre, nous nous sommes inspirés des boucles à décalage de fréquence pour comprendre et optimiser les performances des lasers à verrouillages de modes actif et harmonique.

Dans une première partie, nous présentons plus en détail l'architecture typique d'un laser à verrouillage de modes actif et harmonique, tel qu'optimisé pour des applications de conversion analogique/numérique de signaux RF large bande. La différence par rapport aux boucles à décalage de fréquence ainsi que les performances et les limitations sont en particulier étudiées.

Dans une seconde partie nous nous consacrons à une étude de l'influence de l'injection optique externe sur un laser à verrouillages de modes actif et harmonique. Après avoir décrit l'objectif de l'injection optique externe et le montage expérimental, nous présentons une étude paramétrique de cette méthode sur la réduction de bruit des lasers à verrouillages de modes actif et harmonique. L'étude de l'évolution du RIN du laser avec et sans injection est en particulier détaillée.

Dans une dernière partie, nous proposons une architecture de laser à verrouillage de modes actif, harmonique, rationnel et régénératif, inspirée du laser à effet Talbot régénératif présenté au chapitre III. Tout d'abord, nous décrivons l'architecture de base d'un laser à verrouillage de modes actif harmonique et rationnel. Dans un second temps nous expliquons le principe de l'architecture régénérative, et soulignons les performances optiques et électriques. Enfin nous mettons en avant les performances de bruit de phase de l'architecture.

# 1 Laser à verrouillage de mode actif et harmonique

## 1. a Description d'un laser à verrouillage de mode actif et harmonique et principe de fonctionnement

### 1. a. i Architecture générique de laser à verrouillage de modes actif

Les lasers à verrouillage de mode actif (comme schématisée en Figure V - 1) sont des cavités optiques contenant un amplificateur optique et un modulateur (d'intensité ou de phase) piloté par un générateur RF externe.

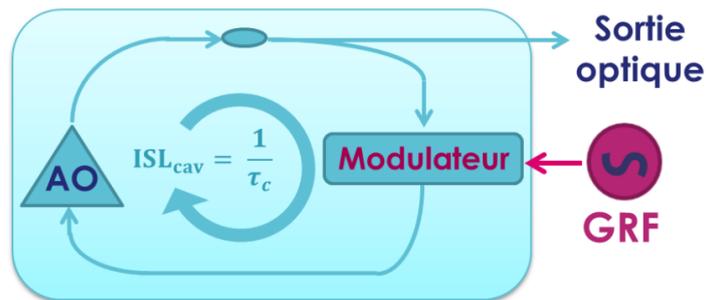


Figure V - 1 Schéma de principe d'un laser à verrouillage de modes actif. AO : amplificateur optique. GRF : générateur RF externe.

Dans une cavité contenant uniquement un amplificateur optique, à cause du filtrage spectral réalisé par la cavité, le champ électrique  $E$  peut se décomposer sur les modes propres longitudinaux de celle-ci :

$$E(z, t) = \sum_n E_n(t) e^{-i\phi_n} e^{-i(2\pi f_n t - k_n z)}, \quad (\text{V. 1})$$

avec  $E_n$  et  $\phi_n$  respectivement l'amplitude et la phase du champ électrique dans le mode longitudinal d'indice  $n$ .  $f_n$  et  $k_n$  sont respectivement la fréquence optique et le nombre d'onde du mode longitudinal d'indice  $n$ . Les fréquences  $f_n$  sont espacées de l'intervalle spectral libre de la cavité  $ISL_{cav}$  relié à la longueur de la cavité optique  $L$  par la relation (pour une cavité en anneau) :

$$ISL_{cav} = \frac{c}{nL}. \quad (\text{V. 2})$$

En incorporant un modulateur piloté par un signal harmonique à la fréquence  $f_{rep}$ , chaque mode génère des bandes latérales de modulation (cf. Figure V - 2.a).

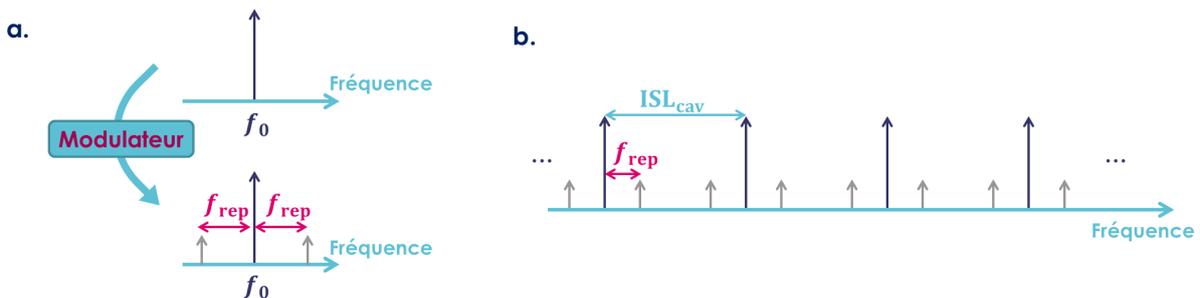


Figure V - 2 (a) Schéma de l'influence du passage d'une onde optique à la fréquence  $f_0$  dans un modulateur piloté à la fréquence  $f_{rep}$ . (b) Spectre optique en sortie du laser à verrouillage de mode dans un cas général.

Dans le cas général (où aucune relation particulière n'existe entre  $f_{\text{rep}}$  et  $ISL_{\text{cav}}$ ), pour une faible amplitude de modulation appliquée au modulateur ( $V/V_{\pi} = m < 1$ ) le spectre en sortie de cavité ressemble à celui de la Figure V - 2.b. Dans le cas d'une plus forte modulation ( $V/V_{\pi} = m \gg 1$ ) d'autres bandes latérales apparaissent suivant le développement à l'ordre supérieur des fonctions de Bessel [113].

### 1. a. ii Différence de verrouillage actif des modes

Le comportement du laser dépend de la relation entre la fréquence  $f_{\text{rep}}$  appliquée au modulateur et l'intervalle spectral libre  $ISL_{\text{cav}}$ .

- Dans un cas quelconque (aucune relation spécifique entre  $f_{\text{rep}}$  et  $ISL_{\text{cav}}$ ), il n'y a aucune relation de phase particulière entre les dents du peigne  $\phi_n$ , l'évolution de la puissance optique en sortie de cavité (marquée par la modulation appliquée sur le modulateur) est donc aussi à priori quelconque.

- Lorsque  $f_{\text{rep}} = ISL_{\text{cav}}$ , les différents modes espacés de  $ISL_{\text{cav}}$  sont couplés les uns aux autres. Chaque mode optique vient injecter les modes directement voisins. Par l'émission stimulée dans l'amplificateur optique, les modes sont alors verrouillés en phase les uns par rapport aux autres. On parle alors de verrouillage des modes actif et fondamental. La puissance optique en sortie de cavité est un train d'impulsions de cadence de répétition  $f_{\text{rep}}$ .

- Lorsque  $f_{\text{rep}} = q \times ISL_{\text{cav}}$  avec  $q$  un entier naturel différent de 1, chaque mode optique vient injecter les modes voisins espacés de  $q \times ISL_{\text{cav}}$ . On parle alors de verrouillage des modes actif et harmonique. Comme aucun élément de filtrage ne fixe la fréquence optique centrale du peigne optique plusieurs peignes de fréquences optiques espacés de  $q \times ISL_{\text{cav}}$  peuvent coexister dans la cavité d'amplitude variable (ou même d'amplitude nulle). Ces différents peignes de modes optiques sont appelés supermodes dans la littérature [52, 168]. La puissance optique en sortie de cavité est un train d'impulsions de cadence de répétition  $f_{\text{rep}}$ .

La Figure V - 3 résume les spectres et la puissance optique dans les différents cas décrits plus-haut.

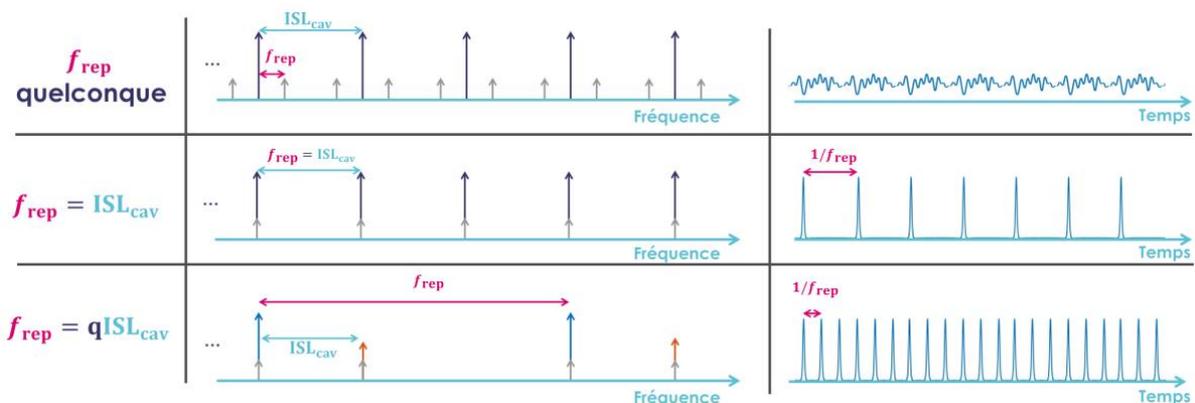


Figure V - 3 Représentation schématique des spectres et de la puissance optique en sortie du laser à verrouillage de mode actifs pour différentes fréquences de modulation. Les couleurs bleu et rouge indiquent deux supermodes différents.

La génération de trains d'impulsions à haute cadence de répétition par verrouillage de modes fondamental (actif ou passif) est limitée par la réalisation de cavités optiques de faible longueur (cf. équation (V. 2)). Ainsi, la génération d'un train d'impulsions à un cadence de 3 GHz correspondrait à une cavité fibrée de 3 cm environ [63]. C'est pourquoi la génération de trains d'impulsions à haute cadence de répétition nécessite généralement un verrouillage harmonique de cavité longue avec un faible ISL. Dans ce cas, et comme décrit plus-haut, la fréquence de répétition souhaitée est accordée sur une harmonique supérieure de l'ISL de la cavité optique. L'utilisation d'une cavité longue peut par ailleurs offrir de sérieux avantages pour réduire le bruit du train d'impulsions émis, comme nous le verrons par la suite.

Un laser à verrouillage de mode actif et harmonique avec  $f_{\text{rep}} = q\text{ISL}_{\text{cav}}$  présente certaines similitudes avec une BDF en condition de Talbot  $q$ .

- D'un point de vue temporel, le champ électrique en sortie est dans les deux cas un train d'impulsions de fréquence de répétition  $q\text{ISL}_{\text{cav}}$  pour l'AHMLL et  $qf_s$  pour la BDF (avec  $f_s$  la fréquence appliquée au décaleur de fréquence).
- D'un point de vue spectral, le spectre optique est un peigne dont les dents espacées de  $q$  ont la même phase spectrale.

En revanche, contrairement à la BDF, plusieurs supermodes indépendants coexistent dans la cavité optique d'un AHMLL. Pour une BDF, la relation entre les différentes dents du peigne est établie par la relation de phase spectrale quadratique, à partir d'une fréquence optique définie par le laser CW d'injection, tandis que pour un AHMLL, les supermodes qui coexistent dans la cavité n'ont à priori aucune relation de phase ni d'amplitude caractéristique entre eux. De plus, l'AHMLL se base sur la multiplication de la fréquence de l'intervalle spectral libre de la cavité, tandis que la BDF repose sur la multiplication de la fréquence appliquée au décaleur de fréquence.

Les deux configurations sont néanmoins suffisamment proches pour que plusieurs principes propres aux BDF puissent être appliqués aux AHMLL. Afin d'étudier plus en détails les AHMLLs, nous nous sommes concentrés sur une architecture optimale de AHMLL étudiée à TRT pour la conversion analogique numérique notamment.

## **1. b Dimensionnement et limitation d'un laser à verrouillage de modes actif et harmonique**

Les performances des AHMLLs pour une utilisation comme horloge optique pour l'échantillonnage de signaux RF assisté optiquement dépendent notablement de la cadence de répétition du train d'impulsions en sortie de cavité ainsi que de sa gigue temporelle (cf. chapitre II). La compréhension des phénomènes limitant ces deux paramètres est alors primordiale pour une utilisation optimale des AHMLLs. La dynamique du laser, ainsi que le choix de la modulation appliquée et du filtrage sont particulièrement déterminants.

### **1. b. i. Laser à verrouillage de modes actif et harmonique pour la conversion analogique numérique assistée optiquement**

La réponse dynamique du laser joue un rôle déterminant dans la description et l'évaluation des fluctuations du train d'impulsions en sortie de cavité.

La classe dynamique d'un laser est définie en fonction des temps de relaxation caractéristiques du champ électromagnétique dans la cavité : le temps de vie de photon dans la cavité  $\tau_{cav}$ , le temps de vie associé à l'inversion de population  $\tau_{inv}$  et le temps de vie associé à la polarisation des atomes  $\tau_{polar}$  [169]. Trois classes dynamiques peuvent être distinguées :

Classe A :  $\tau_{polar} \ll \tau_{cav}$  et  $\tau_{inv} \ll \tau_{cav}$

L'évolution de l'inversion de population du milieu à gain  $\Delta N$  et de la polarisation des atomes  $\wp$  est quasi-instantanée par rapport à l'évolution du nombre de photons  $F$  dans la cavité. Par élimination adiabatique des variables associés au milieu actif de la réponse du laser, on peut montrer que pour les lasers de dynamique dite de classe A, la cavité agit comme un filtre passe-bas vis-à-vis des différentes sources de bruits, la fréquence de coupure étant reliée au temps de vie de photon dans la cavité [170].

Classe B :  $\tau_{polar} \ll \tau_{cav}$  et  $\tau_{polar} \ll \tau_{inv}$  ( $\tau_{cav} \sim \tau_{inv}$ )

L'évolution de la polarisation des atomes  $\wp$  est quasi-instantanée par rapport à l'évolution de l'inversion de population  $\Delta N$  et du nombre de photons  $F$  dans le laser. C'est donc la seule variable qu'on peut éliminer adiabatiquement. Pour ces lasers dits de dynamique de classe B, la réponse dynamique et les spectres de bruit sont marqués par une résonance à la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Cette dernière est, entre autres, donnée par le temps de vie des photons dans la cavité et le temps de vie de l'inversion de population [171].

Classe C :  $\tau_{cav} \sim \tau_{inv} \sim \tau_{polar}$

Les trois variables s'amortissent avec des constantes de temps comparables. Aucune variable ne peut être éliminée adiabatiquement. La réponse de ces lasers peut donner lieu à des comportements dynamiques très particuliers, de type chaotique notamment.

La classe B comprend les lasers à état solide (Nd:YAG, Er-Yb:Verre, Ti:Saphir), les diodes lasers conventionnelles type DFB, DBR ou Fabry-Perot, les lasers SC à émission par la surface (les VCSELs). Quant à la classe A, elle comprend les lasers à colorant et une grande partie des lasers à gaz atomiques (He:Ne). La classe C, comprend essentiellement des lasers dans l'infrarouge très lointain, par exemple les lasers à ammoniac. Les lasers ayant des dynamiques de classe C sont néanmoins beaucoup plus rares que les lasers ayant des dynamiques de classes A ou B.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons en particulier aux AHMLLs utilisant un SOA ( $\tau_{inv} \sim ns$ ) placée dans une cavité optique choisie longue et à faibles pertes pour avoir une durée de vie des photons de l'ordre de quelques ns. Le laser présente ainsi une dynamique de classe A ( $\tau_{inv} \ll \tau_{cav}$ ). En effet, d'une part, les oscillations de relaxation, à l'origine d'une dégradation résonante du bruit du laser, sont ici naturellement supprimées. D'autre part, grâce à la fonction de filtrage passe-bas du premier ordre offerte par la dynamique de classe A [52], il est possible de filtrer les sources de bruit avec une fréquence de coupure de quelques centaines de kHz [68].

Différents travaux présentent plusieurs méthodes de verrouillage actif des modes optiques de la cavité : modulation directe du gain [172], ou modulation externe [173] par un modulateur d'intensité [66] ou de phase [174]. Pour les mêmes raisons que pour la réinjection de signaux RF dans la BDF de

fréquence au chapitre III, nous nous intéressons dans ce chapitre à la modulation externe des pertes de la cavité avec un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder.

### 1. b. ii Performances et limitations

Avec les considérations précédentes, nous étudions dans ce chapitre des lasers de dynamique de classe A par verrouillage actif et harmonique des modes optiques de la cavité. Si cette architecture présente des performances remarquables de génération de trains d'impulsions ultra-stable à haute cadence de répétition [67, 175], le verrouillage harmonique des modes impliquent plusieurs limitations intrinsèques.

Dans un AHMLL, plusieurs supermodes, de taux de répétition  $q\text{ISL}_{\text{cav}}$  espacés de  $\text{ISL}_{\text{cav}}$  sont susceptibles de coexister dans la cavité (cf. Figure V - 3 peigne bleu et rouge). Comme énoncé précédemment, la phase des dents d'un seul supermode est constante grâce à l'injection réciproque des dents du supermode dans l'amplificateur optique par le modulateur de Mach Zehnder.

Cependant, la phase spectrale peut fluctuer d'un supermode à un autre. Ces fluctuations, alimentées en particulier par l'ASE et le bruit environnant, se traduisent par du bruit, en excès aux harmoniques de l'intervalle spectral libre du laser, à la fois en phase en intensité [168, 176]. Plus précisément, le bruit de phase du train d'impulsions  $S_{\varphi}(\omega)$  en sortie du laser à la fréquence  $f_{\text{rep}}$  s'écrit dans ce cas [52, 177] :

$$S_{\varphi}(\omega) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(\omega - m * \text{ISL}_{\text{cav}})^2 + \Gamma^2} (\Gamma^2 S_{\text{GRF}}(\omega) + S_{\text{ASE}}(\omega)), \quad (\text{V. 3})$$

avec  $S_{\text{GRF}}(\omega)$  le bruit de phase du synthétiseur externe pilotant le MZM,  $\Gamma$  la fréquence de coupure de la cavité qui dépend de  $\tau_{\text{cav}}$  et du nombre de modes verrouillés en phase dans la cavité et  $S_{\text{ASE}}(\omega)$  la contribution de l'ASE qui est résonant aux harmoniques de L'ISL de la cavité.

Pour un AHMLL, le bruit de phase du train d'impulsions présente du bruit en excès aux harmoniques de  $\text{ISL}_{\text{cav}}$ . D'après l'équation (V. 3), on remarque que  $S_{\varphi}(\omega)$  est limité par deux principales contributions :

- le bruit de phase du générateur RF se reportant sur le bruit de phase du train d'impulsions aux basses fréquences de décalage par rapport à la porteuse (pour  $\omega < \Gamma$  le bruit de phase n'est pas filtré par la cavité),
- la contribution de l'ASE aux hautes fréquences de décalage par rapport à la porteuse résonante aux harmoniques de  $\text{ISL}_{\text{cav}}$ .

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier deux techniques inspirées des BDF pour améliorer les performances des AHMLLs :

- l'injection optique de l'AHMLL par un laser CW externe monochromatique pour réduire le bruit de phase lié à l'ASE et la compétition entre les supermodes,
- le verrouillage rationnel et régénératif pour la génération de trains d'impulsions à haute fréquence de répétition à partir d'un générateur externe à basse fréquence, afin de réduire la contrainte de l'utilisation d'un synthétiseur externe à haute fréquence et à bas bruit de phase.

