



**HAL**  
open science

# Lasers auto-impulsionnels à semi-conducteurs : Applications aux Télécommunications Optiques et à la Métrologie des Fréquences

Vincent Roncin

► **To cite this version:**

Vincent Roncin. Lasers auto-impulsionnels à semi-conducteurs: Applications aux Télécommunications Optiques et à la Métrologie des Fréquences. Physique [physics]. Université Paris 13, 2019. tel-02284363

**HAL Id: tel-02284363**

**<https://hal.science/tel-02284363>**

Submitted on 11 Sep 2019

**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.

## Université Paris 13

### Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

Discipline : Sciences

# Lasers auto-impulsionnels à semi-conducteurs : Applications aux Télécommunications Optiques et à la Métrologie des Fréquences

Mémoire de recherches présenté par

Vincent RONCIN

Le 28/06/2019 devant le jury composé de :

M.	Azzedine Boudrioua	Pr. Université Paris 13	Rapporteur
M.	Guang-Hua Duan	General Manager à 3SP Technologies	Invité
M.	Frédéric Du Burck	Pr. Université Paris 13	Examinateur
M.	Patrice Féron	Pr. ENSSAT / Univ. Rennes 1	Rapporteur
M.	Frédéric Grillot	Pr. Telecom Paris Tech	Rapporteur
Mme	Delphine Marris-Morini	Pr. Univ. Paris Sud / Univ. Parsi-Saclay	Examinatrice



## Remerciements

*« La connaissance s'acquiert par l'expérience, tout le reste n'est que de l'information »*

**Albert Einstein**

Une reconversion thématique n'est jamais simple en recherche, une nouvelle Université, un nouveau laboratoire, une culture scientifique différente, des nouveaux collègues...

Après avoir passé 9 années sur des projets d'ingénierie dans le contexte des télécommunications optiques, je suis arrivé en 2009 au laboratoire de physique des lasers pour travailler sur des sujets plus fondamentaux comme la métrologie et la physique moléculaire. J'avais tout à apprendre, le contexte scientifique était radicalement différent de celui que j'avais connu jusqu'ici. La science n'était plus la même alors que la physique restait immuable. Les références scientifiques étaient plus fondamentales, le vocabulaire et les concepts étaient plus académiques. Je ne côtoyais plus des ingénieurs mais des chercheurs. J'ai dû réapprendre, reprendre confiance dans ma capacité de compréhension et d'analyse... pour acquérir une nouvelle autonomie.

Aujourd'hui je pense avoir réussi ma reconversion. J'ai initié une nouvelle activité au LPL, dans l'équipe Métrologie Molécules et tests fondamentaux. Cette activité est originale puisqu'elle repose sur des connaissances et un savoir-faire emprunté à des univers différents qui n'ont, et je m'en suis vraiment rendu compte, que peu de chose en commun à part une envie de progresser chacun dans son domaine de prédilection.

Pour réussir j'ai dû faire preuve d'abnégation, de persévérance et d'opiniâtreté mais surtout, je me suis appuyé sur des personnes qui ont bien voulu me transmettre et m'apprendre leurs connaissances avec bienveillance. Toutes m'ont apportées une sorte de rigueur qui m'a parfois fait défaut, rigueur compensée au quotidien par une sincérité scientifique sensible.

Je tiens donc à remercier en premier lieu Frédéric Du Burck, Pascal Besnard et Michel Joindot de m'avoir soutenu et enrichi de leurs connaissances et de leur humanité. Je tiens aussi à remercier sincèrement les personnels techniques et administratifs de l'ENSSAT à Lannion et du LPL à Villetaneuse pour m'avoir ouvert les portes de leurs ateliers, de leurs bureaux, de leurs armoires, leurs tiroirs... et m'avoir donné leurs petits secrets, leurs savoir-faire techniques, leurs patiences et leur joie de vivre. Je pense à Danielle, Henry, Catherine côté ENSSAT et à Carole, Maryse, Haniff et Fabrice côté LPL.

Je remercie également Jean-Claude Simon et Anne Amy Klein qui ont dû parfois être déroutés par mon approche « artistique » de la science mais qui au final je pense, m'ont accordé leur confiance.

Je remercie Sylvain et Min qui ont et seront toujours mes « amis » au travail.

Je remercie les étudiants stagiaires et les doctorants... en premier lieu Nguyêt, Amine et Karim pour leur enthousiasme pendant ces longues heures passées dans les salles de manip.

Je remercie évidemment tous les collègues du LPL et de l'IUT de Villetaneuse, en particulier ceux de l'équipe MMT et du département GEII... mes deux équipes qui ont chacune à leur manière, contribué à mon équilibre et mon enthousiasme pendant les neuf dernières années à Paris 13.

Je remercie Patrice Berthaud pour avoir eu le bon goût de me recruter à l'IUT.

Et comme je ne mélange que rarement vie professionnelle et vie personnelle, je remercierai simplement ma famille, mes parents, Capucine et Léonard et aujourd'hui Stéphanie pour m'avoir soutenu pendant toutes ces longues années.

Enfin je remercie sincèrement les rapporteurs du manuscrit d'habilitation : Messieurs Azzedine BOUDRIOUA (Professeur au LPL), Frédéric GRILLOT (Professeur à Télécom Paris Tech.) et Patrice FERON (Professeur à l'Institut FOTON).

Ainsi que les membres du jury : Delphine Marris-Morini (Professeure au C2N), Guang-Hua Duan (General Manager à 3SP Technologies aujourd'hui mais initiateur du projet ROTOR et artisan des composants MLLD étudiés dans ce rapport d'HDR) et Frédéric Du Burck (Professeur au LPL et « parrain » de mon HDR).

Tous ont manifesté un intérêt sincère à mon travail et j'espère qu'ils continueront à suivre mes travaux dans les années à venir.

## Table des matières

Remerciements.....	3
Table des matières .....	5
Table des Illustrations .....	7
Curriculum Vitae.....	9
Publications et Communications depuis 2004 (après la thèse) .....	16
Synthèse d'activité scientifique .....	27
Introduction .....	27
<b>Chapitre 1 : Fonctions optiques pour les télécommunications optiques à très haut débits .....</b>	<b>29</b>
1.1 Le Projet ANR-ROTOR (2004-2008) .....	29
1.2 Le Projet Région Bretagne-DISTO (2006-2009) .....	43
1.3 Conclusion du Chapitre .....	47
<b>Chapitre 2 : Amplification Brillouin dans les liens optiques métrologiques</b>	<b>49</b>
1.1 Introduction.....	49
1.2 Problématique de l'amplification optique sur les liens fibrés.....	52
1.3 Etude de l'amplification Brillouin pour les liens métrologiques fibrés .....	56
1.4 Comparaison amplification Brillouin / EDFA .....	58
1.5 Conclusion : Proposition d'une solution mixte pour le lien .....	60
<b>Chapitre 3 : Stabilisation de peignes de fréquences compacts .....</b>	<b>61</b>
1.1 Le Projet SPIRAL / Labex First-TF (2014-2018) .....	61
1.2 Les références de fréquence .....	62
1.3 Les cavités de transfert.....	65
1.4 La stabilisation du peigne de fréquences par injection optique .....	71
1.5 Conclusion et améliorations envisagées .....	74

<b>Conclusion générale.....</b>	<b>77</b>
<b>Perspectives de recherche.....</b>	<b>79</b>
<b>Références et bibliographie.....</b>	<b>81</b>
<b>Publications Significatives.....</b>	<b>87</b>
<b>Résumé :.....</b>	<b>90</b>
<b>Abstract :.....</b>	<b>90</b>