## 2 Injection optique de laser à verrouillage de mode actif et harmonique

Comme décrit plus haut, le bruit de phase à haute fréquence de décalage est essentiellement dû aux fluctuations entre les différents supermodes coexistant dans la cavité. Ces fluctuations sont alimentées par l'ASE et le bruit environnant, et se traduisent par des pics de bruit en excès aux fréquences harmoniques de l'ISL du laser. La coexistence de plusieurs peignes de modes dans un verrouillage actif et harmonique, est dû à l'absence de processus physique fixant la longueur d'onde optique d'une des dents du peigne.

Plusieurs preuves de concept expérimentales ont été démontrées dans la littérature pour favoriser un seul peigne de mode par rapport aux autres et ainsi réduire le bruit de supermodes : en insérant un filtre Fabry-Pérot de grande finesse dans la cavité [67, 178], ou bien en injectant la cavité avec un laser externe CW [179]. L'insertion d'un filtre optique type Fabry-Pérot de grande finesse (typiquement une finesse de l'ordre de  $f_{rep}/ISL$ ) apporte une réduction significative du bruit en excès mais aussi une perte de l'accordabilité de la cadence de répétition du train d'impulsions, ainsi qu'une complexité supplémentaire pour asservir la cavité laser au filtre Fabry-Pérot inséré. Nous nous sommes intéressés à la réduction de bruit de phase par l'injection optique externe de l'AHMLL.

### 2. a Influence de l'injection optique sur un laser à verrouillage de mode actif et harmonique

L'injection externe optique de l'AHMLL par un laser CW monochromatique permet de privilégier un supermode dans la cavité par rapport aux autres. En accordant la fréquence du laser d'injection externe avec un mode de la cavité optique, le supermode injecté par le laser CW devient dominant par rapport aux autres supermodes circulant dans la cavité. L'injection CW sature le gain de l'amplificateur optique ce qui permet de diminuer la puissance des peignes parasites (cf. Figure V - 4) et ainsi de réduire le bruit de phase de supermodes aux harmoniques de  $ISL_{cav}$ .

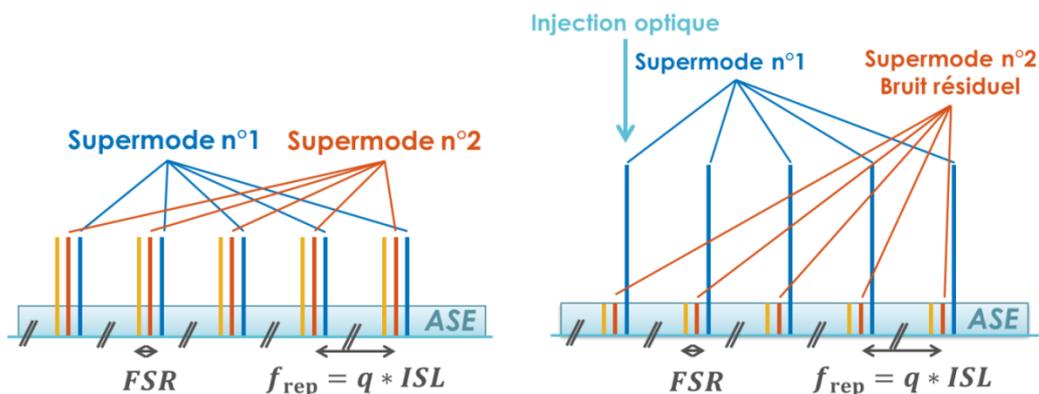


Figure V - 4 Schéma du spectre optique en sortie de AHMLL avec (à droite) et sans (à gauche) injection CW externe.

Une réduction de plus de 20 dB des pics de bruit de phase aux fréquences harmoniques de l'ISL a été rapportée dans la littérature [179]. Cependant, ces résultats sont présentés à un point de fonctionnement du laser non précisé. Par ailleurs, l'impact de l'injection optique sur le bruit d'intensité, la durée d'impulsion et le spectre optique n'est pas présenté. Pour caractériser plus en

détail l'influence de l'injection optique sur le AHMLL, en particulier en fonction des différents points de fonctionnement de la cavité, nous avons réalisé un montage expérimental de AHMLL injecté par un laser CW et nous avons mené une étude paramétrique des performances du AHMLL injecté (bruit de phase RF, durée d'impulsion optique, RIN).

## 2. b Étude paramétrique de l'injection de laser à verrouillage de modes actif et harmonique

### 2. b. i Montage expérimental

Le montage expérimental composé d'un AHMLL, d'un laser d'injection et d'une boucle d'asservissement est représenté en Figure V - 5.

Le AHMLL, réalisé à TRT est composé d'un SOA (Innolume) comme amplificateur optique dont le gain est centré à 780 nm, d'un MZM (ixblue), d'un coupleur 50/50 pour extraire une portion de la lumière intra-cavité et d'un filtre de Bragg dispersif (Teraxion) pour limiter la largeur de gain du SOA. Le filtre permet d'assurer un fonctionnement stable et des durées d'impulsions de l'ordre de la picoseconde en sortie de laser. Le filtre est également dispersif, de manière à ce que la dispersion du laser après un tour soit positive, pour pouvoir ensuite compenser plus facilement cette dispersion avec de la fibre monomode standard à 780 nm en sortie de cavité. Après compression des impulsions, le laser délivre des impulsions de 4 ps typiquement, pour une fréquence de répétition fixée à 4 GHz, avec une puissance moyenne de 10 mW pour un courant de polarisation du SOA égal à 200 mA. La cavité est entièrement fibrée avec des fibres à maintien de polarisation. L'intervalle spectral libre de la cavité est égal à 10 MHz. Le choix de la longueur de la cavité (20.4 m), de la transmission du coupleur de sortie (50 %), de la réflectivité du filtre de Bragg ( $> 75\%$ ) et des pertes d'insertion du MZM ( $< 3.5\text{ dB}$ ) permettent d'assurer une grande finesse et donc une durée de vie de photons longue ( $> \text{qqns}$ ) assurant une dynamique de classe A ( $\tau_{\text{polar}} \ll \tau_{\text{cav}}$  et  $\tau_{\text{inv}} \ll \tau_{\text{cav}}$ ).

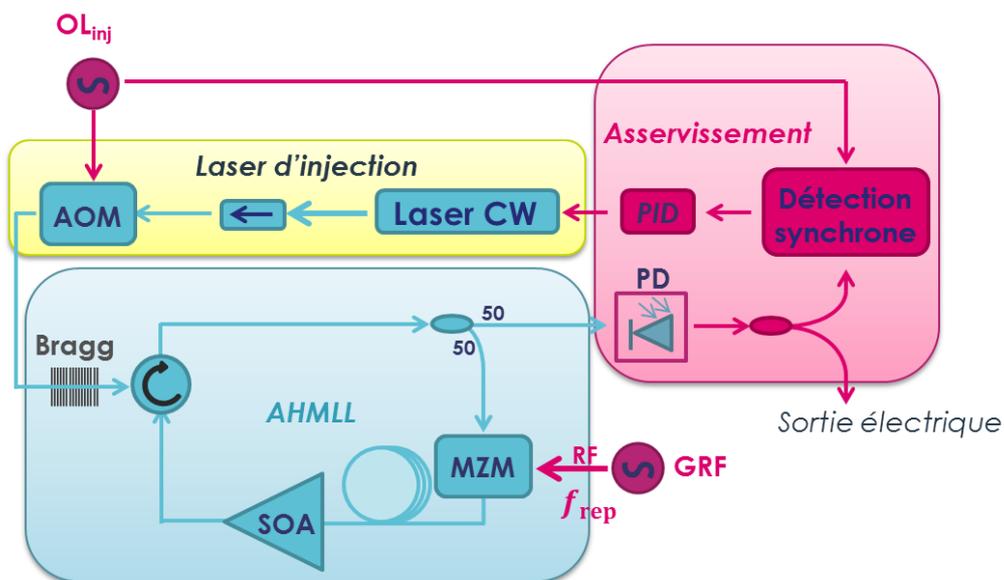


Figure V - 5 Montage expérimental d'un AHMLL injecté par un laser CW externe.  $OL_{inj}$  : oscillateur local radiofréquence. GRF : générateur radiofréquence externe AOM : modulateur acousto-optique. SOA : amplificateur optique à semiconducteur. PD : photodiode. MZM : modulateur de Mach-Zehnder. PID : module proportionnel intégral dérivateur.

Le laser d'injection est un laser accordable fibré (Koheras Adjustik) à 1560 nm de grande stabilité de fréquence, doublé en fréquence par un cristal non linéaire de PPLN. Le signal optique en sortie du PPLN à 780 nm est injecté dans le AHMLL par le filtre de Bragg afin d'éviter l'ajout d'un coupleur supplémentaire dans la cavité optique. Les comparaisons sans, et avec injection, sont ainsi faciles à établir. Les fluctuations de la fréquence des modes de la cavité optique (à cause des variations thermiques ou mécaniques) imposent l'utilisation d'une boucle d'asservissement pour synchroniser la fréquence optique du laser d'injection sur la fréquence optique d'un des modes longitudinaux de la cavité. À cette fin, on a de plus rajouté un AOM dans le bras d'injection. En considérant les pertes de l'AOM, du filtre de Bragg, du circulateur, du coupleur 50/50 ainsi que les pertes dans le modulateur de MZM, la puissance maximale en sortie de PPLN (4 mW) correspond à une puissance d'injection en entrée du SOA maximale de 40  $\mu$ W.

La boucle d'asservissement comporte un oscillateur local  $OL_{inj}$ , une détection synchrone et un module proportionnel intégral dérivateur (PID). La fréquence du laser externe est asservie à partir d'une méthode inspirée de la méthode de Pound-Drever-Hall [84]. L'AOM du bras d'injection est piloté par un oscillateur local (non représenté sur la Figure V - 5) autour de 250 MHz pour décaler la fréquence optique du laser. L'oscillateur local  $OL_{inj}$  vient moduler à basse fréquence ( $f_{mod} \sim 10$  kHz) la fréquence de décalage de l'AOM et ainsi la fréquence optique de l'onde injectée à 780 nm. En sortie de photodiode (EOT4000F de bande passante  $> 12$  GHz), la détection synchrone démodule le signal à la fréquence de modulation  $f_{mod}$  et génère un signal de correction. Le signal de correction passe par le module PID et ajuste la fréquence du laser d'injection par rapport à un mode optique de la cavité. Pour éviter les problèmes de conversion de bruit AM/PM sur les flancs du filtre de Bragg, la fréquence du laser d'injection est accordée vers le centre de celui-ci.

Le montage expérimental présenté permet d'étudier de manière détaillée les propriétés de l'AHMLL injecté optiquement dans des conditions reproductibles. Nous avons effectué des mesures simultanées (bruit de phase du train d'impulsions, spectre optique du laser, autocorrélation) en faisant varier la puissance d'injection et le taux de pompage du laser AHMLL. Dans la suite du chapitre, les mesures du AHMLL avec injection correspondent aux mesures avec l'asservissement en fonctionnement (laser synchronisé avec un mode de la cavité), et les mesures sans injection correspondent aux mesures en coupant le laser d'injection. L'asservissement réalisé est suffisamment stable ( $\sim$ qqqs min) pour effectuer des séries de mesures comparatives avec et sans injection, en faisant varier plusieurs paramètres.

## 2. b. ii Caractérisation du train d'impulsions en sortie de cavité

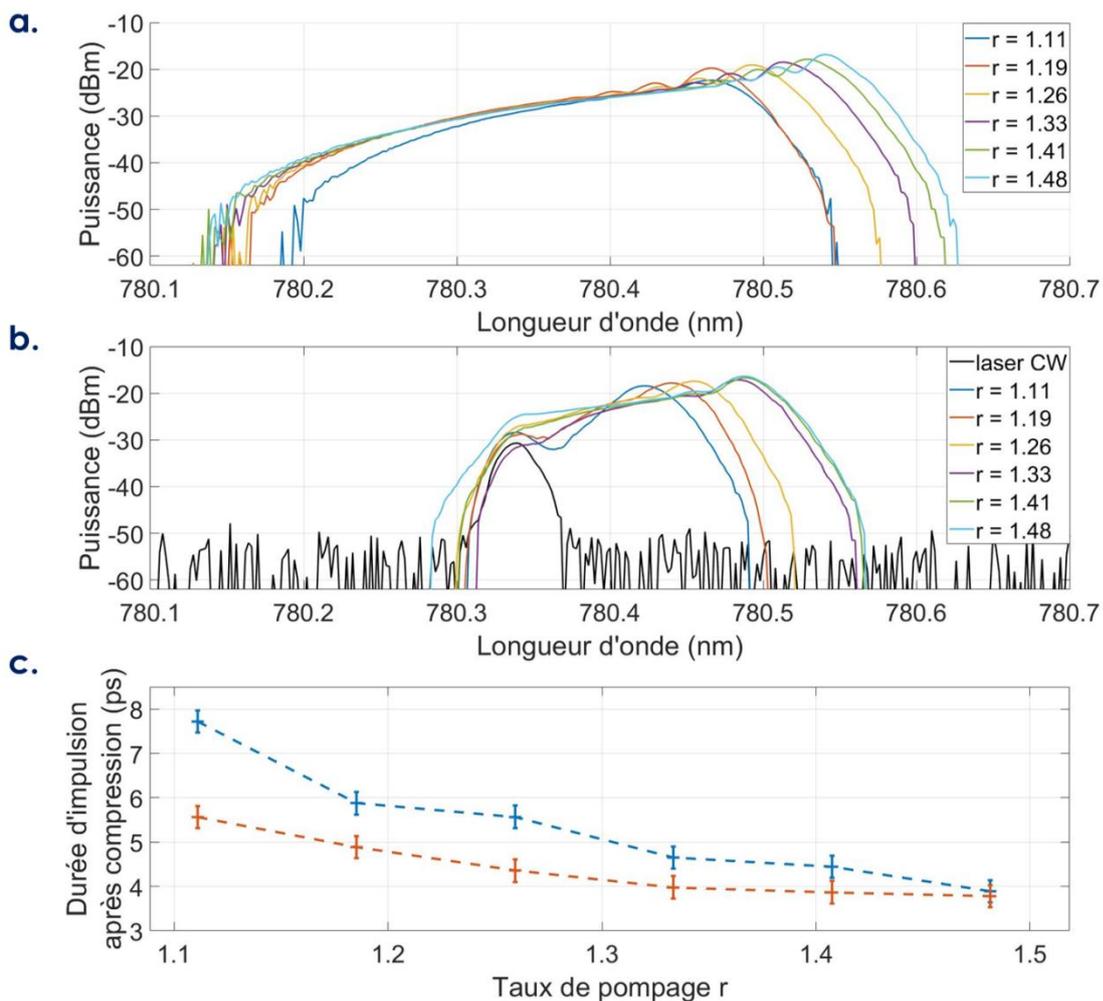
Nous avons dans un premier temps étudié l'impact de l'injection sur la largeur du spectre en sortie de cavité et sur la durée des impulsions. La largeur spectrale du peigne est mesurée avec un analyseur de spectre optique, et la durée d'impulsion est évaluée à partir d'un autocorrélateur commercial (APE Pulsecheck). Pour compenser la dispersion du filtre de Bragg et comprimer l'impulsion, 500 m de fibre PM780HP ont été ajoutés en sortie de cavité. La Figure V - 6 montre l'évolution du spectre optique avec et sans injection optique en fonction du taux de pompage du milieu à gain  $r$ . En notant  $I_{th}$  le courant de polarisation correspondant au seuil laser de la cavité, le taux de pompage est défini comme étant égal à  $I/I_{th}$ . Pour le laser réalisé  $I_{th} = 135$  mA.

L'analyseur de spectre optique à 780 nm ayant une résolution plus grande (RBW  $\sim 9$  GHz) que l'intervalle spectral libre de la cavité ( $ISL_{cav} = 10$  MHz), il ne permet pas de distinguer les différents

peignes dans la cavité lorsque le AHMLL n'est pas injecté. De même, la résolution de l'analyseur est plus grande que l'intervalle spectral libre des peignes optiques ( $qISL_{cav} = 4$  GHz). L'analyseur de spectre optique ne permet pas non plus de distinguer le peigne dominant lorsque l'AHMLL est injecté.

On remarque que le spectre en sortie de cavité est plus étroit en présence d'injection optique. À cause de la saturation du gain par le laser d'injection, il n'y a pas d'émission à des longueurs d'onde plus petites que la longueur d'onde du laser CW d'injection. Pour des longueurs d'onde plus élevées que la longueur d'onde d'injection, le spectre optique ressemble au spectre de l'AHMLL sans injection. Comme la largeur du spectre optique est réduite, la durée des impulsions avec injection optique en particulier, pour des taux de pompage faible, est plus élevée (Figure V - 6.c).

En revanche, avec et sans injection, la largeur du spectre optique augmente avec le taux de pompage du SOA dans la cavité. Ce phénomène apparait grâce aux effets non linéaires dans le milieu à gain [180]. Pour des taux de pompage élevés (par exemple  $r = 1.48$ ), la largeur du spectre optique à 10 dB, ainsi que la forme du peigne optique est la même avec, et sans injection. Dans cette configuration, on retrouve une durée d'impulsion identique inférieure à 4 ps. Comme preuve de la compression de l'impulsion, on retrouve une durée d'impulsion limitée par transformée de Fourier.

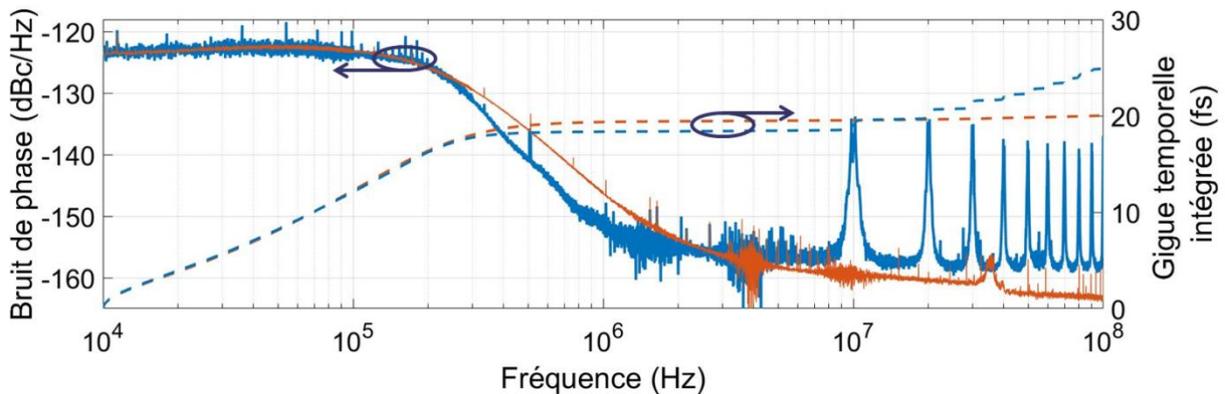


**Figure V - 6** Spectre optique en sortie de AHMLL pour différents taux de pompage (a) sans injection (b) avec injection. (c) Durée d'impulsion (à mi-hauteur) après compression en sortie d'AHMLL mesurée à l'autocorrélateur sans injection (en rouge) et avec injection (en bleu).

L'étude du spectre optique permet de souligner le fait que si à faible taux de pompage, l'injection influence légèrement la forme et la largeur du spectre optique (et donc la durée d'impulsion), à fort taux de pompage l'injection ne dégrade pas la durée des impulsions en sortie de cavité.

## 2. b. ii Bruit de phase du laser à verrouillage de modes actif et harmonique sous injection optique externe

Nous avons ensuite étudié l'effet de l'injection optique externe sur le bruit de phase du train d'impulsions en sortie de l'AHMLL. La Figure V - 7 montre le bruit de phase du train d'impulsions sans injection mesuré à partir d'un analyseur de signaux (Rhode&Schwarz FSWP26). Le bruit de phase du générateur de fréquence adressant le MZM dans la cavité est donné à titre indicatif.



**Figure V - 7 Bruit de phase (trait plein) et gigue temporelle intégrée à partir de  $10^4$  Hz (en pointillé) du train d'impulsions en sortie de AHMLL à 4 GHz (en bleu), et du générateur de fréquence adressant le MZM (en rouge).**

Comme indiqué dans la section 1, on remarque qu'aux basses fréquences de décalage ( $< 200$  kHz) le bruit de phase, est dominé par le bruit de phase de la source RF (avec un plancher à  $-123$  dBc/Hz). À partir de la fréquence de coupure de la cavité ( $\Gamma \sim 200$  kHz), le bruit de phase est filtré (entre 200 kHz et 2 MHz) grâce à la dynamique de classe A du laser [181].

Aux hautes fréquences de décalage ( $> 1$  MHz) le bruit de phase est limité à  $-158$  dBc/Hz par le bruit de grenaille en sortie de photodiode. Le bruit de phase à haute fréquence présente des pics de bruit aux fréquences harmoniques de l'ISL décrit précédemment. La gigue temporelle intégrée en fonction de la fréquence de décalage montre en particulier que l'amplitude de ces pics est déterminante dans le calcul de la gigue temporelle. Dans cette configuration ( $ISL_{cav} = 10$  MHz et  $qISL_{cav} = 4$  GHz) le bruit de phase présente en effet 200 pics de bruit de supermodes entre 0 et la fréquence de Nyquist ( $qISL_{cav}/2 = 2$  GHz). La gigue temporelle vaut 25 fs en intégrant entre  $10^4$  Hz et  $10^8$  Hz et atteint 80 fs en extrapolant l'intégration entre  $10^4$  Hz et la fréquence de Nyquist. La réduction de bruit de phase des pics entrainera alors une forte réduction de la gigue temporelle.

Dans une première série de mesures nous avons fait varier la puissance de l'onde optique injectée dans la cavité à taux de pompage fixe. La Figure V - 8 montre un agrandissement du bruit de phase autour d'une harmonique de l'intervalle spectral libre de la cavité pour différentes puissances d'injection et pour un taux de pompage  $r = 1.19$ . On retrouve ici le fait que l'injection diminue le bruit de phase de supermodes aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité [179].

En augmentant la puissance optique d'injection, par saturation du gain optique, l'ASE tombant dans les modes optiques parasite est réduite. Cet effet diminue le bruit de phase de supermodes aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité. En intégrant le bruit de phase sur 9 pics de bruit de supermodes (entre 10 et 100 MHz), la gigue temporelle diminue rapidement avec la puissance injectée (Figure V - 8 en bas). Au-delà d'une certaine puissance d'injection ( $\sim 20 \mu\text{W}$ ), le milieu à gain est fortement saturé et la gigue temporelle atteint alors une valeur limite.

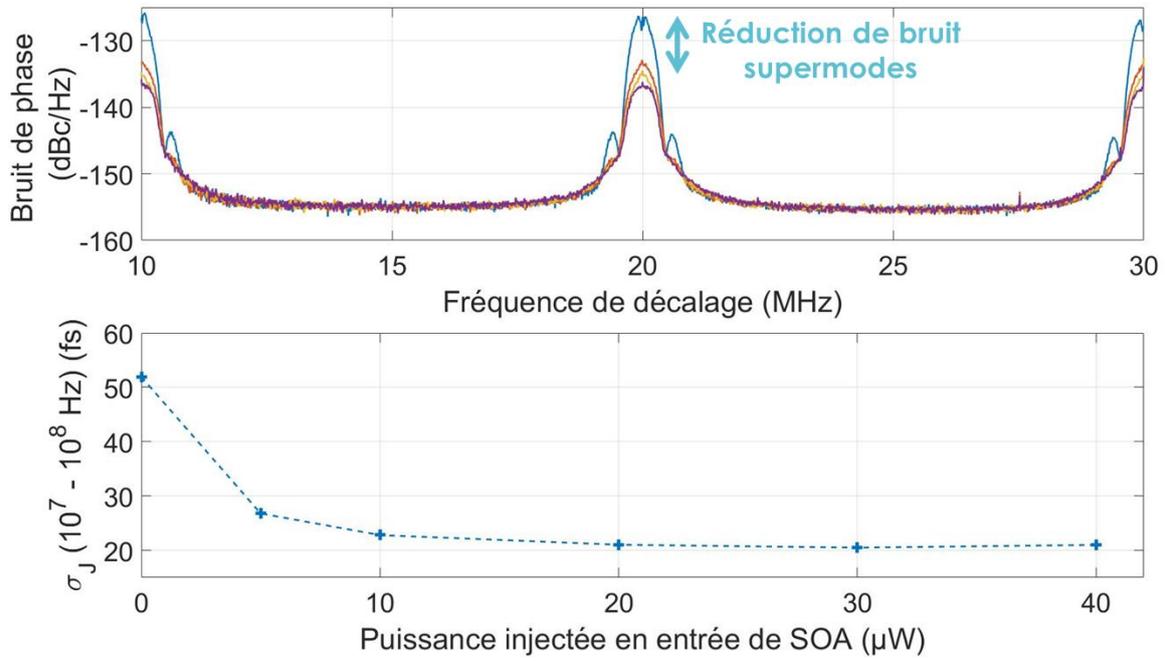


Figure V - 8 En haut : agrandissement du bruit de phase du train d'impulsions centré sur une harmonique de l'intervalle spectral libre de la cavité (20 MHz) pour plusieurs puissances d'injection en entrée de SOA ( $P_{inj} = 0 \mu\text{W}$ ,  $5 \mu\text{W}$ ,  $10 \mu\text{W}$  et  $20 \mu\text{W}$  respectivement en bleu, rouge jaune et en violet). En bas : gigue temporelle intégrée du train d'impulsions entre 10 MHz et 100 MHz pour différentes puissances d'injection.

Dans une seconde série de mesures nous avons fait varier le taux de pompage du AHMLL avec, et sans injection. La Figure V - 9 montre la gigue temporelle intégrée du train d'impulsions aux hautes fréquences de décalage (entre 10 et 100 MHz) pour différents taux de pompage avec et sans injection. Dans les deux cas, on observe que la gigue temporelle intégrée diminue avec le taux de pompage, encore grâce à la saturation du milieu à gain qui limite l'ASE.

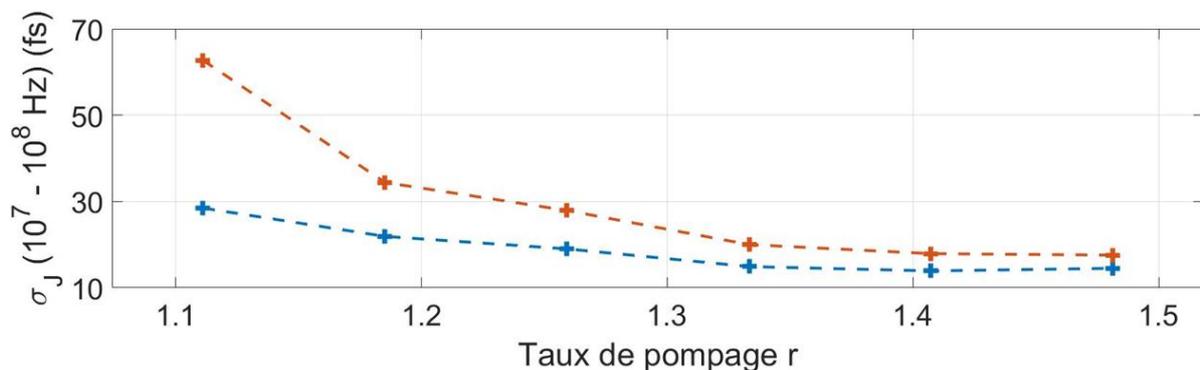


Figure V - 9 Gigue temporelle intégrée entre 10 et 100 MHz pour différents taux de pompage du AHMLL avec injection (en bleu) et sans injection (en rouge).

Pour chaque taux de pompage, la gigue temporelle intégrée est plus faible quand l’AHMLL est injecté par le laser continu. Cette réduction de bruit en revanche est de moins en moins importante avec l’augmentation du taux de pompage. À fort taux de pompage ( $r = 1.48$ ), la gigue temporelle diminue de 18 fs à 14.5 fs (20 % de réduction), tandis qu’à faible taux de pompage ( $r = 1.11$ ) la gigue temporelle diminue de 62.7 fs à 28.5 fs (55 % de réduction). La Figure V - 9 met en évidence que l’effet de saturation du milieu à gain par le laser externe est d’autant plus important que l’amplificateur optique est faiblement saturé initialement.

On remarque que la gigue temporelle intégrée n’est pas exactement la même entre les mesures de la Figure V - 8 et celles de la Figure V - 9 pour un taux de pompage de 1.19. Cette différence s’explique par un point de fonctionnement différent du MZM entre les mesures des deux figures. Initialement le biais du MZM était réglé manuellement (mesure de la Figure V - 8). Un asservissement du point de fonctionnement du MZM a par la suite été mis en place sur le laser, permettant de réaliser des mesures au point de fonctionnement optimal du MZM (mesure de la Figure V - 9).

### 2. b. ii Spectre d’intensité RF

Le bruit en excès lié à l’existence de plusieurs supermodes est présent à la fois dans le spectre de bruit de phase du train d’impulsions, mais aussi dans le spectre d’intensité RF du train d’impulsions détecté par une photodiode rapide sous la forme de bruit d’amplitude [68]. Pour analyser l’influence de l’injection optique de l’AHMLL sur le spectre RF du train d’impulsions, nous avons caractérisé le spectre d’intensité RF avec un analyseur de spectre électrique. La Figure V - 10.a montre le spectre d’intensité du train d’impulsions en sortie de photodiode à fort taux de pompage du laser ( $r = 1.49$ ). Les modes parasites aux harmoniques de l’intervalle spectral libre de la cavité sont visibles en zoomant autour de la fréquence de verrouillage (Figure V - 10.b et c).

Le spectre montre des pics très nets aux harmoniques de la fréquence de répétition (4 GHz) avec une très bonne réjection des modes parasites. La baisse de puissance dans les harmoniques d’ordre supérieur est en partie due à la bande passante limitée de la photodiode (12 GHz). Le zoom sur la fréquence de répétition du train d’impulsions montre des remontées de bruit aux harmoniques de l’intervalle spectral libre (bruit en excès dû aux supermodes alimentés par l’ASE). La forme et l’amplitude des pics de bruit sont obtenues en augmentant la résolution de la mesure (Figure V - 10.c, RBW 10 kHz).

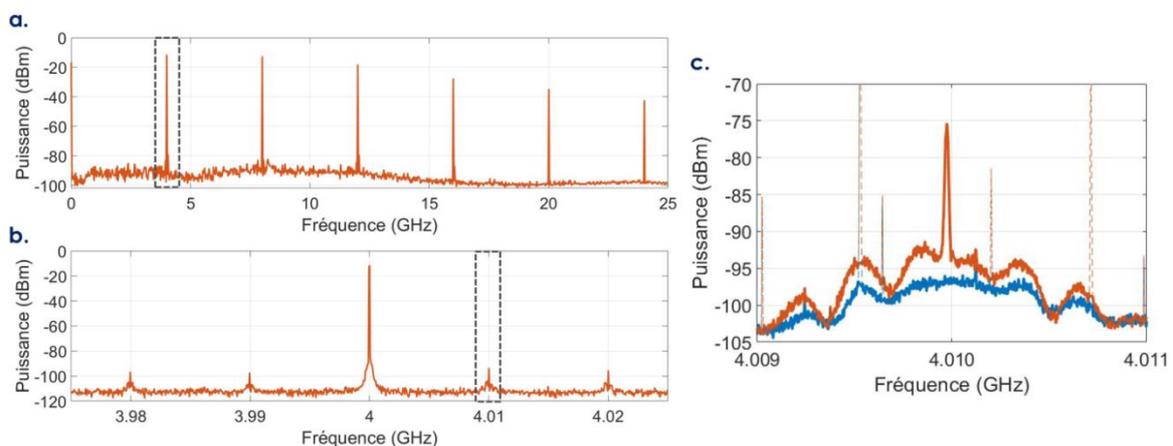


Figure V - 10 Spectre d’intensité du train d’impulsions pour différentes échelles de fréquence avec (en bleu), et sans (en rouge) injection. Les pics en pointillés en (c) correspondent à des artefacts de mesures.

Sans injection optique, le pic de bruit des supermodes est composé d'un piédestal large et modulé et d'un pic fin au sommet (de 14 kHz de large, possiblement limité par la résolution de l'appareil). Avec l'injection, le pic fin disparaît, et l'amplitude du piédestal diminue d'environ 5 dB. Dans ce cas, la réjection du bruit de supermodes par rapport au pic de la porteuse à 4 GHz dépasse 100 dB (le pic à 4 GHz étant mesuré à 10 dBm). On retrouve ainsi une réduction du bruit d'intensité RF similaire à la réduction de bruit de phase. Le pic de bruit au sommet du piédestal en revanche n'est pas visible dans le bruit de phase à cause de la résolution limitée de l'analyseur de signaux FSWP28 aux hautes fréquences de décalage.

La structure du bruit de supermodes est encore mal comprise et très peu étudiée dans la littérature. Le piédestal montre une modulation d'amplitude à une fréquence proche de la fréquence de coupure de la cavité ( $\Gamma \sim 200$  kHz). Cette observation porte à croire que le temps de vie de photon intervient dans le filtrage du battement entre différents supermodes. Le pic fin au sommet du piédestal est relié à la coexistence de plusieurs peignes dans le AHMLL, puisque celui-ci disparaît lorsque la cavité est injectée par le laser externe. Le piédestal, restant après injection optique, peut être interprété comme le battement entre un mode oscillant et un mode non-oscillant contenant de l'ASE tel qu'observé habituellement dans les lasers monochromatique de dynamique de classe A [182]. Néanmoins, une étude théorique plus poussée de la cohérence entre plusieurs supermodes doit être conduite pour pouvoir expliquer plus précisément l'amplitude et la largeur de ces pics.

## 2. c Étude du RIN du laser à verrouillage de modes actif et harmonique injecté optiquement

La sous-section précédente montre que l'injection optique externe du AHMLL permet de réduire le bruit de phase et le bruit d'intensité RF du train d'impulsions sans dégrader la largeur spectrale du peigne ni la durée des impulsions en sortie de cavité. Dans une dernière série de mesures, nous avons caractérisé l'influence de l'injection externe sur le RIN du laser.

### 2. c. i Mesure du RIN du laser à verrouillage de modes actif et harmonique

La mesure de RIN du laser s'effectue à partir de la mesure des fluctuations du photocourant en sortie de photodiode. On suppose par la suite que la réponse de la photodiode est constante dans la bande de fréquence étudiée. En notant  $I_{ph}$  le photocourant moyen, la densité spectrale des fluctuations d'intensité  $S_i(f)$  s'écrit (cf. chapitre III) :

$$S_i(f) = \frac{k_b T}{R_{ph}} + 2qI_{ph} + I_{ph}^2 \text{RIN}(f), \quad (\text{V. 4})$$

avec  $k_b$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température de la résistance de charge,  $R_{ph}$  la résistance de charge de la photodiode,  $q$  la charge élémentaire électrique et  $\text{RIN}(f)$  le bruit d'intensité relatif de la source optique.

Le bruit thermique et le bruit de grenaille étant indépendants de la fréquence, ceux-ci induisent un plancher de bruit blanc dans les fluctuations d'intensité. On définit le plancher de bruit relatif au photocourant  $S_p$  par :

$$S_p = \frac{k_b T}{I_{ph}^2 R_{ph}} + \frac{2q}{I_{ph}}, \quad (\text{V. 5})$$

soit :

$$S_i(f) = I_{ph}^2 (S_p + RIN(f)). \quad (V. 6)$$

La mesure de  $S_i(f)/I_{ph}^2$  permet alors de caractériser le RIN au-dessus du plancher de bruit relatif  $S_p$ . On remarque d'après l'équation (V. 5) que le plancher de bruit relatif  $S_p$  est d'autant meilleur (c'est-à-dire plus bas) que le photocourant est élevé. Cela implique que les mesures de RIN sont d'autant plus précises que le photocourant en sortie de photodiode est élevé (dans la limite de linéarité de la photodiode). Malgré cela, un atténuateur variable est généralement placé devant la photodiode afin d'éviter la saturation de celle-ci. La densité spectrale de puissance de bruit est mesurée avec un analyseur de signaux (Keysight E5052B) intégrant un amplificateur électrique aux fréquences de décalage de 1 kHz à 100 MHz. Le schéma du montage expérimental de la mesure de RIN est indiqué en Figure V – 11 (l'asservissement du laser n'est pas représenté, et s'effectue à partir de la détection du train d'impulsions sur une autre photodiode).



Figure V – 11 Schéma du montage expérimental de la mesure de RIN. AHMLL : laser à verrouillage de modes actif et harmonique. Att. : atténuateur. PD : photodiode.

### 2. c. ii Influence de l'injection optique externe sur le RIN du laser

Le RIN du AHMLL avec et sans injection pour différents taux de pompage est représenté en Figure V - 12. Le plancher de mesure relatif (ici  $S_p = -151$  dBc/Hz) est obtenu à partir de la mesure de  $I_{ph}$  (ici  $I_{ph} = 0.6$  mA).

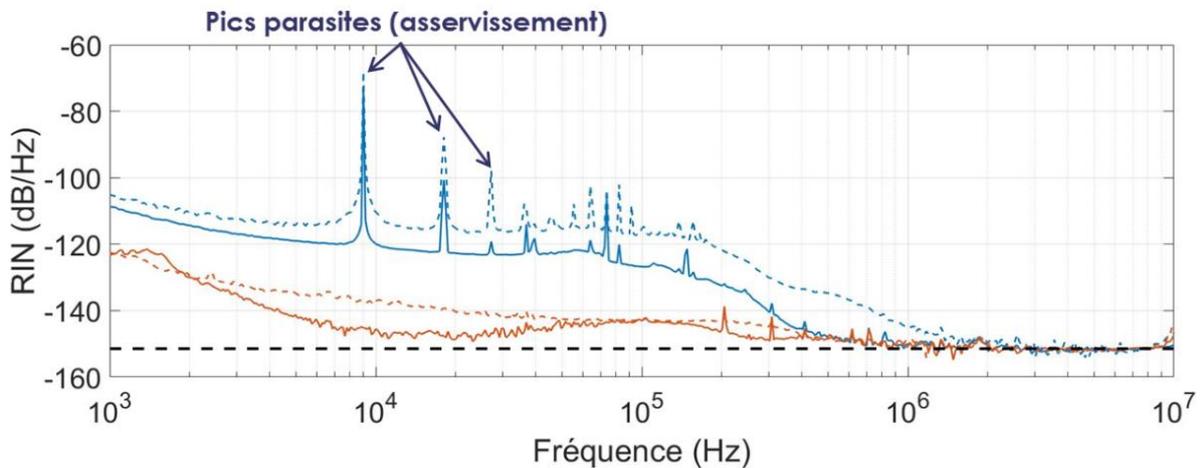


Figure V - 12 Mesure de RIN du AHMLL avec injection (en bleu) et sans injection (en rouge) pour un taux de pompage  $r = 1.11$  (en pointillé) et  $r = 1.48$  (en trait plein). Le trait noir en pointillé représente le plancher de bruit relatif  $S_p = -151$  dB/Hz.