## Table des Illustrations

Figure 1 : Principe de la régénération 3R. Les impulsions récupérées par le module de récupération d'horloge sont synchrones avec les données. La porte optique va transmettre au rythme des données les impulsions régénérées. ....	30
Figure 2 : Dispositif de re-modulation de l'horloge récupérée pour la caractérisation de la récupération par la technique de taux d'erreur binaires. ....	32
Figure 3 : Spectre du signal numérique optique démodulé à la fréquence de l'horloge pour différentes séquences PRBS (a) et caractérisation à partir de la mesure du taux d'erreurs binaires de l'impact (pénalité) de la récupération d'horloge en fonction de la longueur de la séquence utilisée (b). ....	32
Figure 4 : Analyse spectrale du Fabry-Pérot à base de filtre de Bragg. ....	34
Figure 5 : Trace temporelle (a) et spectre (b) de l'horloge récupérée par filtrage passif des données. ....	35
Figure 6 : Dispositif de caractérisation de la récupération d'horloge passive ....	35
Figure 7 : Caractérisation de la sensibilité de la récupération d'horloge passive au bruit d'amplitude (ASE) en excès sur le signal d'information. ....	36
Figure 8 : Packaging réalisé au laboratoire FOTON pour le laser Qd-MLLD pour la récupération d'horloge (module de laboratoire réalisé par Ph. Rochard). ....	37
Figure 9 : Schéma du dispositif de caractérisation multi-débit de la récupération d'horloge avec le QD-MLLD. ....	38
Figure 10 : Analyse spectrale radiofréquence du laser QD-MLLD injecté par des données optiques à 40 Gbit/s (a) et à 160 Gbit/s (b). ....	38
Figure 11 : Résultats de récupération d'horloge à 40 Gbit/s. ....	39
Figure 12 : Caractérisation des tests multi-débit. ....	40
Figure 13 : Comparaison de la qualité de la récupération d'horloge entre les deux dispositifs actifs : QD-Fabry-Perot et DBR bulk pour une séquence de $2^7-1$ . ....	41
Figure 14 : Caractérisation de la qualité de la récupération d'horloge avec la solution mixte par la mesure de Taux d'erreurs binaires, pour une séquence de $2^7-1$ . ....	41
Figure 15 : Etude de la sensibilité à la polarisation (a) et à PMD (b) du dispositif de récupération d'horloge actifs QD-Fabry-Perot (configuration #1) et mixte DBR bulk + QD-Fabry-Perot (configuration #2). ....	43
Figure 16 : Caractérisation du bruit d'amplitude (RIN) des lasers auto-impulsionnels ....	45
Figure 17 : Observation d'une oscillation de relaxation fortement résonnante. ....	46
Figure 18 : Stabilisation de la fréquence $F_{Rep}$ en fonction du courant de polarisation ....	46
Figure 19 : Stabilisation de la puissance de $F_{Rep}$ en fonction du courant coïncidant avec l'effondrement de l'oscillation de relaxation ....	47
Figure 20 : Relation entre la $F_{Rep}$ et le 14 <sup>ème</sup> ordre de la fréquence de relaxation : résonnance entre les modes optiques voisins par le biais de l'oscillation de relaxation ....	47
Figure 21 : Principe des liens optiques métrologiques compensé et de la caractérisation de leur résolution ....	51
Figure 22 : Résultat de transfert d'une référence métrologique via le lien optique stabilisé (Longueur du lien 150 km). Mesure de la stabilité effectuée dans 10 Hz. ....	52
Figure 23 : Détail de la topologie du lien Paris-Reims du lien métrologique utilisant le réseau RENATER. ....	53



Figure 24 : Design de l'amplificateur EDFA bidirectionnel (Fibre dopée erbiums EDF pompée à 980 nm sans isolateurs).....	54
Figure 25 : Résultats de simulation pour une différence de puissance des signaux co et contra en entrée de l'EDFA bidirectionnel de 5 dB (puissance co fixée à -35 dBm). En faisant varier la symétrie des pompes co/contra, les gains co et contra varient mais restent symétriques (a) alors que les OSNR co et contra peuvent être dissymétriques, permettant une égalisation des OSNR (b). .....	54
Figure 26 : Schéma de la simulation sur Optisystem pour étudier l'impact sur les performances en transmission des canaux adjacents de la présence d'une pompe Brillouin puissante (plusieurs mW) sur un canal WDM. ....	55
Figure 27 : Pénalités introduites par la pompe Brillouin.....	56
Figure 28 : Principe de l'amplification Brillouin dans les fibres optiques .....	56
Figure 29 : Conservation de la puissance optique dans le processus de diffusion Brillouin dans les fibre (25 km avec Pompe à 1550 nm) .....	57
Figure 30 : Dispositif de verrouillage de la pompe Brillouin sur le signal amplifié .....	59
Figure 31 : Comparaison entre amplificateur Brillouin et EDFA .....	59
Figure 32 : Schéma de principe pour la stabilisation métrologique des peignes de fréquences compacts du projet SPIRAL.....	62
Figure 33 : Photo du montage de la référence métrologique fibrée à 1550 nm (la cellule est à droite sous le capot noir) .....	64
Figure 34 : Spectroscopie de l'Acétylène ( <sup>13</sup> C) avec la transition n°14 à 1542,38 nm détectée en absorption saturée, utilisée pour la stabilisation du laser. ....	64
Figure 35 : Mesure de stabilité relative de notre référence. ....	65
Figure 36 : Comparaison du résultat par rapport à l'état de l'Art pour une référence fibrée à 1550 nm. ....	65
Figure 37 : Caractérisation de la stabilité des cavités de transfert étudiées dans le projet: la cavité confocale commerciale et la cavité à fibre en anneau. La somme quadratique correspond au plancher de stabilité pour un dispositif utilisant les deux cavités. ....	66
Figure 38 : Montage de la cavité de transfert référencée sur HCN. ....	67
Figure 39 : Stabilité des Lasers à cavité Etendue verrouillés sur le cavité de transfert, (a) en utilisant l'électronique commerciale des lasers ; (b) en utilisant une électronique bas-bruit (Laserlabs) .....	67
Figure 40 : Schéma de la cavité de transfert fibrée (configuration en anneau). ....	68
Figure 41 :Résultat de la caractérisation de la stabilité de la cavité à 1542. ....	69
Figure 42 : Caractérisation du transfert de 1524 nm à 1600 nm. ....	71
Figure 43 : Spectre du laser MLLD, impact de l'injection par un laser à 1547,5 nm. ....	73
Figure 44 : Transfert de pureté spectrale par injection optique. Caractérisation du mode optique voisin au mode injecté.....	73
Figure 45 : Caractérisation des modes adjacents au mode injecté (mode N). Elargissement des modes éloignés de 1,8 nm et 5,8 nm. ....	74
Figure 46 : Stabilité en fréquence du mode injecté par rapport au mode d'injection. Stabilité du mode à 2 nm. ....	74
Figure 47 : Schéma d'un réseau de neurones artificiel basé sur un MLLD avec rétroaction optique ..	79

# Curriculum Vitae

---

## Vincent RONCIN

Né le 15 janvier 1974

Maître de Conférences à Université Paris 13

Adresse : Université Paris 13 – 99 avenue Jean-Baptiste Clément – 93430 VILLETANEUSE

- Affectation enseignement : IUT de Villetaneuse, Département GEII (même adresse)
- Affectation recherche : Laboratoire de Physique des Lasers (même adresse)

Bureau D123 – [vincent.roncin@univ-paris13.fr](mailto:vincent.roncin@univ-paris13.fr)

Tel : 01 49 40 32 46

## Expérience professionnelle

- Maître de Conférences à Université Paris 13 depuis le 1<sup>er</sup> septembre 2009
- Ingénieur de Recherche contractuel au laboratoire FOTON - CNRS UMR 6082 - Université de Rennes 1 de janvier 2004 à septembre 2009
- Ingénieur-doctorant (bourse de thèse CIFRE) dans l'entreprise Highwave Optical Technologies de septembre 2000 à septembre 2003
- Stage de DEA dans l'entreprise Highwave Optical Technologies d'avril 2000 à septembre 2000 (sur les lasers de puissance à base de fibre optique double-gaine)

## Diplômes

- Thèse de Doctorat de l'Université de Rennes / Ecole Doctorale Sciences de la Matière / Laboratoire FOTON soutenue le 30 avril 2004 à l'ENSSAT (Lannion), mention très honorable,

*Sujet : Contribution à l'étude de fonctions optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour la régénération des signaux de télécommunications à très haut-débit*

Directeurs de Thèse : Jean-Claude SIMON (Pr. à l'ENSSAT - Université de Rennes 1, Directeur du Laboratoire FOTON) et David PUREUR (co-encadrant en entreprise)

Jury : Alain LE CORRE (Président, Pr. INSA Rennes), Yves JAOUEN (Rapporteur, Pr. Institut Télécom Paris-Tech), Olivier LECLERC (Rapporteur, Ingénieur, Alcatel R&I), Michel DIGONNET (Invité, Senior Researcher, Ginzton Lab – Stanford University)

- DEA « Laser, Métrologie, Communications », Conservatoire National des Arts et Métiers / Université Paris 13, mention Assez- Bien.

## Activités d'Enseignement

Mes activités d'enseignement ont débuté en 2001 pendant ma thèse à l'ENSSAT-Lannion dans la filière Optronique et à l'IUT de Lannion dans les départements Mesure Physique (MP) et Réseaux et Télécom (R&T) et ce jusqu'à mon départ de Lannion en septembre 2009.

Depuis ma nomination comme Maître de Conférences à l'Université Paris 13 en septembre 2009, j'ai effectué la majeure partie de mes services dans le département GEII de l'IUT de Villetaneuse (GEII) mais également dans le département R&T, dans la Licence Electronique et Nano-Technologies (NANO) et dans le Master Physique et Matériaux de Structure (NANO)

## Matières Enseignées (niveau en nb années après bac) :

**Physique** : Physique général (1,2) ; Capteurs (1,2) ; Optique de Fourier (4) ; Optique générale (1,2,3), Optoélectronique (2,3), métrologie et qualité (2)

**Electronique** : Electronique générale (1) ; Hyperfréquences (2) ; Filtrage (2)

**Nanotechnologies** : Travaux pratiques en salle blanche (4).

**Télécoms et systèmes** : Communications numériques (2), Fibre Optique (2,3), Simulations transmissions fibre optique (5).

## Encadrement Recherche

Dans un esprit de synthèse, les encadrements de doctorants son résumés dans le tableau suivant :

Nom doctorant (Nom directeur de thèse)	Sujet de thèse	Date soutenance
Implication dans la thèse (homme.mois)	Publications communes (se réfère à la numérotation en partie 6 du document)	Mots clés thèse

Pour les stages de Masters :

Nom étudiant	Titre du stage	Année	Master d'origine
--------------	----------------	-------	------------------

## Doctorants

Gwenaëlle Girault (Jean-Claude SIMON)	<i>Contribution à l'étude de portes optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour le traitement tout optique de signaux de télécommunication à très haut débit</i>	27 juin 2007
12 h.mois	[49, 52, 54, 68]	Télécommunications optiques, traitement du signal optique,

		semi-conducteurs, amplificateurs optiques
Jean-François Hayau (Pascal Besnard)	<i>Caractérisation de composants photoniques à base d'îlots quantiques à semi-conducteurs InAs/InP : Bruit et injection optique</i>	4 mai 2009
9 h.mois	[15, 16, 66]	Lasers à îlots quantiques, bruit d'intensité, injection optique, multi excitabilité
Nguyêt Min Ngo (Jean-Claude SIMON)	<i>Theoretical and experimental studies of semiconductor based photonic devices for all-optical signal processing at 40 Gbit/s and beyond</i>	20 juillet 2010
18 h.mois	[8, 9, 22, 45, 47-49, 52, 61]	Amplificateur à semi-conducteurs, récupération d'horloge optique, Lasers auto-impulsionnels, régénération
Bruno Chanteau (Anne Amy-Klein / Giorgio Santarelli)	<i>Transfert à très haute résolution d'une référence de fréquence ultra-stable par lien optique et application à la stabilisation d'un laser moyen infra-rouge</i>	17 décembre 2013
3 h.mois	[7, 13, 14, 36-39, 40-44, 56-60]	Lasers femtoseconde, lien optique, peigne de fréquences, spectroscopie à très haute résolution
Papa Lat Sow (Christophe Daussy – Christian Chardonnet)	<i>Développement d'un spectromètre laser à cascade quantique pour des applications en spectroscopie de haute résolution et en mélange des fréquences</i>	23 avril 2015
3 h.mois	[6]	Laser à cascade quantique, asservissements, spectroscopie de haute résolution, spectroscopie laser
Amine-Chaouche Ramdane (Frédéric Du-Burck)	<i>Stabilisation en fréquence de sources impulsionnelles à semi-conducteurs pour la métrologie temps-fréquences</i>	14 décembre 2018
Co-encadrant	[1-4, 18, 25-35, 55, 56]	Métrologie temps-fréquence, peignes de fréquence compact, lasers auto-impulsionnels
Karim Manamanni (Frédéric Du-Burck)	<i>Applications métrologiques de sources lasers auto-impulsionnelles à semi-conducteurs stabilisées en fréquences</i>	Prévu en 2020

Co-encadrant	[2-3, 25, 26]	Méetrologie temps-fréquence, peignes de fréquence compact, lasers auto-impulsionnels
--------------	---------------	--

## Stagiaires de Master (M2)

Gwenaëlle Girault	Etude d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour la conversion de longueur d'onde dans les réseaux de télécommunications tout optiques	2004	Photonique Univ. Rennes 1
Olivier Garcia-Gil	Cavités Fabry-Perot à réseaux de Bragg sur fibres optiques (Highwave Optical Technologies)	2005	Optoélectronique et hyperfréquences Univ. Montpellier 2
Jean-François Hayau	Lasers auto-impulsionnels à semiconducteurs à base de boîtes quantiques	2006	Photonique Univ. Rennes 1
David Chevalier	Filtre de Fabry-Perot à réseaux de Bragg pour la Récupération d'horloge tout-optique (Highwave Optical Technologies)	2007	Photonique Univ. Rennes 1
Nguyêt Min Ngo	Etude du mélange à quatre ondes dans les fibres optique pour la régénération tout optique des signaux de télécommunications	2007	Photonique Univ. Rennes 1
Hind Mahé	Etude et réalisation de modulateurs électro-optiques à base de guides polymères intégrés	2008	Photonique Univ. Rennes 1
Jumbo Zheng	Développement d'amplificateurs optiques adaptés au transport de références de fréquences par fibre optique	2011	Laser Optique Matière Univ. Paris 11
Fetallah Taleb	Réalisation d'un amplificateur optique utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques non-linéaires	2012	Optoélectronique et hyperfréquences Univ. Montpellier 2
Yaya Souidi	Etude du transfert d'une référence de fréquence par fibre optique utilisant un système d'amplification mixte Brillouin / EDFA	2013	Optoélectronique et hyperfréquences Univ. Montpellier 2
Amine Chaouche-Ramdane	Stabilisation en fréquence d'une diode laser auto-impulsionnelle	2014	Optoélectronique et hyperfréquences Univ. Montpellier 2
Karim Manamanni	Stabilisation en fréquence d'un laser monofréquence sur une transition moléculaire d'Acétylène (C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> ) en absorption saturée	2017	POM Univ. Metz
Thinhinane Aoudjit	Développement et caractérisation d'interféromètres à fibre pour la stabilisation en fréquence de lasers à semi-conducteurs	2018	MOI Univ. Paris 6

## Activité de Recherche

Mon activité de recherche depuis 2004 est principalement divisée en trois parties en apparence distinctes mais finalement étroitement liées à la thématique des horloges optiques.

Concernant la période 2004-2009 au laboratoire FOTON, j'ai travaillé sur la thématique de récupération du rythme (horloge) des données numériques transmises sur porteuse optique. Au

travers deux projets de recherche (ANR-ROTOR et Région Bretagne–DISTO), j'ai tout d'abord caractérisé puis utilisé des lasers à semi-conducteurs à verrouillage de mode pour la récupération d'horloge dans les systèmes de télécommunication optique à 40 Gbit/s monocanal. Ensuite, j'ai coordonné la réalisation de lasers « ridge » à base d'ilots quantiques au sein du laboratoire FOTON, pour la réalisation de lasers auto-impulsionnels, également sur la thématique de la récupération d'horloge tout optique.

Une fois le rythme récupéré, l'horloge générée synchrone avec les données transmises peut être utilisée pour synchroniser le récepteur ou bien réaliser une régénération tout optique du signal synchrone avec les données (3R).

Cette activité « Régénération tout-optique » était fortement ancrée dans la thématique des télécommunications optiques à haut débit dans l'équipe de Jean-Claude Simon à FOTON. Elle sera identifiée par le sigle **RH** pour **R**écupération d'**H**orloge optique pour la régénération. L'activité dédiée à la réalisation et caractérisation des lasers auto-impulsionnels (passive mode-locking) et notamment sur la dynamique d'auto-pulsation sera notée **LA** pour **L**asers **A**uto-impulsionnels.

Concernant la période 2010-2018 au LPL, mon activité de recherche est liée à la thématique Métrologie des fréquences très présente dans de l'équipe MMTF (Molécule, Métrologie et Tests Fondamentaux). Une première activité sur les « Liens Optiques (**LO**) » sur laquelle j'ai été recrutée au LPL en septembre 2009. Cette activité concerne le transfert d'une référence optique métrologique par fibre optique principalement pour des comparaisons de stabilité en fréquence des lasers à distance. Cette activité a permis un premier contact avec la thématique des asservissements de laser et la spectroscopie moléculaire. J'ai également travaillé quelques mois sur l'activité « détermination de la constante de Boltzmann (**KB**) » qui à partir de la spectroscopie de l'ammoniac à température constante et très bien contrôlée, étudie les formes des raies élargies par effet Doppler afin d'obtenir une estimation de la constante de Boltzmann dans le cadre de la refonte du système international d'unités [1]. A partir de 2011 j'ai travaillé sur l'amplification des liens optiques utilisant la technique d'« Amplification Brillouin (**AB**) ». Depuis en 2014, j'ai initié dans l'équipe MMT du LPL, une activité sur les « Peignes de Fréquences Compacts (**PFC**) » utilisant les lasers auto-impulsionnels sur lesquels j'avais déjà travaillé au laboratoire FOTON. Avec Frédéric Du-Burck, nous avons entrepris d'associer les compétences métrologiques de stabilisation des lasers et spectroscopie de référencement sur molécule présentes dans l'équipe, pour stabiliser les lasers auto-impulsionnels. L'activité a été soutenue principalement par le Labex First TF dans le cadre du projet SPIRAL (2014-2018). Une thèse a été soutenue et une autre est en cours sur le sujet ainsi que plusieurs partenariats scientifiques montrant l'intérêt industriel pour cette thématique : partenariat académique (FOTON) et partenariats industriels (3-5 Lab, Thales R&T, Nokia Bell-Labs). Cette année, nous avons présenté un projet à l'ANR pour la seconde phase de sélection (Projet TeraPIC) sur les peignes de fréquences intégrés sur plateforme silicium pour des applications de télécommunications optiques.