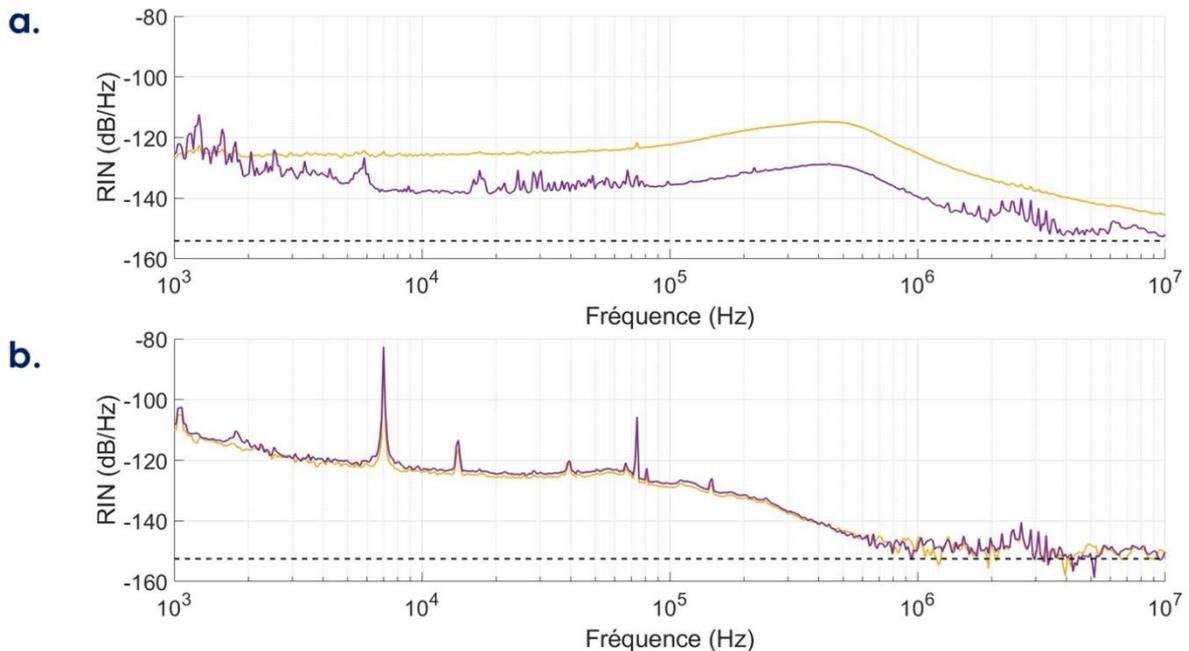
L'injection optique de l'AHMLL dégrade son RIN aux basses fréquences de décalage. En plus de pics de bruit aux harmoniques de la fréquence de modulation ( $f_{mod} = 9$  kHz) appliquée à l'AOM dans le bras d'injection pour l'asservissement, le RIN basse fréquence augmente de 1 kHz à  $\sim 200$  kHz, ce qui correspond à la fréquence de coupure de la cavité. A partir de cette fréquence de coupure, les fluctuations d'intensité sont filtrées par la cavité. La dégradation de RIN à basse fréquence dépend en revanche du taux de pompage. En augmentant le taux de pompage, la dégradation de RIN

diminue sur toute la bande de fréquence. Pour comprendre l'origine de l'augmentation de RIN lors de l'injection du laser externe, nous avons étudié en particulier l'influence du RIN du laser d'injection.

### 2. c. iii Influence du RIN du laser d'injection

L'AHMLL étant injecté par un laser CW dont la puissance fluctue aussi dans le temps, l'augmentation du RIN de l'AHMLL injecté peut provenir d'un transfert de RIN du laser d'injection vers le laser injecté, comme on le rencontre dans d'autres architectures injectées par un laser CW externe [183].

Pour vérifier cette hypothèse, le RIN du laser d'injection a été filtré passivement en utilisant un SOA. Ce dernier, en plus de sa fonction d'amplificateur pour le signal optique, agit comme filtre passe-haut vis-à-vis des fluctuations d'intensité [184]. Un atténuateur variable est de plus inséré à la suite du SOA pour maintenir la même puissance d'injection arrivant dans le AHMLL. La Figure V - 13.a montre le spectre de RIN du laser d'injection à 780 nm avec et sans SOA à puissance optique constante.



**Figure V - 13 (a) RIN du laser d'injection seul (en jaune) et avec filtrage du bruit d'intensité par le SOA (en violet). (b) RIN du AHMLL avec injection par le laser CW seul (en jaune), et avec injection par le laser CW avec filtrage du bruit d'intensité par le SOA (en violet).**

Comme attendu, le SOA agit bien comme un filtre passe-haut vis-à-vis du bruit d'intensité du laser CW amplifié : le RIN du laser d'injection diminue d'environ 15 dB sur toute la bande de fréquence étudiée (la remontée de bruit à basse fréquence vient du plancher de bruit de phase de l'appareil de mesure). Le RIN du AHMLL injecté est en revanche constant pour les deux profils de RIN du laser d'injection, tous les autres paramètres étant constants (cf. Figure V - 13.b). Ce résultat invalide l'hypothèse de transfert de RIN du laser d'injection vers le laser injecté.

D'autres hypothèses peuvent expliquer cette augmentation de RIN à basse fréquence. De par l'utilisation d'un filtre de Bragg, le bruit de fréquence du laser d'injection ou de l'AHMLL peut être converti en bruit d'intensité. Néanmoins, nous avons placé la fréquence du laser d'injection proche

du centre du filtre de Bragg (cf. Figure V - 6.b) afin de minimiser cet effet. Autrement, le bruit de partition, induit par la réduction du spectre optique, pourrait être à l'origine de cette dégradation de RIN [185]. D'autres expériences doivent être mises en place afin de comprendre plus précisément la source de cette augmentation de RIN aux basses fréquences de décalage. L'étude de l'influence du nombre de supermodes, ou la comparaison du RIN du laser avec un verrouillage actif fondamental et harmonique des modes devraient apporter des pistes de compréhension sur ce phénomène.

En conclusion, l'étude paramétrique de l'injection de lasers à verrouillage de mode actif et harmoniques met en avant trois phénomènes :

- L'augmentation de la saturation du milieu à gain (par le laser d'injection) permet de réduire le bruit de phase et d'intensité RF de supermodes dus à l'ASE, aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité. À faible taux de pompage, la réduction de la gigue temporelle est significative, amenant celle-ci de 295 fs à 135 fs (intégrée entre  $10^4$  Hz et la fréquence de Nyquist). Quand le SOA est saturé (200 mA de courant de biais et  $\sim 20$   $\mu$ W de puissance d'injection en entrée de SOA), la gigue temporelle du train d'impulsion à 4 GHz intégrée entre  $10^4$  Hz et la fréquence de Nyquist vaut 68 fs.

- L'injection par un laser CW d'un supermode dans la cavité réduit la puissance des autres. Ce phénomène supprime le bruit associé à la compétition entre différents peignes de modes (comme le pic fin au sommet du bruit de supermodes), ce qui permet d'augmenter drastiquement la réjection du bruit d'intensité RF autour de la cadence de répétition ( $> 100$  dBc de réjection).

- L'injection optique de l'AHMLL augmente le RIN du laser aux basses fréquences de décalage. Ce phénomène n'est pas dû à un transfert du RIN du laser d'injection vers le laser injecté.

Pour l'utilisation pratique de l'AHMLL, l'augmentation de RIN est moins grave que celle du bruit de phase, car plusieurs méthodes peuvent être mises en place pour filtrer a posteriori le RIN du laser (comme l'amplification par un SOA saturé ou une boucle de rétroaction active agissant sur le courant du milieu à gain). L'injection de AHMLL est donc une solution très intéressante pour la génération de trains d'impulsions à haute cadence de répétition et à très bas bruit de phase. À titre de comparaison, la Table V 1 présente la gigue temporelle d'un train d'impulsions à une cadence de répétition proche de 4 GHz généré à partir des trois sources de trains d'impulsions optiques proposées dans ce manuscrit (la BDF à EDFA dans le chapitre II, le laser à effet Talbot régénératif à SOA dans le chapitre III, et le AHMLL injecté dans ce chapitre).

Les AHMLL étant des technologies plus matures, les nombreuses réalisations de lasers à verrouillage de modes ainsi que les différents modèles ont permis d'optimiser la cavité pour atteindre de très bonnes performances de gigue temporelle. L'étude de l'injection d'AHMLL permet d'aller encore plus loin dans la réduction de bruit de ces architectures.

En comparaison, les BDF n'atteignent pas encore les performances des AHMLLs. Néanmoins l'étude présentée au chapitre II offre de perspectives concrètes pour l'amélioration de ces architectures. La réalisation d'asservissement permet de diminuer le bruit du laser d'injection à basse fréquence d'analyse, tandis que l'augmentation de la puissance intra-cavité, en concevant soigneusement le milieu à gain, peut réduire le plancher de bruit de phase encore élevée pour les BDF sous le seuil et ainsi réduire le bruit de phase à haute fréquence d'analyse. Pour aller encore plus loin, la réalisation

de boucles hybrides optoélectroniques comme pour le laser à effet Talbot régénératif dans le chapitre III est un exemple de développement de BDF pour améliorer les performances de bruit de phase.

**Table V 1 Comparaison de gigue temporelle intégrée du train d’impulsions généré par les trois technologies étudiées du manuscrit.**

	BDF à EDFA	Laser à effet Talbot régénératif à SOA	AHMLL injecté
Fréquence (GHz)	<b>4.3</b>	<b>4.9</b>	<b>4</b>
Gigue temporelle intégrée entre 10 <sup>4</sup> Hz et Nyquist (fs)	<b>1251</b>	<b>239</b>	<b>68</b>

### 3 Laser à verrouillage de mode harmonique rationnel et régénératif.

Les performances de l’AHMLL sont fondamentalement limitées par le générateur de fréquence externe qui pilote le MZM. D’une part, la génération de trains d’impulsions optiques à très haute fréquence de répétition implique l’utilisation d’un générateur externe à la même fréquence. D’autre part, le bruit de phase du générateur externe est totalement transféré sur le bruit de phase des impulsions optiques générées. Même si nous montrons qu’un bon dimensionnement de la cavité laser permet de filtrer le bruit transféré, ce filtrage peut se faire au prix d’une cavité longue impliquant un verrouillage harmonique, et favorisant la compétition entre plusieurs peignes de modes.

Pour répondre à cette problématique, le verrouillage rationnel et harmonique des modes d’un laser [186] permet de générer des trains d’impulsions avec une cadence de répétition élevée (~ qqz GHz) à partir d’un synthétiseur basse fréquence (~ 100 MHz). En revanche, cette multiplication de fréquence va de pair avec une diminution du rapport signal à bruit du signal généré, à cause des fluctuations d’amplitude d’impulsion à impulsion [187]. En s’inspirant de l’architecture régénérative développée au chapitre III, nous avons proposé une architecture de laser à verrouillage de mode actif harmonique rationnel et régénératif pour générer des trains d’impulsions à haute cadence de répétition et à bas bruit de phase avec un générateur externe basse fréquence.

#### 3. a Architecture de laser à verrouillage de modes rationnel et régénératif

##### 3. a. i Laser à verrouillage de modes rationnel

Le verrouillage de modes rationnel d’un laser apparaît pour certaines relations remarquables entre la fréquence appliquée au MZM dans la cavité et l’intervalle spectral libre de cette dernière. De manière similaire à l’effet Talbot dans les BDF présentées dans le chapitre I (section 1. c. i), le verrouillage rationnel repose sur un effet Vernier entre la fréquence appliquée au modulateur  $f_{rep}$  et l’intervalle spectral libre de la cavité  $ISL_{cav}$ . Plus précisément lorsque :

$$f_{rep} = \frac{p}{q} ISL_{cav}, \quad (V. 7)$$

avec  $p$  et  $q$  deux entiers naturels premiers entre eux, le champ électrique en sortie de cavité est un train d’impulsions à la fréquence  $qf_{rep} = pISL_{cav}$  [186].

Cette solution permet de lever la contrainte sur le générateur externe de fréquence, au détriment en revanche d'un spectre RF dégradé par la présence de pics parasites aux harmoniques des différentes composantes spectrales ( $f_{rep}$  et  $ISL_{cav}$ ), de manière similaire aux BDF (cf. chapitre II section 4). Dans la littérature, les performances des lasers à verrouillage de modes rationnel restent limitées principalement par la dégradation du rapport signal à bruit. Un facteur de multiplication de 22 a été démontré dans la référence [186], mais avec une très faible réjection de pics parasites (environ  $-4$  dB).

Plusieurs méthodes d'amélioration du verrouillage rationnel des modes optiques ont été proposées, et reposent sur l'ajout de composants optiques supplémentaires (un SOA [186] ou bien une boucle non linéaire pour équilibrer la puissance des différents modes [188]) ou encore sur l'utilisation d'un générateur d'impulsions RF à partir du générateur externe plutôt qu'un synthétiseur de fréquence pour piloter le modulateur [187]. Ces méthodes permettent effectivement d'améliorer la réjection des pics parasites ou d'augmenter le facteur de multiplication, mais les performances restent en-deçà des prérequis pour les potentielles applications. Dans la référence [187] par exemple, un facteur multiplicatif de 15 a été démontré, mais avec une rejection des modes parasites relativement modeste (16 dB).

### 3. a. ii Laser à verrouillage de mode rationnel régénératif

Pour atteindre une réjection de pics parasites et une puissance compatible avec les différentes utilisations visées, nous avons développé une architecture de laser à verrouillage de modes rationnel incorporant une boucle optoélectronique régénérative. Le laser à verrouillage de mode rationnel et régénératif (schématisé en Figure V - 14) est composé de deux éléments : un laser à verrouillage de mode actif (MLL) et une boucle optoélectronique régénérative.

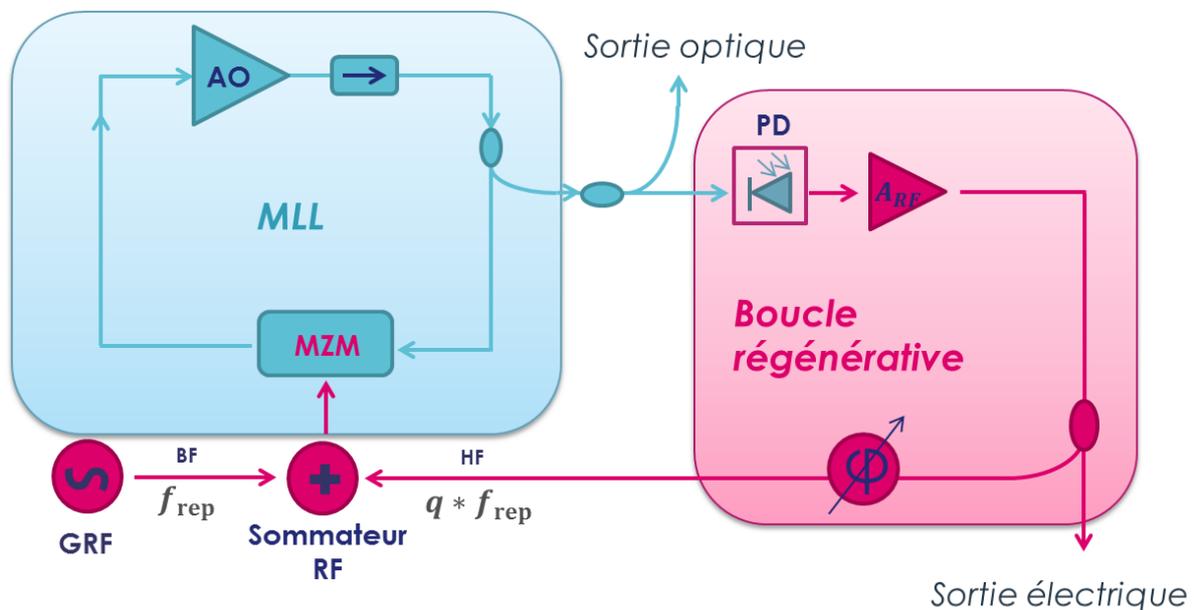


Figure V - 14 Schéma d'un laser à verrouillage de modes actif harmonique rationnel et régénératif. GRF : générateur RF externe. AO : amplificateur optique. MZM : modulateur de Mach-Zehnder. PD : photodiode.  $A_{RF}$  : amplificateur RF. BF : basse fréquence. HF : haute fréquence.

Le MLL est un laser à verrouillage de modes actif harmonique et rationnel comme décrit dans la sous-section précédente : le modulateur est piloté par un signal harmonique à basse fréquence de répétition ( $f_{\text{rep}} = p/q1SL_{\text{cav}}$ ). Cette architecture génère des trains d'impulsions à la fréquence  $qf_{\text{rep}}$ .

La boucle régénérative est composée d'une photodiode, d'un amplificateur et d'une ligne à retard radiofréquence. Le train d'impulsions optiques est détecté par la photodiode et est transformé en train d'impulsions RF à haute fréquence ( $qf_{\text{rep}}$ ). Celui-ci est réinjecté dans la boucle optique par le MZM. Des éléments de filtrage (optique ou RF) peuvent être ajoutés dans les différentes boucles pour réduire l'ASE de l'amplificateur optique ou pour améliorer la sélectivité de la fréquence réinjectée.

L'ajout de cette boucle régénérative, selon le même principe que l'architecture développée dans le chapitre III, permet d'entretenir le train d'impulsions à haute fréquence. De plus cette méthode ne modifie par l'architecture de la boucle optique, et ne nécessite que des composants RF usuels.

### 3. b Performances électriques et optiques du laser

Nous avons réalisé un laser à verrouillage de modes actif harmonique rationnel et régénératif (RRMLL) selon le schéma présenté en Figure V - 14. Le MLL est une cavité fibrée avec des éléments à maintien de polarisation à 1550 nm comprenant un MZM (Eospace), un SOA (Thorlabs), un isolateur pour assurer l'unidirectionnalité de la boucle ainsi qu'un coupleur 50/50 pour extraire une portion du train d'impulsions intra-cavité. Un FOPB a été ajouté pour limiter l'ASE du SOA.