## Responsabilités Scientifiques

**Coordinateur du projet ANR-ROTOR** (6 partenaires : FOTON/Telecom Paris Tech/Highwave Optical technologies/Alcatel R&I/III-V Lab/Aeroflex)

**Coordinateur et responsable scientifique** du projet Région Bretagne-DISTO (3 partenaires : FOTON-Enssat Lannion/FOTON-INSA Rennes/Yenista Optics)

**Coordinateur et responsable scientifique** du projet Labex-SPIRAL (4 partenaires : LPL/FOTON/III-V Lab/Thales R&T)

**Coordinateur et responsable scientifique** du projet Labex-MODIQ (3 partenaires : LPL/III-V Lab/Innoptics)

**Comité d'organisation** d'Optique Paris 13 (COLOQ – Horizons – JNOG – JRIOA de la Société Française d'Optique) du 8 au 11 juillet 2013 à l'Université Paris 13

**Comité d'organisation** de la journée thématique "Le réseau FTTx : Déploiement, Formation et Emploi" organisée du Club Fibres Optiques et Réseaux (CFOR – Société Française d'optique) le 25 janvier 2016 à l'IUT Villetaneuse, Université Paris 13

**Membre du bureau du Labex First-Tf** depuis décembre 2018

## Responsabilités Pédagogique / Administrative

**Membre élu au conseil d'Ecole** de 2007-2009 (ENSSAT, Lannion)

**Directeur des études de la licence pro E3IT** au département GEII (2010-2011)

**Responsable des Stages** au département GEII (2012-2014)

**Membre élu au conseil d'Institut de l'IUT** de Villetaneuse (depuis 2014)

**Membre élu au conseil restreint de l'IUT** de Villetaneuse (depuis 2014)

**Président de la commission pédagogique** de l'IUT de Villetaneuse depuis 2015

**Responsable des poursuites d'études** au département GEII (2013-2016)

**Directeur des études** de la 2<sup>ème</sup> année du DUT GEII (depuis 2018) au département GEII

**Co-fondateur du Fablab** de l'IUT de Villetaneuse (2018)

## Activité de Diffusion scientifique / Vulgarisation

Membre de la cellule Diffusion du savoir du DIM Nano'K (de 2014 à 2017)

Participations aux actions de diffusion de la culture scientifique dans le cadre de l'association Atouts Sciences (stands, conférences, débats, visites de l'Université et du Laboratoire,...)

Référent scientifique sur le projet « Regard sur les nanos » avec une classe 1ère S Lycée Van Gogh – 2015

<http://cnanoidf.org/fr/les-nanos/actions-vers-le-grand-public/actions-de-la-cellule/article/regard-sur-les-nanosciences-projet>

Contribution au film du projet <https://vimeo.com/146015318>

Référent scientifique sur le projet « Regard sur les nanos » avec une classe de 1ère S Lycée Maurice RAVEL – 2016



## Publications et Communications depuis 2004 (après la thèse)

**RH** = récupération d'horloge optique pour la régénération

**LA** = Lasers auto-impulsionnels

**LO** = Lien Optique

**KB** = Détermination de la Constante de Boltzmann

**AB** = Amplification Brillouin

**PFC** = Peignes de fréquences compacts

## Articles dans des revues internationales à comité de lecture

[1-PFC] K. Manamani , A. Chaouche-Ramdane, V. Roncin, and F. Du-Burck,

***Fiber based Absolute Frequency laser diode stabilization on a  $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$  molecular transition detected in saturation absorption at 1542 nm,***

*Rédaction en cours*

[2-PFC] A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, K. Manamani, V. Roncin, and F. Du-Burck,

***Frequency Comb Stabilization by Optical Injection Locking of a Semiconductor Mode-Locked laser Diode emitting at 1.55  $\mu\text{m}$ ,***

*Rédaction en cours*

[3-PFC] P. Grüning, A. Chaouche-Ramdane, **V. Roncin** et F. Du-Burck,

***All-Fiber Ring-Cavity for the Transfer of Frequency Stability at 1.55  $\mu\text{m}$ ,***

*Applied Optics, 58(6), 1502-1507, 2019*

[4-PFC] A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin** et F. Du-Burck,

***Stability transfer at 1.5  $\mu\text{m}$  for metrological applications using a commercial optical cavity,***

*Applied Optics 56(1) 8-14 , 2017*

[5- AB] Y. Souidi., F. Taleb, J. Zheng, M. W. Lee, F. Du Burck and **V. Roncin**,

***Low noise and high gain Brillouin optical amplifier for narrowband active-optical-filtering based on a pump-to-signal optoelectronic tracking,***

*Applied Optics 55(2) 228-235, 2016.*

[6-KB] M. Triki, C. Lemarchand, B. Darquié, P. L. T. Sow, **V. Roncin**, C. Chardonnet and C. Daussy,

***Speed-dependent effects in NH<sub>3</sub> self-broadened spectra: Towards the determination of the Boltzmann constant,***

*Phys. Rev. A* 85, 062510, **2012**.

[7-LO] O. Lopez, A. Haboucha, F. Kefelian, H. Jiang, B. Chanteau, **V. Roncin**, C. Chardonnet, A. Amy-Klein and G. Santarelli,

***Cascaded multiplexed optical link on a telecommunication network for frequency dissemination,***

*Optics Express* 18, 16849-16857, **2010**

[8-RH] **V. Roncin**, S. Lobo, M. N. Ngo, L. Bramerie, A. O'Hare, M. Joindot, and J-C. Simon,

***Patterning Effects in All-Optical Clock Recovery: Novel Analysis Using a Clock Remodulation Technique,***

*Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE*, vol. 16, 1495-1502, **2010**

[9-RH] M. Ngô, **V. Roncin**, Q. Le, L. Bramerie, D. Chevallier, L. Lablonde, A. Shen, G. Duan, and J. Simon,

***Bit-error-rate performance enhancement of all-optical clock recovery at 42.66 Gb/s using passive pre-filtering,***

*Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 20, no. 18, pp. 1557-1559, **2008**

[10-RH] P. J. Maguire, **V. Roncin**, A. O'Hare, D. Reid, S. Lobo, M. Gay, L. Bramerie, L. P. Barry, and J. C. Simon,

***Characterisation of an optical clock recovery method based on a mode-locked laser diode using spectrographic pulse measurement,***

*Opt. Express*, vol. 16, no. 15, pp. 16933-16942, **2008**

[11-RH] **V. Roncin**, A. O'Hare, S. Lobo, E. Jacqueline, L. Bramerie, P. Rochard, Q.-T. Le, M. Gay, J.-C. Simon, A. Shen, J. Renaudier, F. Lelarge, and G.-H. Duan,

***Multi-data-rate system performance of a 40-GHz all-optical clock recovery based on a quantum-dot Fabry-Perot laser,***

*Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 19, pp. 1409-1411, **2007**

[12-RH] **V. Roncin**, S. Lobo, L. Bramerie, A. O'Hare, and J.-C. Simon,

***System characterization of a passive 40 Gb/s all optical clock recovery ahead of the receiver,***

*Opt. Express*, vol. 15, no. 10, pp. 6003-6009, **2007**

## Proceedings dans des revues sans comité de lecture

[13-LO] O. Lopez, B. Chanteau, **V. Roncin**, Ch. Chardonnet, A. Amy-Klein A. Haboucha, G. Santarelli,

***Progress on an Optical Link for Ultra-Stable Frequency Dissemination using a Public Telecommunication Network,***

*Proceedings of the 5th Joint Conference of the 65th IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS 2011)/25th European Frequency and Time Forum (EFTF2011), pp. 930-932 (2011), 2011*