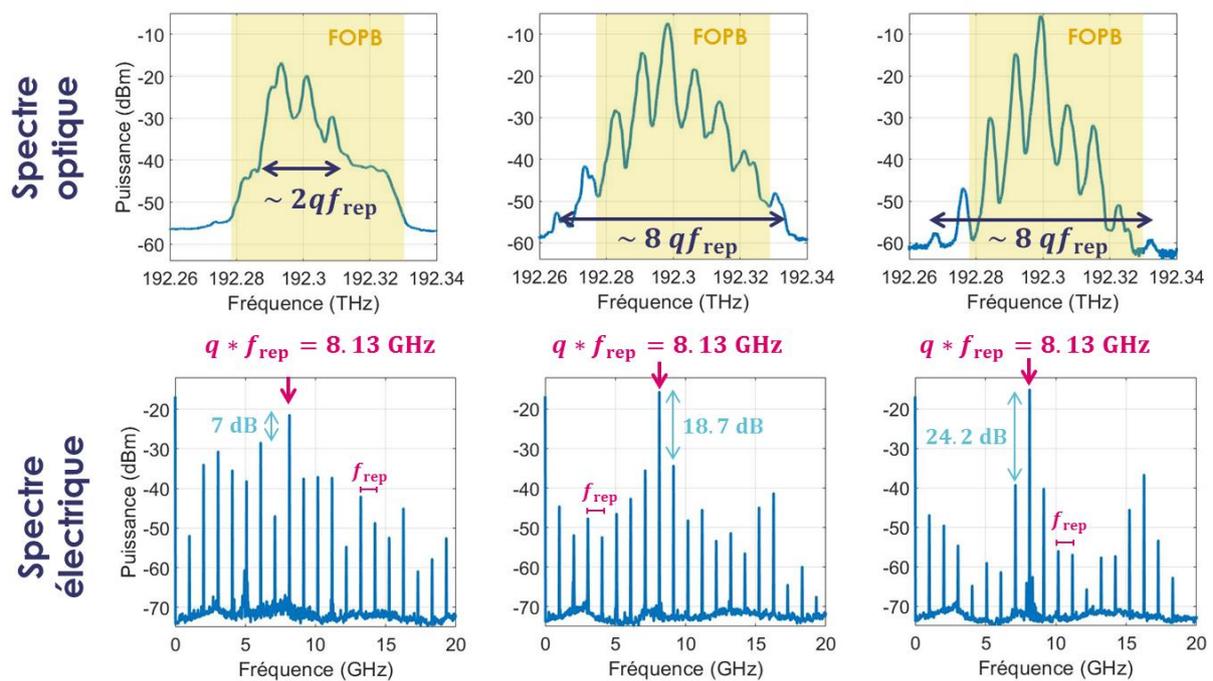
La boucle régénérative comporte une photodiode (20 GHz de bande passante) suivie d'un étage d'amplification (40 dB de gain RF). Une partie du signal RF est réinjectée dans le MZM par le combineur RF. Le combineur RF utilisé est un diplexeur (Mini-circuits) qui permet de sommer des signaux à différentes fréquences avec une très bonne isolation entre les deux voies d'injection. Il possède ainsi une voie d'entrée basse fréquence (pour le générateur RF externe), une voie d'entrée haute fréquence (pour le signal régénératif), et une voie de sortie qui correspond à la somme des deux signaux d'entrée.

Tout comme l'architecture du laser à effet Talbot régénératif, nous avons caractérisé dans un premier temps le spectre électrique et optique des trains d'impulsions avec, et sans boucle régénérative. Le spectre électrique est obtenu avec un analyseur de spectre électrique sur la sortie électrique, tandis que le spectre optique est mesuré par un analyseur de spectre optique sur la sortie optique. La fréquence du générateur externe est fixée à 1.017 GHz pour avoir  $q = 8$ . La fréquence de répétition du train d'impulsions en sortie de cavité vaut alors 8.13 GHz. La puissance de l'oscillateur local RF  $P_{\text{OL}}$  est réglée dans un premier temps à 19 dBm pour avoir une profondeur de modulation électrique de 1 pour le MZM utilisé à cette fréquence ( $V = V_{\pi,\text{RF}}$ ). La Figure V - 15 montre le spectre optique et le spectre électrique en sortie de RRMLL sans boucle régénérative, et avec boucle régénérative, pour deux puissances d'injection  $P_{\text{OL}}$  différentes.

En l'absence de boucle régénérative (Figure V - 15 à gauche), le spectre optique est un peigne de fréquences espacées de 8 GHz environ, caractéristique du verrouillage rationnel des modes du laser. La largeur spectrale est très limitée ( $\sim 20$  GHz) et on observe un échelon d'ASE dans la bande passante du filtre optique, qui marque le fait que l'ASE est prédominante dans certaines parties du spectre. La faible largeur spectrale et la prédominance de l'ASE résultent en un battement à

$qf_{rep}$  dans le spectre électrique de faible sélectivité (7 dB de réjection par rapport aux harmoniques parasites de  $f_{rep}$ ). La puissance en sortie est aussi limitée à 2.2 mW (l'augmentation du taux de pompage dans la cavité ne faisant que dégrader le rapport signal à bruit du battement généré, de manière similaire au seuil laser évoqué au chapitre III).

Avec la boucle régénérative (Figure V - 15 au milieu), le spectre optique est un peigne de fréquences espacées de 8 GHz environ qui présente un meilleur contraste que sans boucle régénérative. La largeur spectrale du peigne augmente ( $\sim 70$  GHz) ; il y a plus de puissance dans les dents du peigne et moins d'ASE entre les dents du peigne. Le spectre électrique résultant en sortie de photodiode montre une augmentation significative de la puissance aux harmoniques de  $qf_{rep}$  ainsi qu'une réduction de la puissance des pics parasites aux harmoniques de  $f_{rep}$ . De plus la puissance optique en sortie de cavité peut être augmentée jusqu'à 7.7 mW (proche de la puissance limite pour la photodiode).



**Figure V - 15 Spectre optique (en haut) et spectre électrique (en bas) en sortie de RRML sans boucle régénérative (à gauche), avec boucle régénérative et  $P_{OL} = 19$  dBm (au milieu), et avec boucle régénérative et  $P_{OL} = 15$  dBm (à droite). La zone en jaune indique la bande passante du filtre optique.**

La puissance dans les harmoniques résiduelles de  $f_{rep}$  dépend beaucoup de la puissance de l'injection du générateur externe. En diminuant la puissance du signal issu du générateur externe jusqu'à 15 dBm (à partir du RRML en fonctionnement cf. Figure V - 15 au milieu), à la fois le spectre optique et électrique présentent une bien meilleure réjection des modes parasites (Figure V - 15 à droite) : les dents du peignes optiques sont plus nettes et avec un meilleur contraste, tandis que dans le spectre optique la puissance des modes parasites diminue au profit des harmoniques de  $qf_{rep}$ .

Cet effet possède néanmoins une limite. L'oscillation à  $qf_{rep}$ , en particulier favorisée par le générateur externe, est en compétition avec d'autres fréquences dans la bande passante de la boucle optoélectronique. En diminuant trop la puissance de l'oscillateur local, l'architecture double boucle pourrait osciller à une autre fréquence (comme dans les COEO [96]).

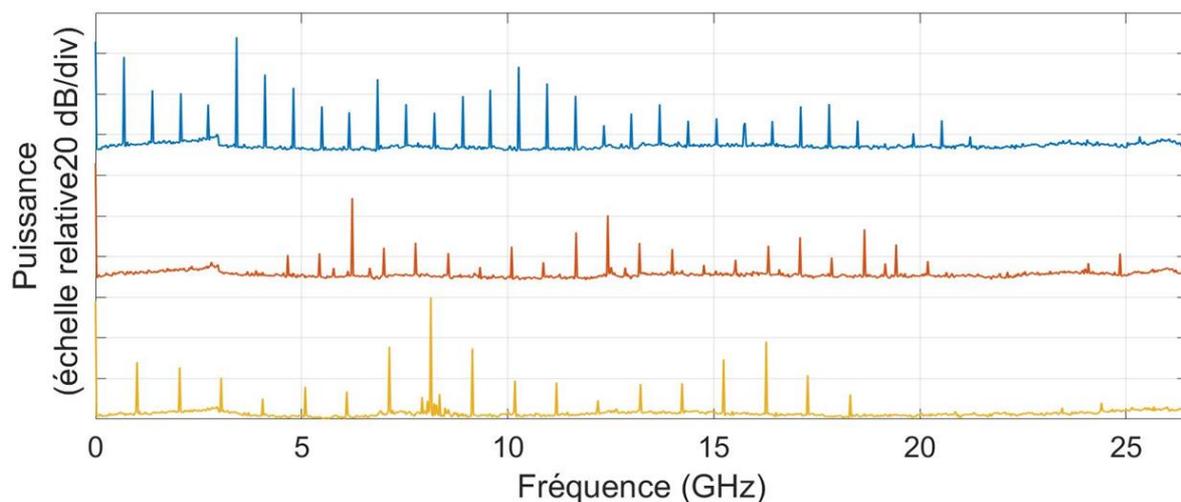
### 3. c Accordabilité de la fréquence de répétition du train d'impulsions

De même que pour les BDF, la fréquence du train d'impulsions en sortie du laser à verrouillage de modes rationnel peut être accordée en changeant la condition rationnelle entre  $f_s$  et  $ISL_{cav}$  d'après la relation (V. 7) [186]. Pour vérifier que l'accordabilité du train d'impulsions est bien conservée avec l'ajout de la boucle régénérative, on a fait varier la fréquence du signal basse fréquence issu du générateur externe, pour changer la condition rationnelle  $(p, q)$ . Dans chaque cas, nous avons d'abord réglé la condition rationnelle sans boucle régénérative, et avons ensuite mis en place la boucle régénérative en optimisant la puissance RF dans l'harmonique fondamentale de la cadence de répétition du train d'impulsions (en jouant sur la puissance RF réinjectée, sur le biais du MZM et sur la puissance du générateur externe). La Table V 2 résume les différentes conditions rationnelles et cadences de répétitions testées. Les spectres électriques obtenus en sortie de RRMLL avec les réglages de la Table V 2 sont représentés en Figure V - 16.

**Table V 2** Fréquence de répétition, facteur multiplicatif et cadence de répétition associés aux trains d'impulsions testés.

Fréquence appliquée au MZM $f_{rep}$ (MHz)	Facteur multiplicatif $q$	Cadence de répétition $qf_{rep}$ (GHz)
684.34	5	3.42
777.20	8	6.22
1016.52	8	8.13

Dans les trois cas, le spectre électrique montre une bonne sélectivité de la fréquence de répétition sélectionnée par le verrouillage rationnel des modes. La cadence de répétition du train d'impulsions en sortie de RRMLL peut ainsi être accordée par pas de l'intervalle spectral libre de la cavité, en accordant la fréquence du signal qui pilote le MZM. L'accordabilité est en revanche limitée par la compétition entre l'oscillation libre et le verrouillage rationnel auto-entretenu, ainsi que par la bande passante de la boucle optoélectronique. Celle-ci peut néanmoins être modifiée avantageusement en choisissant des amplificateurs avec une bande passante donnée ou par l'ajout de filtres radiofréquences.



**Figure V - 16** Spectre électrique en sortie de RRMLL pour différentes conditions rationnelles (cf Table V 2).

### 3. d Bruit de phase du train d'impulsions

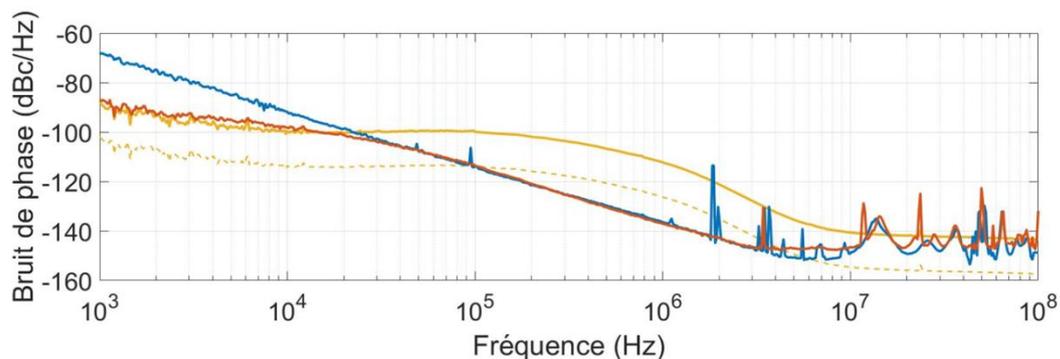
Enfin, nous nous sommes intéressés au bruit de phase du train d'impulsions en sortie de RRMLL. Le montage expérimental est inchangé par rapport aux expériences précédentes à l'exception de l'ajout d'un filtre passe bande RF dans la boucle régénérative (de fréquence centrale 3.7 GHz avec une bande passante à 3 dB de 1.7 GHz). La fréquence du générateur externe est fixée à 684.34 MHz pour avoir  $q = 5$ . La fréquence de répétition du train d'impulsions en sortie de cavité vaut alors 3.42 GHz. Le bruit de phase du train d'impulsions radiofréquence autour de la cadence de répétition est mesuré par un analyseur de signaux (Rohde & Schwarz FSWP28).

Le RRMLL est une architecture très proche de l'architecture générique d'un COEO. Pour mettre en avant les similitudes et différences, on a caractérisé le bruit de phase du train d'impulsions dans deux configurations (cf. Figure V - 17):

- avec l'oscillateur local qui injecte la boucle régénérative (configuration RRMLL),
- sans oscillateur local (configuration COEO).

La seconde configuration est obtenue à partir de la première, en coupant le signal d'injection basse fréquence du générateur externe une fois que l'oscillation à  $qf_{\text{rep}}$  auto-entretenue par le système est obtenue. À titre indicatif, on a aussi mesuré le bruit de phase du signal harmonique qui pilote le MZM à basse fréquence ( $f_{\text{rep}}$ ). De plus, le bruit de phase du signal harmonique à haute fréquence ( $qf_{\text{rep}}$ ), qui correspond au bruit de phase de l'oscillateur local après une multiplication électrique idéale d'un facteur  $q$ , est calculé théoriquement à partir du bruit de phase à basse fréquence (dégradation du bruit de phase de  $20 \log_{10} q$ ).

Sans l'oscillateur local (configuration COEO), le bruit de phase a les mêmes caractéristiques qu'un COEO typique : il décroît avec une loi en  $1/f^2$  propre aux oscillateurs à retard [105] jusqu'à environ 1 MHz de la porteuse et atteint un plancher de bruit à  $-151$  dBc/Hz, compatible avec le bruit de grenaille en sortie de photodiode. De plus, le bruit de phase remonte aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité. La résolution de l'appareil ne permet cependant pas de résoudre les différents pics à haute fréquence de décalage.



**Figure V - 17 Bruit de phase de l'architecture régénérative en configuration RRMLL (en rouge) et en configuration COEO (en bleu). Le bruit de phase de l'oscillateur local est donné à titre indicatif en jaune à basse fréquence ( $f_{\text{rep}} = 684.34$  MHz en pointillé) et à haute fréquence ( $qf_{\text{rep}} = 3.42$  GHz en trait plein).**

Avec l'oscillateur local (configuration RRMLL), le comportement du bruit de phase à basse fréquence de décalage est radicalement différent : jusqu'à 10 kHz, le bruit de phase du train d'impulsions

recopie parfaitement le bruit de phase de l'oscillateur local à haute fréquence. On retrouve dans ce cas le comportement d'un AHMLL, où le bruit de phase du train d'impulsions suit le bruit de phase de l'oscillateur local qui pilote le MZM (cf. section 1). En revanche, contrairement à un AHMLL, le RRMLL n'a besoin que d'un générateur externe à basse fréquence, la multiplication de fréquence ayant lieu dans la cavité optique. Ensuite à partir de 10 kHz, le bruit de phase du RRMLL recopie le bruit de phase du laser dans la configuration COEO : le bruit de phase du générateur externe est filtré par la cavité. À haute fréquence de décalage, le bruit de phase remonte aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité tout comme la configuration COEO. On note cependant que le plancher de bruit de phase est légèrement supérieur à la configuration COEO.

L'ajout d'une boucle régénérative optoélectronique dans les lasers à verrouillage de modes actif harmonique et rationnel permet ainsi d'améliorer significativement les spectres optique et électrique des signaux générés. L'architecture régénérative produit des trains d'impulsions dont la fréquence de répétition peut être accordée en ajustant la condition rationnelle entre la fréquence appliquée au MZM et l'intervalle spectral libre de la cavité pour initier le verrouillage rationnel. Enfin, le bruit de phase du RRMLL indique que l'architecture se rapproche beaucoup d'un AHMLL, l'avantage étant de pouvoir utiliser un simple générateur à basse fréquence pour verrouiller les modes de la cavité à haute fréquence.

## Conclusion

Les lasers à verrouillage de modes actif et harmonique sont des architectures très utilisées pour de nombreuses applications. La vaste littérature sur l'optimisation de composants ainsi que la modélisation des différents phénomènes depuis plus d'une trentaine d'années a permis de construire des lasers qui génèrent des trains d'impulsions ultra stables à très haute cadence de répétition. Cependant l'architecture est fondamentalement limitée par le bruit de supermodes aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité ainsi que par l'utilisation d'un générateur externe à la même fréquence que la cadence de répétition du train d'impulsions. Nous avons étudié deux solutions pour résoudre ces limitations, en s'inspirant des boucles à décalage de fréquence.

L'injection optique de lasers à verrouillage de modes actif et harmonique permet de conserver un seul peigne optique dans la cavité laser, comme pour les boucles à décalage de fréquence. Nous avons mis en avant en particulier le rôle de la saturation du gain par le laser d'injection dans la réduction du bruit à haute fréquence de décalage. L'étude du spectre d'intensité a aussi permis de comprendre l'influence du battement entre les différents peignes de modes dans la cavité sur le bruit d'intensité RF. Enfin l'étude du RIN a montré que l'injection de l'AHMLL dégrade son bruit d'intensité relatif. Si nous avons prouvé expérimentalement que cette dégradation ne vient pas d'un transfert de RIN du laser externe, d'autres expériences doivent être mises en place pour comprendre l'origine de cette dégradation.

Le verrouillage de modes rationnel, comme pour les boucles à décalage de fréquence, permet de générer des trains d'impulsions à haute cadence de répétition à partir d'un générateur à basse fréquence. Si cette méthode a montré des performances de réjection modestes dans la littérature, l'utilisation d'une boucle optoélectronique régénérative permet d'améliorer significativement les spectres optique et électrique du laser. Le laser à verrouillage de modes rationnel régénératif conserve de plus l'accordabilité de la cadence de répétition du train d'impulsions. Enfin l'étude du bruit de phase montre que l'utilisation d'une boucle de rétroaction radiofréquence permet

d'effectuer directement une étape de multiplication en fréquence idéale dans la cavité optique, ce qui permet de soulager la contrainte sur le synthétiseur externe pour la génération de signaux à haute fréquence.

Les deux solutions n'étant pas exclusives, une architecture de laser à verrouillage de mode rationnel et régénérative injectée optiquement par un laser CW permettrait d'améliorer à la fois le bruit de phase à basse fréquence et à haute fréquence de décalage. Il est intéressant de noter que cette solution ressemble alors énormément à une boucle à décalage de fréquence : un peigne optique créé à partir d'un laser d'injection qui génère un train d'impulsions à haute cadence de répétition par multiplication de la fréquence du signal harmonique injecté dans la cavité optique. La comparaison de ces deux architectures permettrait d'étudier plus finement les mécanismes de verrouillage de modes dans la cavité optique et les possibilités d'amélioration de la boucle à décalage de fréquence.



# Conclusion générale et perspectives

---

Les boucles à décalage de fréquence injectées par un laser CW sont des architectures simples et robustes, qui présentent à la fois un fort potentiel pour de nombreuses applications de génération ou de traitement de signaux hyperfréquence, mais aussi un intérêt particulier pour l'étude de la physique des lasers et des peignes de fréquences. Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire de thèse ont ainsi été menés dans le but d'approfondir la compréhension de phénomènes encore mal compris liés à la dynamique des boucles à décalage de fréquence, mais aussi d'étudier et de développer des architectures de boucles à décalage de fréquence pertinentes pour des applications d'échantillonnage assisté optiquement, ou de télémétrie.

## Étude dynamique des boucles à décalage de fréquence

La dynamique des boucles à décalage de fréquence, de par le mécanisme de formation du peigne intra-cavité, présente de nombreux aspects originaux par rapport aux cavités laser classiques. Par ailleurs, dans la littérature les boucles à décalage de fréquence sont principalement traitées dans l'état stationnaire, en négligeant les effets de cavité tels que la dynamique de l'amplificateur optique ou encore les fluctuations de phase liées au laser d'injection et à l'émission spontanée.

L'étude expérimentale de la dynamique des boucles à décalage de fréquence dans le chapitre I a permis de faire ressortir plusieurs constantes de temps qui influent sur la formation du peigne : le temps de vie de l'état excité, le temps que met la lumière pour faire un tour de cavité, et la durée de l'injection optique. Le comportement dans le régime transitoire peut être évalué qualitativement à partir de ces trois constantes, en considérant la saturation de l'amplificateur dans la cavité. Pour apporter plus de précision, nous avons développé un modèle de suivi de la formation du peigne optique en sortie de boucle à décalage de fréquence basé sur les équations couplées photon/inversion de population du milieu à gain. Un article scientifique qui présente le modèle d'évolution des boucles à décalage de fréquence et qui compare les résultats expérimentaux et numériques, a été publié dans *Journal of the Optical Society of America B*.

La lumière circulant dans la boucle à décalage de fréquence est de plus soumise à des fluctuations de phase issues du laser d'injection ou bien de la boucle elle-même. L'étude de ces fluctuations en régime stationnaire dans le chapitre II complète la description dynamique commencée dans le chapitre I, à travers la modélisation du bruit de phase du train d'impulsions en sortie de cavité. Cette étude montre notamment que la génération de signaux à haute cadence de répétition par effet Talbot dans la boucle à décalage de fréquence est très efficace. Nous avons montré qu'à haute fréquence de décalage par rapport à la fréquence de répétition du train d'impulsions, la boucle à décalage de fréquence filtre les différentes sources de bruit, tandis qu'à basse fréquence de décalage, l'étape de multiplication de la fréquence par effet Talbot temporel est équivalente à une multiplication analogique idéale. Ce comportement a été prévu par le modèle analytique de bruit de phase, et mise en évidence par des mesures expérimentales. Des méthodes de stabilisation de la cavité optique par des asservissements peuvent de plus être mises en place facilement, afin d'améliorer le filtrage des différentes sources de bruit injecté dans la cavité à basse fréquence de décalage. Nous avons considéré en particulier plusieurs schémas d'asservissement théoriques, que nous avons testés expérimentalement. Un article scientifique, qui présente le modèle de bruit de

phase et l'asservissement des boucles à décalage de fréquence, et qui compare les résultats expérimentaux et numériques, a été soumis dans *Journal of Lightwave Technology*.

Les deux études permettent ainsi de compléter la description des boucles à décalage de fréquence dans l'état stationnaire et la modélisation générale des boucles à décalage de fréquence. Les modèles développés offrent des éléments de compréhension essentiels pour la réalisation et l'optimisation des boucles à décalage de fréquence pour diverses applications.

## **Boucles à décalage de fréquence pour l'échantillonnage temporel de signaux hyperfréquence assisté optiquement**

Afin d'illustrer le potentiel des boucles à décalage de fréquence pour les applications de génération ou de traitement de signaux hyperfréquence, nous nous sommes concentrés sur un cas concret d'application : la conversion analogique numérique de signaux hyperfréquence assistée optiquement, et plus particulièrement l'étape d'échantillonnage temporel du signal. Cet exemple requiert en particulier des trains d'impulsions optiques très précis à haute cadence de répétition. Afin de répondre à ces critères, nous nous sommes intéressés à plusieurs solutions.

Tout d'abord l'étude de bruit de phase présentée dans le chapitre II donne des premiers éléments d'optimisation de la boucle à décalage de fréquence. Le fonctionnement à haute cadence de répétition minimise la gigue temporelle du train d'impulsions à haute fréquence de décalage par rapport à la cadence de répétition, tandis qu'un asservissement de la cavité sur un oscillateur réduit le bruit de phase du train d'impulsion à basse fréquence de décalage par rapport à la cadence de répétition. En plus des bruits issus de l'émission spontanée de l'amplificateur optique ou du laser d'injection, l'étude de bruit de phase met aussi en avant des fluctuations de phase intrinsèques liées à l'effet Talbot temporel lui-même. Ces fluctuations peuvent néanmoins être limitées dans certaines configurations (facteur multiplicatif  $q \ll$  nombre de dents  $N$ ). Enfin l'étude souligne que l'optimisation du bruit de phase de la boucle à décalage de fréquence doit aussi être considérée par rapport à l'application visée (en fonction de l'utilisation du train d'impulsions optiques ou bien de la porteuse hyperfréquence).

Ensuite, pour bénéficier du maximum d'efficacité de l'échantillonnage à une longueur d'onde de 780 nm, nous avons réalisé une boucle à décalage de fréquence à SOA. Ces boucles étant particulièrement limitées par la compétition entre le peigne optique et l'ASE (le seuil laser), nous avons élaboré une architecture de laser à effet Talbot régénératif inspirée des oscillateurs optoélectroniques couplés. Le laser à effet Talbot régénératif, présenté dans le chapitre III, montre une amélioration significative du train d'impulsions (précision du train d'impulsions, bruit d'intensité RF, puissance de sortie, ...) par rapport à la boucle à décalage de fréquence à SOA, tout en gardant une large accordabilité de la cadence de répétition. Un article scientifique qui présente l'architecture du laser à effet Talbot régénératif ainsi qu'une première caractérisation des performances a été publié dans le journal *Photonics Technology Letters*. En outre plusieurs pistes d'amélioration des performances sont considérées par comparaison avec des architectures semblables. Le laser à effet Talbot régénératif ouvre la voie au développement d'oscillateurs hybrides très performants, entre une boucle à décalage de fréquence et un oscillateur optoélectronique couplé. Le développement et l'amélioration du laser à effet Talbot régénératif permettrait ainsi de tendre vers l'équivalent d'un

COEO accordable en fréquence de répétition sans filtre RF pour la génération de signaux d'horloge très précis à haute cadence de répétition.

Enfin nous avons présenté dans le chapitre V l'architecture de laser à verrouillage de modes actif et harmonique. En particulier, en s'inspirant des boucles à décalage de fréquence, nous avons montré que les performances des lasers à verrouillage de modes actif et harmonique pouvaient être améliorées. D'une part, l'injection du laser à verrouillage de modes par un laser CW permet de réduire la compétition entre les supermodes dans la cavité et ainsi d'améliorer le bruit de phase du train d'impulsions à haute fréquence de décalage. Un article scientifique qui présente l'étude expérimentale de la réduction du bruit des lasers à verrouillage de modes actif par injection optique externe a été soumis au *Journal of Lightwave Technology*. D'autre part, le verrouillage rationnel et régénératif des modes de la cavité permet de soulager la contrainte sur le synthétiseur externe pour la génération de signaux à haute fréquence.

La réalisation d'une expérience d'échantillonnage de signaux hyperfréquence assisté optiquement à partir de ces trois sources sera intéressante pour comparer les avantages et inconvénients de chacune des solutions.

## Télémétrie et capteur à fibre par boucle à décalage de fréquence

Nous avons présenté dans le chapitre IV plusieurs preuves de concept d'utilisation de boucles à décalage de fréquence pour la télémétrie, la mesure de vitesse, de perturbations électromagnétiques et acoustiques, ou encore pour l'imagerie. Celles-ci sont particulièrement avantageuses pour deux applications : la télémétrie, et les capteurs à fibre.

- La télémétrie : grâce à la compression d'impulsion, la détection des échos maximise le rapport signal à bruit. Les boucles à décalage de fréquence génèrent de plus des signaux de fréquence de répétition accordable, ce qui en fait des appareils de mesure où la zone d'ambiguïté comme la fréquence de la mesure peuvent être adaptées très simplement. De plus, la résolution de la mesure est liée à la largeur du peigne et peut atteindre très facilement le centimètre (voire le millimètre en maximisant la largeur spectrale du peigne). En revanche un travail plus approfondi sur la stabilisation de la boucle à décalage de fréquence doit être mis en place pour améliorer la précision des mesures.

- Le capteur à fibre : l'utilisation d'une boucle à boucle à décalage de fréquence permet d'interroger un capteur à fibre (localisé ou distribué) à des fréquences assez élevées ( $\sim 100$  MHz), ouvrant la possibilité de mesures qui seraient compliquées à réaliser avec des capteurs traditionnels. La mesure de la sensibilité du capteur montre que les performances d'un capteur localisé avec un transducteur et des éléments réfléchissants sont particulièrement intéressantes ( $\sim 4 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$  de sensibilité).

Enfin, l'utilisation d'une boucle à décalage de fréquence bidirectionnelle offre des perspectives remarquables d'amélioration du système de détection, tout en conservant les bonnes performances de la boucle à décalage de fréquence unidirectionnelle. D'une part, l'envoi d'un peigne de large bande passante sur une cible permet d'effectuer des mesures avec une résolution centimétrique, tout en ayant une portée élevée grâce à une durée d'impulsion réglable et à une détection cohérente des échos. D'autre part, la compression d'impulsion analogique permet de maximiser le rapport

signal à bruit des échos, tout en réalisant de manière analogique une étape de détection et de traitement qui serait gourmande en termes de bande passante, et de capacité de calcul. Si nous avons présenté une configuration où la différence de fréquence entre les deux peignes était fixé par le montage expérimental ( $\delta f = 62.5$  kHz), l'ajout d'une ligne à retard réglable ou d'un élément piézo-électrique permettrait d'ajuster  $\delta f$  en fonction des expériences, pour adapter la mesure en fonction du système de détection et de la fréquence d'acquisition requise.

# Publications et communications

---

## Publications dans des revues internationales à comité de lecture

V. Billault, G. Arpison, V. Crozatier, V. Kemlin, L. Morvan, D. Dolfi, et H. Guillet de Chatellus. "Coherent Optical Fiber Sensing Based on a Frequency Shifting Loop." *Journal of Lightwave Technology*, submitted.

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, et H. Guillet de Chatellus. "Experimental investigation on dynamic properties and noise reduction in actively mode-locked lasers by external CW optical injection." *Journal of Lightwave Technology*, submitted.

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, N. Kanagaraj et H. Guillet de Chatellus. "Phase Noise of Optical Pulse Trains Generated by Talbot Effect in Frequency Shifting Loops." *Journal of Lightwave Technology*, submitted.

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi et H. Guillet de Chatellus. "Dynamic behavior of frequency combs in frequency-shifting loops." *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 37, no 6, p. 1812-1820, (2020).

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, G. Feugnet, M. Schwarz, P. Nouchi, D. Dolfi et H. Guillet de Chatellus, "Regenerative Talbot laser for generating tunable pulse train with a low phase noise." *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no 22, p. 1842-1845, (2019).

## Communications - conférences internationales et européennes<sup>2</sup>

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, H. Guillet de Chatellus, *Regenerative rational mode locked laser*, International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Ottawa, Canada, 2019. – **Poster**

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, H. Guillet de Chatellus, *Analysis of external CW optical injection for timing jitter reduction of actively mode-locked lasers* CLEO: Conference on Lasers and Electro-Optics, Munich, Allemagne, 2019. – **Oral**

V. Billault, V. Crozatier, M. Schwarz, G. Feugnet, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, et H. Guillet de Chatellus, *Widely tunable regenerative Talbot laser*, CLEO: Conference on Lasers and Electro-Optics, Munich, Allemagne, 2019. – **Oral**

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, D. Dolfi, H. Guillet de Chatellus, *Dynamic Study of Talbot laser*, CLEO: Conference on Lasers and Electro-Optics, Munich, Allemagne, 2019. – **Poster**

V. Billault, V. Crozatier, M. Schwarz, G. Feugnet, G. Baili et H. Guillet de Chatellus, *Regenerative Talbot laser*, International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Toulouse, France, 2018. – **Poster**

---

<sup>2</sup> Pour les conférences, le nom de la personne ayant présenté est souligné.

## Communications - conférences française

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi et H. Guillet de Chatellus, *Analyse de l'injection optique pour la réduction du bruit des lasers à verrouillage de modes actif*, Journées Nationales d'Optique Guidée, Palaiseau, France, 2019. – **Oral**

M. Schwarz, V. Billault, G. Baili, F. Duport, F. van Dijck, P. Nouchi et D. Dolfi, *Laser à verrouillage de modes actif et harmonique à 1.5  $\mu\text{m}$  par modulation directe d'un SOA à double sections*, Journée du Club Optique et Micro-ondes(JCOM), Brest, France 2019. – **Poster**

V. Billault, V. Crozatier, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi et H. Guillet de Chatellus, *Analyse de l'injection optique pour la réduction du bruit des lasers à verrouillage de modes actif*, Journée du Club Optique et Micro-ondes(JCOM), Brest, France 2019. – **Poster**

V. Billault, V. Crozatier, M. Schwarz, G. Feugnet, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, et H. Guillet de Chatellus, *Influence des longueurs des boucles sur le bruit de phase des oscillateurs optoélectroniques couplés*, Journée du Club Optique et Micro-ondes(JCOM), Brest, France, 2019. – **Poster**

V. Billault, V. Crozatier, M. Schwarz, G. Feugnet, G. Baili et H. Guillet de Chatellus *Étude dynamique de cavité Talbot avec amplificateur optique à semi-conducteur*, Optique Toulouse, France, 2018. – **Poster**

V. Billault, V. Crozatier, M. Schwarz, G. Feugnet, G. Baili et H. Guillet de Chatellus, *Gigue temporelle intrinsèque des boucles à effet Talbot* Journée du Club Optique et Micro-ondes(JCOM), Toulouse, France, 2018. – **Poster**

V. Billault, V. Crozatier, M. Schwarz, G. Feugnet, G. Baili et H. Guillet de Chatellus *Laser à boucle Talbot régénératif* Journée du Club Optique et Micro-ondes(JCOM), Toulouse, France, 2018. – **Oral**

# Bibliographie

---

- [1] P. D. Hale et F. V. Kowalski, «Output characterization of a frequency shifted feedback laser: theory and experiment,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, n° 110, pp. 1845-1851, 1990.
- [2] L. Yatsenko, B. Shore et K. Bergmann, «Theory of a frequency-shifted feedback laser,» *Optics communications*, vol. 236, n° 11-3, pp. 183-202, 2004.
- [3] M. Stellpflug, G. Bonnet, B. Shore et K. Bergmann, «Dynamics of frequency shifted feedback lasers: simulation studies,» *Optics express*, vol. 11, n° 117, pp. 2060-2080, 2003.
- [4] L. Yatsenko, B. Shore et K. Bergmann, «Coherence in the output spectrum of frequency shifted feedback lasers,» *Optics Communications*, vol. 282, n° 12, pp. 300-309, 2009.
- [5] Y. Noblet, J. P. Toomey et D. M. Kane, «Dynamics of a semiconductor laser with frequency shifted feedback,» chez *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XXII*, 2014.
- [6] M. Cashen, V. Bretin et H. Metcalf, «Optical pumping in 4 He\* with frequency-shifted feedback amplification of light,» *JOSA B*, vol. 17, n° 14, pp. 530-533, 2000.
- [7] H. Guillet de Chatellus et J.-P. Pique, « $\lambda/2$  fringe-spacing interferometer,» *Optics letters*, vol. 34, n° 16, pp. 755-757, 2009.
- [8] K. Nakamura, T. Hara, M. Yoshida, T. Miyahara et H. Ito, «Optical frequency domain ranging by a frequency-shifted feedback laser,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, n° 13, pp. 305-316, 2000.
- [9] L. Yatsenko, B. Shore et K. Bergmann, «Ranging and interferometry with a frequency shifted feedback laser,» *Optics communications*, vol. 242, n° 14-6, pp. 581-598, 2004.
- [10] M. Yoshida, K. Nakamura et H. Ito, «A new method for measurement of group velocity dispersion of optical fibers by using a frequency-shifted feedback fiber laser,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, n° 13, pp. 227-229, 2001.
- [11] H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, W. Glastre, O. Jacquin et O. Hugon, «Theory of Talbot lasers,» *Physical Review A*, vol. 88, n° 13, p. 033828, 2013.
- [12] N. Kanagaraj, L. Djevarhidjian, V. Duran, C. Schnebelin et H. Guillet de Chatellus, «Optimization of acousto-optic optical frequency combs,» *Optics express*, vol. 27, n° 110, pp. 14842-14852, 2019.
- [13] V. Duran, C. Schnebelin et H. Guillet de Chatellus, «Coherent multi-heterodyne spectroscopy using acousto-optic frequency combs,» *Optics express*, vol. 26, n° 111, pp. 13800-13809, 2018.
- [14] J. Clement, C. Schnebelin, H. Guillet de Chatellus et C. R. Fernandez-Pousa, «Laser ranging using coherent pulse compression with frequency shifting loops,» *Optics express*, vol. 27, n° 19, pp.

12000-12010, 2019.

- [15] R. A. Minasian, «Photonic signal processing of microwave signals,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, n° 12, pp. 832-846, 2006.
- [16] J. Zhang, N. Chi, J. Yu, Y. Shao, J. Zhu, B. Huang et L. Tao, «Generation of coherent and frequency-lock multi-carriers using cascaded phase modulators and recirculating frequency shifter for Tb/s optical communication,» *Optics express*, vol. 19, n° 114, pp. 12891-12902, 2011.
- [17] H. Guillet de Chatellus, L. R. Cortes, C. Schnebelin, M. Burla et J. Azana, «Reconfigurable photonic generation of broadband chirped waveforms using a single CW laser and low-frequency electronics,» *Nature communications*, vol. 9, n° 11, p. 2438, 2018.
- [18] C. Schnébelin, J. Azana et H. Guillet de Chatellus, «Programmable broadband optical field spectral shaping with megahertz resolution using a simple frequency shifting loop,» *Nature communications*, vol. 10, n° 11, pp. 1-11, 2019.
- [19] H. Guillet de Chatellus, L. R. Cortes et J. Azana, «Optical real-time Fourier transformation with kilohertz resolutions,» *Optica*, vol. 3, n° 11, pp. 1-8, 2016.
- [20] H. Guillet de Chatellus, O. Jacquin, O. Hugon, W. Glastre, E. Lacot et J. Marklof, «Generation of ultrahigh and tunable repetition rates in CW injection-seeded frequency-shifted feedback lasers,» *Optics express*, vol. 21, n° 113, pp. 15065-15074, 2013.
- [21] J. Azana et H. Guillet de Chatellus, «Angular talbot effect,» *Physical Review Letters*, vol. 112, n° 121, p. 213902, 2014.
- [22] H. Yang, M. Brunel, M. Vallet, C. Zhao, H. Zhang et L. & Wang, «Temporal Talbot effect using an intensity-modulating frequency-shifting loop,» chez *SPIE Photonics Europe, 2020*, 2020.
- [23] D. Uttam et B. Culshaw, «Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using a frequency modulated continuous wave ranging technique,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 3, n° 15, pp. 971-977, 1985.
- [24] C. J. Karlsson et F. Olsson, «Linearization of the frequency sweep of a frequency-modulated continuous-wave semiconductor laser radar and the resulting ranging performance,» *Applied optics*, vol. 38, n° 115, pp. 3376-3386, 1999.
- [25] P. Feneyrou, L. Leviandier, J. Minet, G. Pillet, A. Martin, D. Dolfi, J.-P. Schlotterbeck, P. Rondeau, X. Lacondemine, A. Rieu et others, «Frequency-modulated multifunction lidar for anemometry, range finding, and velocimetry--1. Theory and signal processing,» *Applied optics*, vol. 56, n° 135, pp. 9663-9675, 2017.
- [26] C. Schnebelin, *Analyse et génération de signaux dans les boucles optiques à décalage de fréquence: analogie spatiale et nouveaux concepts d'auto-imagerie*, Thèse de doctorat. Grenoble Alpes, 2018.
- [27] C. Schnebelin et H. Guillet de Chatellus, «Agile photonic fractional Fourier transformation of optical and RF signals,» *Optica*, vol. 4, n° 18, pp. 907-910, 2017.