[14-LO] O. Lopez, F. Kéfélian, B. Chanteau, **V. Roncin**, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, A. Haboucha, H. Jiang, G. Santarelli,

***Multiplexed Optical Link for Ultra-Stable Frequency Dissemination,***

*Proceedings of the 2010 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS 2010), pp. 639-641 (2010), 2010*

[15-LA] **V. Roncin**, J. Poette, J.-F. Hayau, P. Besnard, J.-C. Simon, F. V. Dijk, A. Shen, and G.-H. Duan,

***Experimental investigation of relaxation oscillations resonance in mode-locked Fabry-Perot semiconductor lasers,***

*in Proc. of SPIE, Photonics Europe (Strasbourg, France), "Semiconductor Lasers and Laser Dynamics III", vol. 6997, n°69, 7 - 11 April 2008, 2008 - Poster*

[16-LA] J.-F. Hayau, J. Poette, **V. Roncin**, P. Besnard, F. Lelarge, B. Rousseau, L. L. Gouezigou, F. Pommereau, F. Poingt, O. L. Gouezigou, A. Shen, and G.-H. Duan,

***Difference in partition noise for 1.55  $\mu\text{m}$  quantum-dash and bulk structures,***

*in Proc. of SPIE, Photonics Europe (Strasbourg, France), "Semiconductor Lasers and Laser Dynamics III", vol. 6997, n°28, 7 - 11 April 2008, 2008 – Oral*

## Conférences invitées et séminaires

[17] V. Roncin,

***Métrieologie des fréquences optiques et peignes de fréquences compacts,***

*Séminaire général Comelec, Télécom ParisTech (Paris) le Jeudi 4 octobre 2018, 2018*

[18] V. Roncin,

***Métrieologie Temps-Fréquences,***

*Conférence de Spécialité, ENSSAT (LANNION) le 12 février 2018, 2018*

[19-PFC] A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin** et F. Du-Burck,

***SPIRAL : Stabilisation de Pelgne de fRequences Auto-impulsionnels,***

*Assemblée Générale du Labex FIRST TF, Talence, France (28-29 juin 2017), 2017.*

[20-PFC] V. Roncin,

**Réalisation et la caractérisation de références de fréquence métrologiques compactes et transportables,**

*Journée d'échanges croisés : sciences, pédagogies et administration, IUT de VILLETANEUSE - 17 novembre, 2016*

[21-PFC] V. Roncin,

**Stabilisation de Peignes de Fréquences Auto-impulsionnels à semiconducteurs,**

*Séminaire interne, Institut d'Electronique du Sud (Montpellier) le 12 juin 2015, 2015*

[22] V. Roncin,

**Métrologie laser, horloges et standards de fréquences,**

*Séminaire interne, Laboratoire FOTON (Lannion) le 28 février 2014, 2014*

[23-RH] J.-C. Simon, M. Gay, L. Bramerie, **V. Roncin**, M. Joindot, T. Chartier, S. Lobo, G. Girault, Q. Le, T. Nguyen, and M. Ngo,

**Long distance transmission using optical regeneration,**

*Conference on Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers, OFC/NFOEC 24-28 Feb. 2008 (San Diego, CA, USA), 2008*

[24-RH] V. Roncin,

**Caractérisation optique ultra-rapide : applications aux télécommunications optiques à très haut débit,**

*Séminaire interne, Laboratoire GMCM-UMR6626 / Université de Rennes 1, 11 avril 2006, 2006*

[25-RH] M. Gay, and L. Bramerie, J-C. Simon, **V. Roncin**, G. Girault, B. Clouet, S. Lobo, S. Fève, T. Chartier, and M. Joindot,

**2R and 3R optical regeneration: from device to system characterization,**

*in 32th European Conference on Optical Communication (ECOC 2006), 24 - 28 September 2006 (Cannes, France), vol. 2, pp. 1-4, 2006*

## Communications Conférences, workshop et colloques

### Nationales

[26-PFC] A. Chaouche-Ramdane, T. Aoudjit, K. Manamanni, **V. Roncin**, et F. Du-Burck,

**Effet de la polarisation sur un modulateur électro-optique dans une expérience de transfert de stabilité,**

*38èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2018), Optique Toulouse, 3-6 juillet 2018, ...-..., 2018, Oral.*

[27-PFC] K. Manamanni, A. Chaouche-Ramdane, **V. Roncin**, et F. Du-Burck,

**Dispositif fibré de stabilisation absolue d'un laser monomode sur une transition moléculaire de  $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$  en absorption saturée à 1542 nm,**

*38èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2018), Optique Toulouse, 3-6 juillet 2018, ...-..., 2018, Oral.*

[28-PFC] A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin** et F. Du-Burck,

**Stabilisation d'un peigne de fréquence par injection optique et étude du transfert de stabilité,**

*37èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2017), Limoges, France (3-6 juillet 2017), 320-323, 2017. Poster*

[29-PFC] A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin** et F. Du-Burck,

**Transfert de stabilité au moyen d'une cavité,**

*Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ 2016 – Optique Bordeaux 2016), Bordeaux, France (4-7 juillet 2016), 508-509, 2016. Poster*

[30-PFC] P. Grüning, A. Chaouche-Ramdane, M. W. Lee, **V. Roncin** et F. Du-Burck, S. Trébaol et P. Besnard,

**Stabilisation et réduction de la largeur de raie d'un laser accordable autour de 1,55  $\mu\text{m}$  avec une cavité en anneau fibrée et référencée,**

*36èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2016), Bordeaux, France (4-7 juillet 2016), 320-323, 2016. Poster*

[31-PFC] P. Grüning, A. Chaouche-Ramdane, M. Lee, **V. Roncin**, F. Du-Burck, S. Trebaol, P. Besnard,

**Stabilisation et réduction de la largeur de raie d'un laser accordable autour de 1,55  $\mu\text{m}$  avec une cavité en anneau fibrée et référencée,**

*Workshop Photonique et mesures de précision, Paris, France (11 octobre 2016), 2016. Poster*

[32-PFC] A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin**, F. Du-Burck,

**Transfert de stabilité au moyen d'une cavité,**

*Workshop Photonique et mesures de précision, Paris, France (11 octobre 2016), 2016. Poster*

[33-PFC] A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin**, F. Du-Burck,

**Transfert de stabilité et synthèse de fréquences térahertz ultrastables, compactes et transportables,**

*Journées scientifiques GRAM, Paris, France (2 et 3 juin 2016), 2016. Poster*

[34-PFC] A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin** et F. Du-Burck,

***Stabilisation d'un peigne de fréquences issu d'un laser Fabry-Perot à semiconducteur à base de bâtonnets quantiques,***

*35èmes Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG 2015), Rennes, France (6-9 juillet 2015), 337-339, 2015. Poster*

**[35-PFC]** A. Chaouche-Ramdane, **V. Roncin**, F. Senotier., A. Shen, F. Du-Burck,

***Premiers résultats sur la réduction de la largeur des modes optiques de lasers auto-impulsionnels à base de semi-conducteurs à 1,5  $\mu\text{m}$ ,***

*34èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2014), Nice, France (29-31 octobre 2014), 49-51, 2014. Poster*

**[36-AB]** Y. Soudi, M. W. Lee, A. Amy-Klein, **V. Roncin**, T. Robin et B. Cadier,

***Caractérisation à haute résolution spectrale de l'effet Brillouin dans les fibres non-linéaires à saut d'indice,***

*33èmes Journées Nationales d'Optique Guidée - OPTIQUE Paris 2013, (8-11 juillet 2013), Campus de Villetaneuse, 2013. Poster*

**[37-LO]** A. Amy-Klein, O. Lopez, A. Haboucha, B. Chanteau, **V. Roncin**, C. Chardonnet and G. Santarelli,

***Progress on an Optical Link for Ultra-Stable Frequency Dissemination using a Public Telecommunication Network,***

*Journées scientifiques 2011 URSI-France ; Les radiotélescopes du futur : technologies et avancées scientifiques, Paris (mars 2011), 2011*

**[38-LO]** O. Lopez, B. Chanteau, A. Haboucha, **V. Roncin**, W. Zhang, Y. Le Coq, G. Santarelli, A. Amy-Klein, C. Chardonnet,

***Lien optique sur réseau public et transfert ultra-stable de fréquences,***

*XXIème Congrès Général de la Société Française de Physique, Bordeaux, France (juillet 2011), 2011*

**[39-AB]** **V. Roncin**, O. Lopez, B. Chanteau, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, A. Haboucha, et G. Santarelli,

***Amplification optique bidirectionnelle pour le transfert de fréquences optiques utilisant le réseau RENATER,***

*31èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Marseille, France (juillet 2011), 2011*

**[40-LO]** O. Lopez, B. Chanteau, **V. Roncin**, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, A. Haboucha, G. Santarelli,

***Transfert à très haute résolution d'une référence de fréquence optique sur le réseau fibré de télécommunications,***

*COLOQ'12, Marseille, France (4-7 juillet 2011), 2011*

**[41-LO]** O. Lopez, B. Chanteau, **V. Roncin**, C. Chardonnet, A. Haboucha, G. Santarelli, A. Amy-Klein,

***Réseau fibré pour la métrologie,***

*Workshop IFRAF au salon Opto, Paris (octobre 2011), 2011*

**[42-LO]** A. Haboucha, G. Santarelli, O. Lopez, B. Chanteau, **V. Roncin**, C. Chardonnet, A. Amy-Klein,

***Multiplex optical link for ultra-stable frequency dissemination,***

*Workshop « Lasers et Communications » URSI – GDR Ondes - ABRET, Paris (décembre 2010), 2010*

**[43-LO]** B. Chanteau, A. Haboucha, O. Lopez, **V. Roncin**, H. Jiang, F. Kéfélian, C. Chardonnet, G. Santarelli, A. Amy-Klein,

***Transfert de fréquence à ultra-haute résolution sur le réseau fibré Internet,***

*PAMO 2010, Orsay, France (juin-juillet 2010), 2010*

**[44-LO]** O. Lopez, A. Haboucha, A. Amy-Klein, H. Jiang, B. Chanteau, **V. Roncin**, F. Kéfélian, Ch. Chardonnet, and G. Santarelli,

***An optical link for ultra-stable frequency dissemination using Internet fibers,***

*Colloque Phys P. Turrenc, Paris (juin 2010), 2010*

**[45-LO]** O. Lopez, B. Chanteau, **V. Roncin**, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, A. Haboucha, H. Jiang, G. Santarelli,

***Multiplex optical link for ultra-stable frequency dissemination,***

*Journées du GRAM, Nice, France (novembre 2010), 2010*

**[46-RH]** M. N. Ngô, Q. T. Le, **V. Roncin**, M. Gay, L. Bramerie et J.-C. Simon,

***Etude numérique de l'impact du filtrage optique sur les propriétés régénératives d'un convertisseur de longueur d'onde interférométrique en configuration différentielle,***

*29èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Optique Lille 2009 du 6 au 9 juillet 2009, 2009*

**[47]** H. Mahé, I. Hardy, **V. Roncin**, & D. Bosc,

***Caractérisation interférométrique du coefficient électro-optique de guides polymères intégrés,***

*28èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG Lannion 2008), 20 au 22 octobre 2008, 2008*

**[48-RH]** M. N. Ngô, **V. Roncin**, Q. T. Le, L. Bramerie, D. Chevallier, L. Lablonde, A. Shen, G.-H. Duan, and J.-C. Simon,

***Amélioration de la qualité d'une récupération d'horloge tout-optique en utilisant un filtrage passif,***

*28èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG Lannion 2008), 20 au 22 octobre 2008, 2008*

**[49-RH]** M. N. Ngô, **V. Roncin**, Q.T Le, S. Lobo, M. Gay, L. Bramerie, A. Shen, G.-H. Duan, and J.-C. Simon,

***Caractérisation de dispositifs de récupération d'horloge tout-optique par la mesure de taux d'erreur binaire,***

*28èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG Lannion 2008), 20 au 22 octobre 2008, 2008*

**[50]** G. Girault, M.-N. Ngô, D. Delubac, J.-C. Simon, and **V. Roncin**,

***Analyse de la sensibilité à la polarisation de SOA utilisés en conversion de longueur d'onde,***

*27èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG) Optique Grenoble 2007, du 2 au 5 juillet 2007, 2007*

**[51-RH]** D. Chevalier, C. Le Rouzic, L. Lablonde, B. Cadier, **V. Roncin**, Q.-T. Le, J. Poette, S. Lobo, L. Bramerie, and J.-C. Simon,

***Récupération d'horloge tout-optique à 42.66 Gb/s avec un filtre de Fabry-Perot à réseaux de Bragg,***

*27èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG) Optique Grenoble 2007, du 2 au 5 juillet 2007, 2007*

**[52-RH]** Q. Le, L. Bramerie, **V. Roncin**, S. Lobo, M. Gay, M. Joindot, J. Simon, D. Massoubre, J.-L. Oudar, A. Shen, F. Van Dijk, and G.-H. Duan,

***Etude d'un régénérateur 3R basé sur de la modulation synchrone obtenue dans un absorbant saturable avec une récupération d'horloge toute optique,***

*27èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG) Optique Grenoble 2007, du 2 au 5 juillet 2007, 2007*

**[53-RH]** M.-N. Ngô, G. Girault, J.-C. Simon, and **V. Roncin**,

***Utilisation du mélange à quatre ondes dans une fibre optique pour la création d'une source impulsionnelle accordable synchronisée sur un train d'impulsions,***

*27èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG) Optique Grenoble 2007, du 2 au 5 juillet 2007, 2007*

**[54-RH]** O. Garcia-Gil, L. Lablonde, **V. Roncin**, and D. Pureur,

***Accord d'un résonateur Perot-Fabry à réseaux de bragg sur fibre pour la récupération d'horloge tout-optique à 40 Gbit/s,***

*25èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG Chambéry 2005), 8-10 novembre 2005, 2005*

**[55]** G. Girault, G. M., L. Bramerie, **V. Roncin**, and J.-C. Simon,

***Performance d'un régénérateur optique à base de SOA, insensible à la polarisation,***

*24èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG Paris 2004), octobre 2004*

## **Internationales**

**[56-PFC]** A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin**, and F. Du-Burck,

***Compact Metrological Frequency Comb Stabilized with Optical Injection Locking Assisted by Long-term Optoelectronic Correction,***



*CLEO EUROPE 2017, 25-29 June, München, paper CH-4 "Novel sensing schemes", 2017. Oral*

**[57-PFC]** A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, **V. Roncin** et F. Du-Burck,

***Frequency Stability Transfer by Optical Injection Locking into a Semiconductor Frequency Comb,***

*EFTF 2017, 10-13 July, Besançon, paper C3P-L, Poster session "Optical Frequency Standards and Applications II", 2017. Poster*

**[58-LO]** O. Lopez, B. Chanteau, **V. Roncin**, Ch. Chardonnet, A. Amy-Klein A. Haboucha, G. Santarelli,

***Progress on an Optical Link for Ultra-Stable Frequency Dissemination using a Public Telecommunication Network,***

*IFCS/EFTF 2011 joint conference, San Francisco, USA (mai 2011), 2011*

**[59-LO]** O. Lopez, F. Kéfélian, B. Chanteau, **V. Roncin**, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, A. Haboucha, H. Jiang, G. Santarelli,

***Multiplexed Optical Link for Ultra-Stable Frequency Dissemination,***

*IEEE IFCS 2010, Newport Beach, USA (juin 2010), 2010*

**[60-LO]** O. Lopez, A. Amy-Klein, H. Jiang, B. Chanteau, A. Haboucha, **V. Roncin**, F. Kéfélian, Ch. Chardonnet and G. Santarelli,

***Multiplexed optical link for ultra-stable frequency dissemination,***

*EFTF'10, European Frequency and Time Forum, Noordwijk, Pays-Bas (2010), 2010*

**[61-LO]** B. Chanteau, O. Lopez, **V. Roncin**, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, A. Haboucha, F. Kéfélian, H. Jiang, G. Santarelli, Gesine Grosche, Osama Terra, Harald Schnatz, Katharina Predehl, Ronald Holzwarth,

***Towards a French-German optical link for ultra-stable frequency transfer; Application to fundamental physics,***

*Colloque "French-German Research: 50 years in the light of the laser", Ambassade de France, Berlin (novembre 2010), 2010*

**[62-RH]** M. N. Ngo, **V. Roncin**, Q. T. Le, S. Lobo, M. Gay, L. Bramerie, J.-C. Simon, A. Shen and G.-H. Duan,

***High performance and polarization insensitive BER assessment of a 42.66 Gbit/s all-optical clock recovery,***

*in 34th European Conference on Optical Communication, 21-25 Sept. 2008 (Brussels, Belgium), vol. 1, pp. 29-30, 2008 - Oral*

**[63-RH]** P. Maguire, D. Reid, L. Barry, A. O'Hare, S. Lobo, **V. Roncin**, M. Gay, L. Bramerie, and J. Simon,

***Dispersion insensitive, high-speed optical clock recovery based on a mode-locked laser diode,***

*Conference on Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers, OFC/NFOEC, 24-28 Feb. 2008 (San Diego, CA, USA), 2008*