- [28] A. E. Siegman, *Lasers*, 1986.
- [29] K. Petermann, *Laser diode modulation and noise*, vol. 3, Springer Science & Business Media, 2012.
- [30] M. Birnbaum, T. Stocker et S. Welles, «Pulsed oscillations in ruby lasers,» *Proceedings of the IEEE*, vol. 51, n° 15, pp. 854-855, 1963.
- [31] W. Rapoport et C. P. Khattak, «Titanium sapphire laser characteristics,» *Applied optics*, vol. 27, n° 113, pp. 2677-2684, 1988.
- [32] T. M. Pollak, W. Wing, R. Grasso, E. Chicklis et H. Jenssen, «CW laser operation of Nd: YLF,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, n° 12, pp. 159-163, 1982.
- [33] W. Bames, R. Laming, E. Tarbox et P. Morkel, «Absorption and emission cross-section of Er<sup>3+</sup> doped silica fibers,» *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1004-1010, 1991.
- [34] C. R. Giles et E. Desurvire, «Modeling erbium-doped fiber amplifiers,» *Journal of lightwave technology*, vol. 9, n° 12, pp. 271-283, 1991.
- [35] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications*, 2002.
- [36] G. P. Agrawal et N. K. Dutta, *Semiconductor lasers*, Springer Science & Business Media, 2013.
- [37] R. Boula-Picard, M. Alouini, J. Lopez, N. Vodjdani et J.-C. Simon, «Impact of the gain saturation dynamics in semiconductor optical amplifiers on the characteristics of an analog optical link,» *Journal of lightwave technology*, vol. 23, n° 18, pp. 2420-2426, 2005.
- [38] P. Morel et A. Sharaiha, «Wideband time-domain transfer matrix model equivalent circuit for short pulse propagation in semiconductor optical amplifiers,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, n° 12, pp. 103-116, 2008.
- [39] P. P. Baveja, D. N. Maywar, A. M. Kaplan et G. P. Agrawal, «Self-phase modulation in semiconductor optical amplifiers: impact of amplified spontaneous emission,» *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 46, n° 19, pp. 1396-1403, 2010.
- [40] F. Girardin, G. Guekos et A. Houbavlis, «Gain recovery of bulk semiconductor optical amplifiers,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, n° 16, pp. 784-786, 1998.
- [41] H. Guillet de Chatellus et J.-P. Pique, «Statistical properties of frequency shifted feedback lasers,» *Optics Communications*, vol. 283, n° 11, pp. 71-77, 2010.
- [42] K. Minoshima et H. Matsumoto, «High-accuracy measurement of 240-m distance in an optical tunnel by use of a compact femtosecond laser,» *Applied Optics*, vol. 39, n° 130, pp. 5512-5517, 2000.
- [43] I. Coddington, W. C. Swann, L. Nenadovic et N. R. Newbury, «Rapid and precise absolute distance measurements at long range,» *Nature photonics*, vol. 3, n° 16, p. 351, 2009.
- [44] C. Tripon-Canseliet, M. Zegaoui, G. Jestin, C. Coinon, P. Berger, G. Baili, A. Descamps-Mandine, I. Maksimovic, D. Decoster, J. Hode et others, «High dynamic range single channel sampling of

- wideband RF signals using ultra-fast nanoscale photoconductive switching,» *Electronics Letters*, vol. 52, n° 13, pp. 237-239, 2015.
- [45] K. Ma, R. Urata, D. A. Miller et J. Harria, «Low-temperature growth of GaAs on Si used for ultrafast photoconductive switches,» *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 40, n° 16, pp. 800-804, 2004.
- [46] G. C. Valley, «Photonic analog-to-digital converters,» *Optics express*, vol. 15, n° 15, pp. 1955-1982, 2007.
- [47] W. G. Cady, «The piezo-electric resonator,» *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 10, n° 12, pp. 83-114, 1922.
- [48] E. Rubiola, *Phase and frequency stability in oscillator*, 2010.
- [49] B. Murmann, «The race for the extra decibel: A brief review of current ADC performance trajectories,» *IEEE Solid-State Circuits Magazine*, vol. 7, n° 13, pp. 58-66, 2015.
- [50] J. Kim, M. J. Park, M. H. Perrott et F. X. Kartner, «Photonic subsampling analog-to-digital conversion of microwave signals at 40-GHz with higher than 7-ENOB resolution,» *Optics Express*, vol. 16, n° 121, pp. 16509-16515, 2008.
- [51] B. Demoulin, *Fonctions aléatoires*, Ed. Techniques Ingénieur, 2014.
- [52] D. R. Hjelme et A. R. Mickelson, «Theory of timing jitter in actively mode-locked lasers,» *IEEE journal of Quantum Electronics*, vol. 28, n° 16, pp. 1594-1606, 1992.
- [53] D. Von der Linde, «Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers,» *Applied Physics B*, vol. 39, n° 14, pp. 201-217, 1986.
- [54] P. W. Juodawlkis, J. C. Twichell, G. E. Betts, J. J. Hargreaves, R. D. Younger, J. L. Wasserman, F. J. O'Donnell, K. G. Ray et R. C. Williamson, «Optically sampled analog-to-digital converters,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 49, n° 110, pp. 1840-1853, 2001.
- [55] J. J. McFerran, E. N. Ivanov, A. Bartels, G. Wilpers, C. W. Oates, S. A. Diddams et L. Hollberg, «Low-noise synthesis of microwave signals from an optical source,» *Electronics Letters*, vol. 41, n° 111, pp. 650-651, 2005.
- [56] K. Tamura, E. Ippen, H. Haus et L. Nelson, «77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser,» *Optics letters*, vol. 18, n° 113, pp. 1080-1082, 1993.
- [57] P. Grelu et N. Akhmediev, «Dissipative solitons for mode-locked lasers,» *Nature photonics*, vol. 6, n° 12, p. 84, 2012.
- [58] J. Kim et Y. Song, «Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications,» *Advances in Optics and Photonics*, vol. 8, n° 13, pp. 465-540, 2016.
- [59] N. R. Newbury et W. C. Swann, «Low-noise fiber-laser frequency combs,» *JOSA B*, vol. 24, n° 18, pp. 1756-1770, 2007.
- [60] D. J. Jones, K. W. Holman, M. Notcutt, J. Ye, J. Chandalia, L. A. Jiang, E. P. Ippen et H. Yokoyama,

- «Ultralow-jitter, 1550-nm mode-locked semiconductor laser synchronized to a visible optical frequency standard,» *Optics letters*, vol. 28, n° 110, pp. 813-815, 2003.
- [61] X. Xie, R. Bouchand, D. Nicolodi, M. Giunta, W. Hansel, M. Lezius, A. Joshi, S. Datta, C. Alexandre, M. Lours et others, «Photonic microwave signals with zeptosecond-level absolute timing noise,» *nature photonics*, vol. 11, n° 11, p. 44, 2017.
- [62] T. K. Kim, Y. Song, K. Jung, C. Kim, H. Kim, C. H. Nam et J. Kim, «Sub-100-as timing jitter optical pulse trains from mode-locked Er-fiber lasers,» *Optics letters*, vol. 36, n° 122, pp. 4443-4445, 2011.
- [63] J. Chen, J. W. Sickler, H. Byun, E. P. Ippen, S. Jiang et F. X. Kartner, «Fundamentally mode-locked 3 GHz femtosecond erbium fiber laser,» chez *Ultrafast Phenomena XVI*, Springer, 2009, pp. 732-734.
- [64] J. Qin, R. Dai, Y. Li, Y. Meng, Y. Xu, S. Zhu et F. Wang, «20 GHz actively mode-locked thulium fiber laser,» *Optics express*, vol. 26, n° 120, pp. 25769-25777, 2018.
- [65] M. Grein, L. Jiang, H. Haus, E. Ippen, C. McNeilage, J. Searls et R. Windeler, «Observation of quantum-limited timing jitter in an active, harmonically mode-locked fiber laser,» *Optics letters*, vol. 27, n° 111, pp. 957-959, 2002.
- [66] F. Quinlan, S. Gee, S. Ozharar et P. J. Delfyett, «Ultralow-jitter and-amplitude-noise semiconductor-based actively mode-locked laser,» *Optics letters*, vol. 31, n° 119, pp. 2870-2872, 2006.
- [67] I. Ozdur, M. Akbulut, N. Hoghooghi, D. Mandridis, S. Ozharar, F. Quinlan et P. J. Delfyett, «A Semiconductor-Based 10-GHz Optical Comb Source With Sub 3-fs Shot-Noise-Limited Timing Jitter and ~500-Hz Comb Linewidth,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, n° 16, pp. 431-433, 2010.
- [68] F. Quinlan, S. Ozharar, S. Gee et P. Delfyett, «Harmonically mode-locked semiconductor-based lasers as high repetition rate ultralow noise pulse train and optical frequency comb sources,» *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11, n° 110, p. 103001, 2009.
- [69] H. Guillet de Chatellus, L. R. Cortes et J. Azana, «Arbitrary energy-preserving control of the line spacing of an optical frequency comb over six orders of magnitude through self-imaging,» *Optics express*, vol. 26, n° 116, pp. 21069-21085, 2018.
- [70] F. L. Walls et E. S. Ferre-Pikal, «Measurement of frequency, phase noise and amplitude noise,» *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*, 2001.
- [71] F. Kowalski, J. Squier et J. Pinckney, «Pulse generation with an acousto-optic frequency shifter in a passive cavity,» *Applied physics letters*, vol. 50, n° 112, pp. 711-713, 1987.
- [72] M. Phillips, G. Liang et J. Barr, «Frequency comb generation and pulsed operation in a Nd: YLF laser with frequency-shifted feedback,» *Optics communications*, vol. 100, n° 15-6, pp. 473-478, 1993.
- [73] D. B. Sullivan, D. W. Allan, D. A. Howe et F. L. Walls, Characterization of clocks and oscillators,

National Institute of Standards and Technology Technical Note, 1990.

- [74] T. Schibli, J. Kim, O. Kuzucu, J. Gopinath, S. Tandon, G. Petrich, L. Kolodziejski, J. Fujimoto, E. Ippen et F. Kaertner, «Attosecond active synchronization of passively mode-locked lasers by balanced cross correlation,» *Optics Letters*, vol. 28, n° 111, pp. 947-949, 2003.
- [75] E. Salik, N. Yu, L. Maleki et E. Rubiola, «Dual photonic-delay line cross correlation method for phase noise measurement,» chez *Proceedings of the 2004 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, 2004.
- [76] U. L. Rohde, A. K. Poddar, E. Rubiola et M. A. Silaghi, «Frequency signal source's PN (phase noise) measurements: Challenges and uncertainty,» chez *2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum*, 2015.
- [77] X. Xie, R. Bouchand, D. Nicolodi, M. Lours, C. Alexandre et Y. Le Coq, «Phase noise characterization of sub-hertz linewidth lasers via digital cross correlation,» *Optics letters*, vol. 42, n° 17, pp. 1217-1220, 2017.
- [78] O. Llopis, P.-H. Merrer, H. Brahim, K. Saleh et P. Lacroix, «Phase noise measurement of a narrow linewidth CW laser using delay line approaches,» *Optics letters*, vol. 36, n° 114, pp. 2713-2715, 2011.
- [79] D. Xu, F. Yang, D. Chen, F. Wei, H. Cai, Z. Fang et R. Qu, «Laser phase and frequency noise measurement by Michelson interferometer composed of a 3x3 optical fiber coupler,» *Optics express*, vol. 23, n° 117, pp. 22386-22393, 2015.
- [80] F. Vernotte, «Stabilité temporelle et fréquentielle des oscillateurs: modeles,» *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, n° 1R680, 2006.
- [81] S. Ezekiel et S. Balsamo, «Passive ring resonator laser gyroscope,» *Applied Physics Letters*, vol. 30, n° 19, pp. 478-480, 1977.
- [82] J. Helmcke, S. Lee et J. L. Hall, «Dye laser spectrometer for ultrahigh spectral resolution: design and performance,» *Applied optics*, vol. 21, n° 19, pp. 1686-1694, 1982.
- [83] T. Hansch et B. Couillaud, «Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity,» *Optics communications*, vol. 35, n° 13, pp. 441-444, 1980.
- [84] E. D. Black, «An introduction to Pound--Drever--Hall laser frequency stabilization,» *American journal of physics*, vol. 69, n° 11, pp. 79-87, 2001.
- [85] A. Ravaille, G. Feugnet, B. Debord, F. Gérôme, F. Benabid et F. Bretenaker, «Rotation measurements using a resonant fiber optic gyroscope based on Kagome fiber,» *Applied optics*, vol. 58, n° 19, pp. 2198-2204, 2019.
- [86] H. A. Haus, «Mode-locking of lasers,» *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, n° 16, pp. 1173-1185, 2000.
- [87] D. M. Baney, P. Gallion et R. S. Tucker, «Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers,» *Optical fiber technology*, vol. 6, n° 12, pp. 122-154, 2000.

- [88] T. Akiyama, M. Ekawa, M. Sugawara, K. Kawaguchi, H. Sudo, A. Kuramata, H. Ebe et Y. Arakawa, «An ultrawide-band semiconductor optical amplifier having an extremely high penalty-free output power of 23 dBm achieved with quantum dots,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, n° 18, pp. 1614-1616, 2005.
- [89] T. Saitoh et T. Mukai, «Recent progress in semiconductor laser amplifiers,» *Journal of lightwave technology*, vol. 6, n° 111, pp. 1656-1664, 1988.
- [90] «<https://www.thorlabs.com/>,» [En ligne].
- [91] H. Chung, M. Lee, D. Lee, N. Park et D. DiGiovanni, «Low noise, high efficiency L-band EDFA with 980 nm pumping,» *Electronics letters*, vol. 35, n° 113, pp. 1099-1100, 1999.
- [92] A. Naji, B. A. Hamida, X. Cheng, M. A. Mahdi, S. Harun, S. Khan, W. Al-Khateeb, A. Zaidan, B. Zaidan et H. Ahmad, «Review of erbium-doped fiber amplifier,» *International Journal of the Physical Sciences*, vol. 6, n° 120, pp. 4674-4689, 2011.
- [93] «<https://innolume.com/>,» [En ligne].
- [94] A. Borghesani, N. Fensom, A. Scott, G. Crow, L. Johnston, J. King, L. Rivers, S. Cole, S. Perrin, D. Scrase et others, «High saturation power (> 16.5 dBm) and low noise figure (< 6dB) semiconductor optical amplifier for C-band operation,» chez *Optical Fiber Communication Conference*, 2003.
- [95] A. Khilo, S. J. Spector, M. E. Grein, A. H. Nejadmalayeri, C. W. Holzwarth, M. Y. Sander, M. S. Dahlem, M. Y. Peng, M. W. Geis, N. A. DiLello et others, «Photonic ADC: overcoming the bottleneck of electronic jitter,» *Optics Express*, vol. 20, n° 14, pp. 4454-4469, 2012.
- [96] X. S. Yao et L. Maleki, «Dual microwave and optical oscillator,» *Optics Letters*, vol. 22, n° 124, pp. 1867-1869, 1997.
- [97] X. S. Yao, L. Davis et L. Maleki, «Coupled optoelectronic oscillators for generating both RF signal and optical pulses,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, n° 11, pp. 73-78, 2000.
- [98] D. Eliyahu et L. Maleki, «Modulation response (S21) of the coupled opto-electronic oscillator,» chez *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, 2005.
- [99] N. Yu, E. Salik, M. Tu et L. Maleki, «Frequency stabilization of the coupled opto-electronic oscillator,» chez *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, 2005.
- [100] O. Lelievre, V. Crozatier, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, L. Morvan, F. Goldfarb, F. Bretenaker et O. Llopis, «In-situ dispersion measurement of a coupled optoelectronic oscillator,» chez *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, 2017.
- [101] T. Ikegami et Y. Suematsu, «Resonance-like characteristics of the direct modulation of a junction laser,» *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, n° 11, pp. 122-123, 1967.

- [102] K. Lau et A. Yariv, «Ultra-high speed semiconductor lasers,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, n° 12, pp. 121-138, 1985.
- [103] K. Noguchi, O. Mitomi et H. Miyazawa, «Millimeter-wave Ti: LiNbO<sub>3</sub>/optical modulators,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, n° 14, pp. 615-619, 1998.
- [104] M. Sellahi, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes et A. Garnache, «Highly coherent modeless broadband semiconductor laser,» *Optics letters*, vol. 40, n° 118, pp. 4301-4304, 2015.
- [105] D. Lesson, «A simple model of feedback oscillator noise spectrum,» *proc. IEEE*, vol. 54, n° 12, pp. 329-330, 1966.
- [106] O. Lelievre, V. Crozatier, P. Berger, G. Baili, O. Llopis, D. Dolfi, P. Nouchi, F. Goldfarb, F. Bretenaker, L. Morvan et others, «A model for designing ultralow noise single-and dual-loop 10-GHz optoelectronic oscillators,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, n° 120, pp. 4366-4374, 2017.
- [107] X. S. Yao et L. Maleki, «Converting light into spectrally pure microwave oscillation,» *Optics Letters*, vol. 21, n° 17, pp. 483-485, 1996.
- [108] S. Romisch, J. Kitching, E. Ferre-Pikal, L. Hollberg et F. L. Walls, «Performance evaluation of an optoelectronic oscillator,» *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 47, n° 15, pp. 1159-1165, 2000.
- [109] R. Khayatzadeh, V. Auroux, G. Bailly, A. Fernandez et O. Llopis, «Phase noise study based on transfer function in coupled optoelectronic oscillators,» chez *2017 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, 2017.
- [110] D. McCumber, «Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators. I,» *Physical Review*, vol. 141, n° 11, p. 306, 1966.
- [111] K. Volyanskiy, Y. K. Chembo, L. Larger et E. Rubiola, «Contribution of laser frequency and power fluctuations to the microwave phase noise of optoelectronic oscillators,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, n° 118, pp. 2730-2735, 2010.
- [112] G. Baili, *Contribution à la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars*, Thèse de doctorat. Université Paris XI Orsay, 2008.
- [113] V. J. Urick, M. E. Godinez, P. S. Devgan, J. D. McKinney et F. Bucholtz, «Analysis of an analog fiber-optic link employing a low-biased Mach-Zehnder modulator followed by an erbium-doped fiber amplifier,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, n° 112, pp. 2013-2019, 2009.
- [114] M. S. Islam, T. Chau, S. Mathai, T. Itoh, M. C. Wu, D. L. Sivco et A. Y. Cho, «Distributed balanced photodetectors for broad-band noise suppression,» *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 47, n° 17, pp. 1282-1288, 1999.
- [115] D. Eliyahu, D. Seidel et L. Maleki, «RF amplitude and phase-noise reduction of an optical link and an opto-electronic oscillator,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, n° 12, pp. 449-456, 2008.