**[64-RH] V. Roncin, S. Lobo, L. Bramerie, P. Rochard, A. Shen, F. Van Dijk, G.-H. Duan, and J.-C. Simon,**

***Demonstration of chromatic dispersion and optical noise insensitivity of a quantum-dash based Fabry-Perot laser in all-optical clock recovery at 40 Gbit/s,***

*in 33rd European Conference on Optical Communication (ECOC 2007), 16-20 sept. 2007 (Berlin, Germany), vol. 2, pp. 165-166, , 2007 – Oral*

**[65-RH] Q. Le, L. Bramerie, V. Roncin, S. Lobo, M. Gay, M. Joindot, J. Simon, D. Massoubre, J.-L. Oudar, A. Shen, F. Van Dijk, and G.-H. Duan,**

***Cascadability assessment of an all optical 3R regenerator based on synchronous modulation in a saturable absorber and optical clock recovery,***

*in 33rd European Conference on Optical Communication (ECOC 2007), 16-20 sept. 2007 (Berlin, Germany), vol. 2, pp. 167-168, 2007*

**[66-RH] V. Roncin, Q.-T. Le, J. Poette, S. Lobo, L. Bramerie, J.-C. Simon, D. Chevalier, C. Le Rouzic, L. Lablonde, and B. Cadier,**

***Passive all-optical clock recovery demonstration at 42.66 Gbit/s with bragg gratings based Fabry-Perot filter,***

*in 33rd European Conference on Optical Communication (ECOC 2007), 16-20 sept. 2007 (Berlin, Germany), vol. 2, pp. 189-190, 2007 -Oral*

**[67-LA] J.-F. Hayau, J. Poëtte, V. Roncin, and P. Besnard,**

***A comparative study of noise between self-pulsating quantum dot and bulk lasers,***

*In Long-Wavelength Quantum Dot (LWQD 2007, Rennes), 2007*

**[68-RH] V. Roncin, S. Lobo, L. Bramerie, and J.-C. Simon,**

***Phase noise reduction in all optical clock recovery at 43 Gb/s for 3R regeneration applications,***

*in 32th European Conference on Optical Communication (ECOC 2006), vol. 3, pp. 303-304, 2006 - Poster*

**[69] L. Bramerie, A. Clark, G. Girault, S. Lobo, M. Gay, C. Guignard, V. Roncin, L. Barry, and J.-C. Simon,**

***Investigation of SOA-based wavelength conversion at 80 Gb/s using bandpass filtering,***

*in Conference on Lasers and Electro-Optics, CMT7, Munich, 2006*

**[70-RH] V. Roncin, B. Le-Guyader, S. Lobo, B. Clouet, and J.-C. Simon,**

***43 Gbit/s bit error rate assessment of a simple all optical clock recovery scheme,***

*in 31st European Conference on (ECOC 2005), 25-29 Sept. 2005 (Glasgow, UK), IET, Vol. 4, p. 801-802, 2005 - Oral*



# Synthèse d'activité scientifique

---

## Introduction

Mon activité de recherche a débuté en 2000 dans le cadre de mon stage de DEA (Master Degree) au sein du département R&D de l'entreprise Highwave Optical technologies. Elle concernait l'étude et la réalisation d'un laser de puissance (2W continu) émettant à 1450 nm pour des applications d'amplification Raman à 1550 nm pour les télécommunications optiques [2]. Le laser était réalisé à partir d'une fibre double gaine dopée Ytterbium et de réseaux de Bragg photo-inscrits dans la fibre en cascade.

J'ai ensuite poursuivi avec une thèse de doctorat à financement CIFRE intitulée : "Contribution à l'étude de fonctions optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour la régénération des signaux de télécommunication à très haut-débit" (soutenue le 30 avril 2004 à Lannion, 22).

La thèse portait sur la réalisation de fonctions optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) pour le traitement tout-optique des signaux de télécommunication sur fibre optique et ce, dans le but d'en augmenter la portée. J'ai eu à réaliser, caractériser et tester en environnement système un interféromètre fibré de type Sagnac (ie. NOLM pour non-linéaire optical loop mirror) contenant un SOA utilisé en régime de modulation croisée du gain (pompe-sonde) [3]. Ce dispositif a permis de réduire l'accumulation du bruit optique sur le signal transmis et à synchroniser les données dans leur temps bit. Cette étude a débouché sur la démonstration d'une transmission à 10 Gbit/s sur 100 000 km, régénérée optiquement (sans conversion optoélectronique) [4]. Dans le cadre de la caractérisation des signaux à haut-débit et par conséquent d'impulsions courtes à haute cadence de répétition, j'ai développé une technique originale permettant de caractériser des impulsions optiques avec une résolution inférieure à la picoseconde, pour des cadences de répétition allant jusqu'à 40 GHz et une sensibilité de l'ordre de 20 dB [5], [6].

J'ai ensuite été recruté en février 2004 au laboratoire FOTON sur le projet ROTOR « récupération du rythme des données optiques à 40 Gbit/s pour la synchronisation des récepteurs » ; Convention ANR 03S627 du 19/12/2003 (2004-2008)

J'ai déposé en 2007 un projet à la région Bretagne qui a été financé. Le projet DISTO avait pour objectif la mise en œuvre du process technologique pour la réalisation de sources lasers auto-impulsionnels à base d'îlots quantiques (Quantum Dots) en interne au laboratoire FOTON ; convention PRIR 211-B1-8 (2006-2009)

En 2009 j'ai été recruté à l'Université Paris 13, au Laboratoire de Physique des Lasers dans l'équipe MMTF d'Anne Amy-Klein et de Christian Chardonnet. Mon activité de recherche était basée sur les liens optiques stabilisés et plus précisément sur l'étude et la réalisation d'un dispositif d'amplification des signaux basé sur l'effet Brillouin dans les fibres optiques.

En 2014, avec le soutien de Frédéric Du Burck, j'ai initié une nouvelle activité sur les peignes de fréquences compacts à base de lasers auto-impulsionnels à semi-conducteurs dans l'équipe MMTF.

Cette nouvelle thématique a été largement soutenue par le labex First-TF dans le cadre du projet SPIRAL qui s'est échelonné sur 4 années, sur la thématique de stabilisation d'un peigne de fréquence compact à semi-conducteurs par injection optique d'un laser mono-fréquence stabilisé lui-même sur une référence métrologique [7].

# Chapitre 1 : Fonctions optiques pour les télécommunications optiques à très haut débits

## 1.1 Le Projet ANR-ROTOR (2004-2008)

### 1) Les objectifs

Les données transmises par fibre optique sont décodées au niveau du récepteur au rythme correspondant au débit d'information. La technique utilisée est la récupération d'horloge via un dispositif pouvant se synchroniser sur le rythme des données. Classiquement la boucle de verrouillage de phase est utilisée après le photo-détecteur pour générer l'horloge qui servira à synchroniser le récepteur. Avec la montée en débit sur les réseaux de transport par fibre optique, les débits par canal ont atteint 40 Gbit/s au début des années 2000 ce qui était la limite en rapidité des composants électroniques conventionnels. On peut dire qu'au-delà des 50 GHz les composants électroniques comme les photodiodes et les transistors sont beaucoup moins performants. Dans ces conditions, le développement de fonctions tout-optiques de traitements du signal d'information numérique transparentes au débit devient nécessaire. On parle à cette époque de régénération tout-optique du signal, de routage, commutation et récupération d'horloge tout-optique. Dans ce contexte, les recherches sur les lasers à verrouillage de mode (MLLD) ont été entreprises pour la récupération d'horloge à très haut débit [8].

Le projet ROTOR avait donc comme objectif de réaliser des composants auto-impulsionnels générant des impulsions à une cadence correspondant au débit des données. Les lasers à semi-conducteurs utilisés étaient injectés par la porteuse optique modulée avec les données numériques. Les propriétés d'injection optique dans les lasers à semi-conducteur permettaient alors de générer un train d'impulsions optiques (horloges) synchrone avec les données injectées [9]. Ce dispositif intégré dans un système de régénération du signal ayant pour vocation d'amplifier le contraste des données et de réduire l'amplitude du bruit optique, permettait alors d'obtenir la fonction de régénération ultime des signaux transmis par fibre optique, la régénération 3R (pour Re-amplifying, Re-shaping et Re-timing). Cette thématique était pressentie à l'époque comme le Graal des télécommunications tout-optiques, n'utilisant plus de transpondeurs optoélectroniques qui à l'époque étaient particulièrement coûteux à haut débit et moins efficaces que le traitement analogique tout-optique [10], [11]. Pour preuve, en 2002 le Bell Labs pouvait réaliser des transmissions sur 1 million de kilomètres sans répéteur optoélectronique, ce qui dans le contexte de l'époque était le gage d'un réseau qui n'était plus limité par l'électronique [12]. Dans ces conditions, le projet ANR ROTOR initié par Alcatel CIT proposait une solution de régénérateur 3R intégrant une récupération tout optique à 42,66 Gbit/s (correspondant à un débit par longueur d'onde de 40 Gbit/s avec un overhead de bit de correction d'erreurs).