- [116] E. Salik, N. Yu et L. Maleki, «An ultralow phase noise coupled optoelectronic oscillator,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, n° 16, pp. 444-446, 2007.
- [117] O. Lelievre, V. Crozatier, G. Baili, P. Nouchi, D. Dolfi, L. Morvan, F. Goldfarb, F. Bretenaker et O. Llopis, «Experimental design of a low phase noise coupled optoelectronic oscillator at 10 GHz,» chez *2017 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, 2017.
- [118] A. B. Matsko, D. Eliyahu et L. Maleki, «Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator II: phase noise,» *JOSA B*, vol. 30, n° 112, pp. 3316-3323, 2013.
- [119] B. Behroozpour, P. A. Sandborn, M. C. Wu et B. E. Boser, «Lidar system architectures and circuits,» *IEEE Communications Magazine*, vol. 55, n° 110, pp. 135-142, 2017.
- [120] T.-A. Liu, N. R. Newbury et I. Coddington, «Sub-micron absolute distance measurements in sub-millisecond times with dual free-running femtosecond Er fiber-lasers,» *Optics Express*, vol. 19, n° 119, pp. 18501-18509, 2011.
- [121] C. Weimann, A. Messner, T. Baumgartner, S. Wolf, F. Hoeller, W. Freude et C. Koos, «Fast high-precision distance metrology using a pair of modulator-generated dual-color frequency combs,» *Optics express*, vol. 26, n° 126, pp. 34305-34335, 2018.
- [122] G. W. Kattawar et G. N. Plass, «Time of flight lidar measurements as an ocean probe,» *Applied optics*, vol. 11, n° 13, pp. 662-666, 1972.
- [123] R. Rohrschneider, J. Masciarelli, K. L. Miller et C. Weimer, «An overview of ball flash LiDAR and related technology development,» chez *AIAA Guidance, Navigation, and Control (GNC) Conference*, 2013.
- [124] M. Q. Nguyen, P. M. Atkinson et H. G. Lewis, «Superresolution mapping using a Hopfield neural network with LIDAR data,» *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, vol. 2, n° 13, pp. 366-370, 2005.
- [125] X. Lu, Y. Hu, C. Trepte et Z. Liu, «A super-resolution laser altimetry concept,» *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, vol. 11, n° 11, pp. 298-302, 2013.
- [126] A. Bulyshev, F. Amzajerian, E. Roback et R. Reisse, «A super-resolution algorithm for enhancement of flash lidar data: flight test results,» chez *Computational Imaging XII*, 2014.
- [127] J. D. Klett, «Stable analytical inversion solution for processing lidar returns,» *Applied optics*, vol. 20, n° 12, pp. 211-220, 1981.
- [128] E. P. Baltsavias, «Airborne laser scanning: basic relations and formulas,» *ISPRS Journal of photogrammetry and remote sensing*, vol. 54, n° 12-3, pp. 199-214, 1999.
- [129] I. S. IEC, 60825-1., *Safety of Laser Products-Part 1: Equipment Classification and Requirements*;
- [130] S. Royo et M. Ballesta-Garcia, «An Overview of Lidar Imaging Systems for Autonomous Vehicles,» *Applied Sciences*, vol. 9, n° 119, p. 4093, 2019.
- [131] J. L. Bufton, J. B. Garvin, J. F. Cavanaugh, L. A. Ramos-Izquierdo, T. D. Clem et W. B. Krabill, «Airborne lidar for profiling of surface topography,» *Optical Engineering*, vol. 30, n° 11, pp. 72-

79, 1991.

- [132] J. Liu, Q. Sun, Z. Fan et Y. Jia, «TOF Lidar development in autonomous vehicle,» chez *2018 IEEE 3rd Optoelectronics Global Conference (OGC)*, 2018.
- [133] J. B. Abshire, H. Riris, G. R. Allan, C. J. Weaver, J. Mao, X. Sun, W. E. Hasselbrack, S. R. Kawa et S. Biraud, «Pulsed airborne lidar measurements of atmospheric CO<sub>2</sub> column absorption,» *Tellus B: Chemical and Physical Meteorology*, vol. 62, n° 15, pp. 770-783, 2010.
- [134] M. D. Adams, «Lidar design, use, and calibration concepts for correct environmental detection,» *IEEE Transactions on Robotics and Automation*, vol. 16, n° 16, pp. 753-761, 2000.
- [135] S. Foix, G. Alenya et C. Torras, «Lock-in time-of-flight (ToF) cameras: A survey,» *IEEE Sensors Journal*, vol. 11, n° 19, pp. 1917-1926, 2011.
- [136] R. Agishev, B. Gross, F. Moshary, A. Gilerson et S. Ahmed, «Range-resolved pulsed and CWFM lidars: potential capabilities comparison,» *Applied Physics B*, vol. 85, n° 11, pp. 149-162, 2006.
- [137] W. Zou, S. Yang, X. Long et J. Chen, «Optical pulse compression reflectometry: proposal and proof-of-concept experiment,» *Optics express*, vol. 23, n° 11, pp. 512-522, 2015.
- [138] D. Grodensky, *Laser Ranging Using Incoherent Pulse Compression Techniques*, RAMAT-GAN: Bar-Ilan University, 2014.
- [139] R. E. Ziemer et W. H. Tranter, *Principles of communications*, John Wiley & Sons, 2014.
- [140] D. K. Barton, *Radar system analysis and modeling*, Norwood: Artech House, 2005.
- [141] S. Gao et R. Hui, «Frequency-modulated continuous-wave lidar using I/Q modulator for simplified heterodyne detection,» *Optics Letters*, vol. 37, n° 111, pp. 2022-2024, 2012.
- [142] L. Ménager, L. Cabaret, I. Lorgeré et J.-L. Le Gouët, «Diode laser extended cavity for broad-range fast ramping,» *Optics letters*, vol. 25, n° 117, pp. 1246-1248, 2000.
- [143] M. U. Piracha, D. Nguyen, D. Mandridis, T. Yilmaz, I. Ozdur, S. Ozharar et P. J. Delfyett, «Range resolved lidar for long distance ranging with sub-millimeter resolution,» *Optics express*, vol. 18, n° 17, pp. 7184-7189, 2010.
- [144] M. U. Piracha, D. Nguyen, I. Ozdur et P. J. Delfyett, «Simultaneous ranging and velocimetry of fast moving targets using oppositely chirped pulses from a mode-locked laser,» *Optics express*, vol. 19, n° 112, pp. 11213-11219, 2011.
- [145] R. Torun, M. M. Bayer, I. U. Zaman, J. E. Velazco et O. Boyraz, «Realization of Multitone Continuous Wave Lidar,» *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, n° 14, pp. 1-10, 2019.
- [146] X. Wu, W. Liu, L. Zhao et J. S. Fu, «Chaotic phase code for radar pulse compression,» chez *Proceedings of the 2001 IEEE Radar Conference (Cat. No. 01CH37200)*, 2001.
- [147] M. Sachidananda et D. S. Zrnic, «Systematic phase codes for resolving range overlaid signals in a Doppler weather radar,» *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 16, n° 110, pp. 1351-1363, 1999.

- [148] F.-Y. Lin et J.-M. Liu, «Chaotic lidar,» *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 10, n° 15, pp. 991-997, 2004.
- [149] X. Ai, R. Nock, J. G. Rarity et N. Dahnoun, «High-resolution random-modulation cw lidar,» *Applied optics*, vol. 50, n° 122, pp. 4478-4488, 2011.
- [150] J. Soba, A. Munir et A. B. Suksmono, «Barker code radar simulation for target range detection using software defined radio,» chez *2013 International Conference on Information Technology and Electrical Engineering (ICITEE)*, 2013.
- [151] R. Frank, «Polyphase codes with good nonperiodic correlation properties,» *IEEE Transactions on Information Theory*, vol. 9, n° 11, pp. 43-45, 1963.
- [152] M. Golay, «Complementary series,» *IRE Transactions on Information Theory*, vol. 7, n° 12, pp. 82-87, 1961.
- [153] C. R. Fernandez-Pousa, «Perfect phase-coded pulse trains generated by Talbot effect,» *Applied Mathematics and Nonlinear Sciences*, vol. 3, n° 11, pp. 23-32, 2018.
- [154] X.-Z. Li et J. Azana, «On mode-spacing division of a frequency comb by temporal phase modulation,» *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 25, n° 14, pp. 1-10, 2018.
- [155] N. Bilaniuk, «Optical microphone transduction techniques,» *Applied acoustics*, vol. 50, n° 11, pp. 35-63, 1997.
- [156] T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. H. Sigel, J. H. Cole, S. C. Rashleigh et R. G. Priest, «Optical fiber sensor technology,» *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 30, n° 14, pp. 472-511, 1982.
- [157] B. Gholamzadeh et H. Nabovati, «Fiber optic sensors,» *World Academy of Science, Engineering and Technology*, vol. 42, n° 13, pp. 335-340, 2008.
- [158] A. Barrias, J. R. Casas et S. Villalba, «A review of distributed optical fiber sensors for civil engineering applications,» *Sensors*, vol. 16, n° 15, p. 748, 2016.
- [159] M. Yu et B. Balachandran, «Acoustic measurements using a fiber optic sensor system,» *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, vol. 14, n° 17, pp. 409-414, 2003.
- [160] Y.-J. Rao, «Fiber Bragg grating sensors: principles and applications,» chez *Optical fiber sensor technology*, Springer, 1998, pp. 355-379.
- [161] P. Leclerc, J.-P. Huignard, M. Papuchon et C. Puech, *Monomodal optical fibre hydrophone operating by the elastooptical effect*, Google Patents, 1982.
- [162] A. Peigne, U. Bortolozzo, S. Residori, S. Molin, V. Billault, P. Nouchi, D. Dolfi et J.-P. Huignard, «Adaptive interferometry for high-sensitivity optical fiber sensing,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, n° 119, pp. 4603-4609, 2016.
- [163] G. Fang, T. Xu, S. Feng et F. Li, «Phase-sensitive optical time domain reflectometer based on phase-generated carrier algorithm,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, n° 113, pp. 2811-

2816, 2015.

- [164] G. A. Cranch et P. J. Nash, «Large-scale multiplexing of interferometric fiber-optic sensors using TDM and DWDM,» *Journal of lightwave technology*, vol. 19, n° 15, pp. 687-699, 2001.
- [165] G. A. Cranch, P. J. Nash et C. K. Kirkendall, «Large-scale remotely interrogated arrays of fiber-optic interferometric sensors for underwater acoustic applications,» *IEEE Sensors Journal*, vol. 3, n° 11, pp. 19-30, 2003.
- [166] M. Wu, X. Fan, Q. Liu et Z. He, «Quasi-distributed fiber-optic acoustic sensing system based on pulse compression technique and phase-noise compensation,» *Optics Letters*, vol. 44, n° 124, pp. 5969-5972, 2019.
- [167] V. Duran, L. Djevarhidjian et H. Guillet de Chatellus, «Bidirectional frequency-shifting loop for dual-comb spectroscopy,» *Optics letters*, vol. 44, n° 115, pp. 3789-3792, 2019.
- [168] F. Rana, H. L. Lee, R. J. Ram, M. E. Grein, L. A. Jiang, E. P. Ippen et H. A. Haus, «Characterization of the noise and correlations in harmonically mode-locked lasers,» *JOSA B*, vol. 19, n° 111, pp. 2609-2621, 2002.
- [169] J. R. Tredicce, F. T. Arecchi, G. L. Lippi et G. P. Puccioni, «Instabilities in lasers with an injected signal,» *JOSA B*, vol. 2, n° 11, pp. 173-183, 1985.
- [170] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi et I. Sagnes, «Experimental investigation and analytical modeling of excess intensity noise in semiconductor class-A lasers,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, n° 18, pp. 952-961, 2008.
- [171] R. S. Tucker, «High-speed modulation of semiconductor lasers,» *IEEE transactions on electron devices*, vol. 32, n° 112, pp. 2572-2584, 1985.
- [172] J. E. Bowers, P. A. Morton, A. Mar et S. W. Corzine, «Actively mode-locked semiconductor lasers,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, n° 16, pp. 1426-1439, 1989.
- [173] D. Kuizenga et A. Siegman, «FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, n° 111, pp. 694-708, 1970.
- [174] K. Zhou, D. Zhou, F. Dong et N. Q. Ngo, «Room-temperature multiwavelength erbium-doped fiber ring laser employing sinusoidal phase-modulation feedback,» *Optics letters*, vol. 28, n° 111, pp. 893-895, 2003.
- [175] S. Gee, S. Ozharar, J. Plant, P. Juodawlkis et P. Delfyett, «Intracavity dispersion effect on timing jitter of ultralow noise mode-locked semiconductor based external-cavity laser,» *Optics letters*, vol. 34, n° 13, pp. 238-240, 2009.
- [176] N. Onodera, «Supermode beat suppression in harmonically mode-locked erbium-doped fibre ring lasers with composite cavity structure,» *Electronics Letters*, vol. 33, n° 111, pp. 962-963, 1997.
- [177] F. J. Quinlan, *Low Noise, High Repetition Rate Semiconductor Based Mode Locked Lasers for Signal Processing and Coherent Communications, Phd Thesis*, PhD thesis. University of Central

Florida, 2008.

- [178] T. Yilmaz, C. DePriest, P. Delfyett, S. Etemad, A. Braun et J. Abeles, «Supermode suppression to below-130 dBc/Hz in a 10 GHz harmonically mode-locked external sigma cavity semiconductor laser,» *Optics express*, vol. 11, n° 19, pp. 1090-1095, 2003.
- [179] F. Quinlan, S. Gee, S. Ozharar et P. Delfyett, «Greater than 20-dB supermode noise suppression and timing jitter reduction via CW injection of a harmonically mode-locked laser,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, n° 116, pp. 1221-1223, 2007.
- [180] G. P. Agrawal et N. A. Olsson, «Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,» *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 25, n° 111, pp. 2297-2306, 1989.
- [181] A. Braun, V. Khalfin, M. Kwakernaak, W. Reichert, L. DiMarco, Z. Shellenbarger, C. DePriest, T. Yilmaz, P. Delfyett et J. Abeles, «Universality of mode-locked jitter performance,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, n° 18, pp. 1058-1060, 2002.
- [182] G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi et F. Bretenaker, «Broad-bandwidth shot-noise-limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber-based ring laser,» *Optics letters*, vol. 31, n° 11, pp. 62-64, 2006.
- [183] J. Geng et S. Jiang, «Pump-to-Stokes transfer of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers,» chez *OFC/NFOEC 2007-2007 Conference on Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference*, 2007.
- [184] A. McCoy, L. Fu, M. Ibsen, B. Thomsen et D. Richardson, «Intensity noise suppression in fibre DFB laser using gain saturated SOA,» *Electronics Letters*, vol. 40, n° 12, pp. 107-109, 2004.
- [185] K. Haneda, M. Yoshida, M. Nakazawa, H. Yokoyama et Y. Ogawa, «Linewidth and relative intensity noise measurements of longitudinal modes in ultrahigh-speed mode-locked laser diodes,» *Optics letters*, vol. 30, n° 19, pp. 1000-1002, 2005.
- [186] C. Wu et N. K. Dutta, «High-repetition-rate optical pulse generation using a rational harmonic mode-locked fiber laser,» *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 36, n° 12, pp. 145-150, 2000.
- [187] S. Ozharar, S. Gee, F. Quinlan, S. Lee et P. J. Delfyett, «Pulse-amplitude equalization by negative impulse modulation for rational harmonic mode locking,» *Optics letters*, vol. 31, n° 119, pp. 2924-2926, 2006.
- [188] M.-Y. Jeon, H. K. Lee, J. T. Ahn, K. H. Kim, D. S. Lim et E.-H. Lee, «Pulse-amplitude-equalized output from a rational harmonic mode-locked fiber laser,» *Optics letters*, vol. 23, n° 111, pp. 855-857, 1998.

## **Dynamique et applications des boucles optiques à décalage de fréquence pour l'optique hyperfréquence et la métrologie.**

**Résumé.** Depuis une dizaine d'années, les boucles à décalage de fréquence ont montré des performances inédites dans le domaine de la photonique microonde. La compréhension fine de ces architectures particulières représente une étape essentielle à leur optimisation selon les applications visées. Les objectifs de cette thèse sont d'apporter une description dynamique des boucles à décalage de fréquence, et d'étudier en profondeur leur utilisation dans deux cas concrets d'applications : la génération d'impulsions à haute cadence de répétition et à bas bruit de phase, et la génération d'impulsions à modulation linéaire de fréquence de large couverture spectrale.

Nous avons étudié théoriquement et expérimentalement la formation du peigne de fréquences dans le régime transitoire des boucles à décalage de fréquence, ainsi que la stabilité du train d'impulsions émis par la boucle en régime stationnaire. La compréhension des mécanismes et phénomènes mis en jeu à travers deux modèles basés respectivement sur les équations couplées du laser et sur la fonction de transfert de bruit de la boucle à décalage de fréquence, nous ont permis de proposer des solutions pour optimiser l'architecture de boucle à décalage de fréquence.

Nous avons enfin proposé deux applications pour lesquelles nous avons montré les avantages de l'utilisation de boucles à décalage de fréquence : l'échantillonnage de signaux radiofréquence à large bande instantanée assisté optiquement, et la métrologie optique (télémétrie, capteurs à fibre optique).

**Mots-clés.** Optique hyperfréquence, boucle à décalage de fréquence, peigne de fréquences, échantillonnage assisté optiquement, métrologie optique, amplificateur optique.

---

## **Dynamics and applications of optical frequency shifting loops for microwave photonics and metrology.**

**Abstract.** Over the past decades, frequency shifting loops have shown unprecedented performances in the field of microwave photonics. A detailed understanding of the particular architectures represents an essential step in their optimization regarding the targeted applications. The objectives of this thesis are to provide a dynamic description of frequency shifting loops, and to study in depth their use in two concrete cases of applications: the generation of pulses with high repetition rate and low phase noise, and the generation of chirps with large bandwidth.

We have studied theoretically and experimentally the formation of the frequency comb in the transient regime of frequency shifting loops, as well as the stability of the pulse train emitted by the loop in the stationary state. Understanding the phenomena and mechanisms involved in the two models developed based respectively on the rate equation of the laser and the noise transfer function of the loop, allow us to propose different solutions to optimize the architecture of frequency shifting loops.

Eventually, we have proposed two applications for which we have shown the advantages of frequency shifting loops: optically-assisted sampling of wideband radiofrequency signals, as well as optical metrology such as telemetry or optical sensors.

**Key words.** Microwave photonics, frequency shifting loops, frequency combs, optically-assisted sampling, optical metrology, optical amplifier.