En ce qui concerne le laboratoire FOTON et mon activité, j'ai été recruté sur la coordination globale du projet (6 partenaires) et sur l'étude des solutions de récupération d'horloge à 42,66 Gbit/s. Les composants étaient issus du GIE III-V Lab (anciennement Opto+, une division d'Alcatel pour sa partie télécom) pour la solution active (laser) et d'Highwave Optical Technologies / ixFiber pour la solution passive à base de réseaux de Braggs.

Le budget total du projet (subvention allouée) était d'environ 1300 k€ dont 194 k€ pour l'ENSSAT/FOTON.

## 2) Principe de la régénération tout optique

Le principe de la régénération tout optique est basé sur la réduction du bruit présent sur les données numériques codées sur porteuse optique afin de minimiser la dégradation du signal d'information. La principale source de bruit est due à l'utilisation des amplificateurs optiques (EDFA) et l'amplification du signal pour compenser les pertes linéiques de la fibre (20 dB pour 100 km pour les transmissions sur de longues distances). La seconde source de bruit va apparaître à des débits par canal supérieurs à 10 Gbit/s et sera due à de nombreux effets provoquant la distorsion des symboles optiques d'information [13]. La régénération est notée « 2R » pour « Re-amplifying » + « Re-shaping ». Dans le projet Rotor nous nous sommes intéressés à une troisième dimension de régénération qui consiste à resynchroniser les données. En effet, les symboles d'une transmission haut-débit se propageant sur une longue distance sont « déformés » sous l'effet de la dispersion chromatique, de la dispersion des modes de polarisation (PMD) et de celui des effets non-linéaires dans la fibre (Self-phase ou Cross-phase modulation). Au bout d'une distance de propagation déterminée par les nombreux paramètres de la transmission (débit, puissance optique, format de modulation, type de fibre etc...) la régénération 2R n'est plus en mesure de remettre en forme les symboles optiques. La régénération 3R (« R » pour Re-timing) impose de recoder les données numériques sur un train d'impulsions optiques resynchronisées. Cette technique est basée sur l'utilisation d'une boucle à verrouillage du rythme des données (PLL) ou pour une solution « tout-optique », d'un laser impulsif [14].

Le principe des régénérateurs 3R proposés dans les années 2000 repose sur un système tout optique sans aucun traitement électronique pour favoriser la montée en débit des transmissions optiques qui à cette époque avait pour objectif de dépasser les 40 Gbit/s. Cette solution avait pour ambition de supplanter les techniques optoélectroniques classiques limitée à cette époque et encore aujourd'hui à 50 GHz environ. Le principe rappelé sur la figure 1

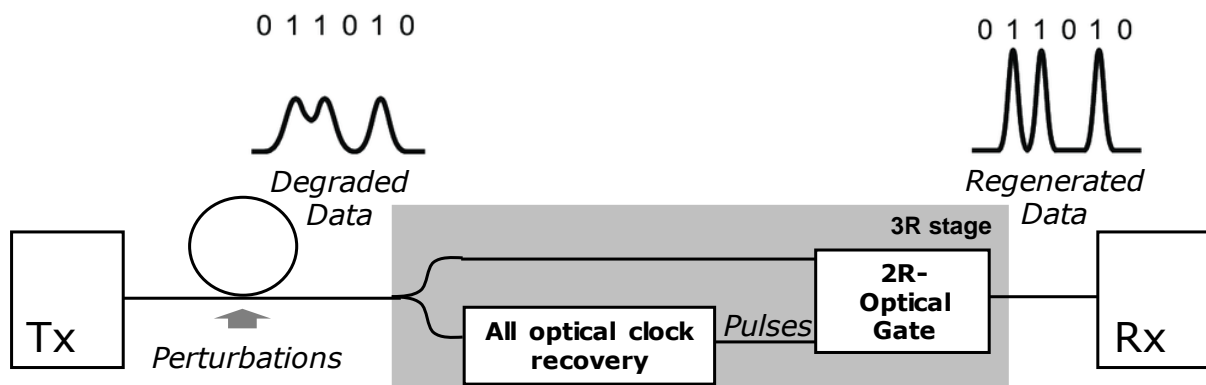


Figure 1 : Principe de la régénération 3R. Les impulsions récupérées par le module de récupération d'horloge sont synchrones avec les données. La porte optique va transmettre au rythme des données les impulsions régénérées.

Les caractérisations « système » d'une fonction optique pour les télécommunications en vue de sa qualification sont réalisés à partir de la mesure du Taux d'Erreur Binaire (TEB) en plaçant le composant à tester entre l'émetteur (Tx) et le récepteur (Rx). Ce montage permet de visualiser et quantifier la

dégradation introduite dans le système par le composant, et l'on parle de « pénalités » lorsque le TEB augmente. Le TEB est le rapport entre le nombre d'erreurs détectées par le Rx et le nombre d'éléments binaires (Bit) qui ont transité sur la liaison, pendant une durée de mesure donnée. Cette caractérisation permet également de quantifier l'effet de la propagation dans le cas des longues distances de propagation. Au laboratoire, cette mesure sur une longue distance de propagation peut être réalisée sans avoir à déployer des milliers de kilomètres de fibre optique. L'utilisation de boucles à recirculation permet alors de quantifier les effets de la propagation en passant plusieurs fois dans une même bobine de fibre [15]. Pour quantifier les effets de régénération du signal sur des longues distances, nous introduisons le régénérateur dans la boucle et comparons l'augmentation des pénalités avec et sans régénération. Plus les pénalités sont faibles et plus le système régénératif joue son rôle.

### 3) Caractérisation originale de la qualité de l'horloge récupérée par la technique de re-modulation de l'horloge

Traditionnellement, la quantification des performances de l'étage de récupération d'horloge optique (OCR) est incluse dans celle du système complet de régénération 3R. En effet, le taux d'erreurs de la transmission est obtenu à partir des données régénérées [16]. Dans ces conditions, il est impossible de savoir quelle partie du régénérateur est défaillante et de dissocier les performances de l'OCR de celles de la porte optique.

Dans le projet ROTOR, j'ai mis au point une expérience originale permettant de qualifier uniquement une OCR grâce à la technique de re-modulation de l'horloge récupérée avec les données du Tx [17]. La figure 2 présente le dispositif complet permettant d'accéder aux pénalités introduites par l'utilisation de la récupération d'horloge. Le Tx est composé d'un laser continu modulé en amplitude avec l'horloge de référence du système. Les impulsions générées à 40 GHz sont ensuite modulées en amplitude avec les données numériques pour coder l'information. Le générateur de séquences délivrant des flux de données à 10 Gbit/s, nous utilisons un multiplexeur temporel qui va permettre de produire 4 trains d'impulsions à 10 Gbit/s sur le modulateur d'intensité et de moduler l'horloge à 40 Gbit/s. Sur le Rx, le signal est détecté avec une photodiode rapide de bande passante 50 GHz, les données sont démultiplexées et les erreurs mesurées à 10 Gbit/s. Le Rx est synchronisé avec l'horloge de référence pour que la mesure soit optimale. Cette configuration dite « back to back » permet de connaître la sensibilité aux erreurs binaires du lien entre Tx et Rx. Cette sensibilité est obtenue en atténuant la puissance optique devant un EDFA qui délivre une puissance fixe sur la photodiode. Elle correspond pour un niveau de bruit de référence sur le récepteur (la puissance du signal étant fixe pour ne pas être sensible au shot-noise) à la puissance minimale (ou au rapport signal à bruit optique minimal) correspondant à un TEB donné.

Sur la courbe 3 (gauche), la courbe de taux d'erreurs de référence en carrés noirs donne un TEB de  $10^{-9}$  pour un rapport signal/bruit optique mesurée dans 1 nm (OSNR en dB/1nm) de 14 dB/nm. Tout élément introduit sur le lien va avoir pour action de modifier les caractéristiques du signal optique et donc des données numériques qui finalement vont introduire des erreurs supplémentaires. Cette dégradation est quantifiée par une pénalité correspondant à une augmentation de la puissance du signal ou du rapport signal à bruit, pour retrouver le TEB de référence.



Dans le cas de la technique de re-modulation de l'horloge récupérée, on introduit l'OCR puis on re-module avec le même modulateur et les mêmes données (figure 2). Ainsi, les pénalités ne concernent uniquement que la qualité de la récupération d'horloge.

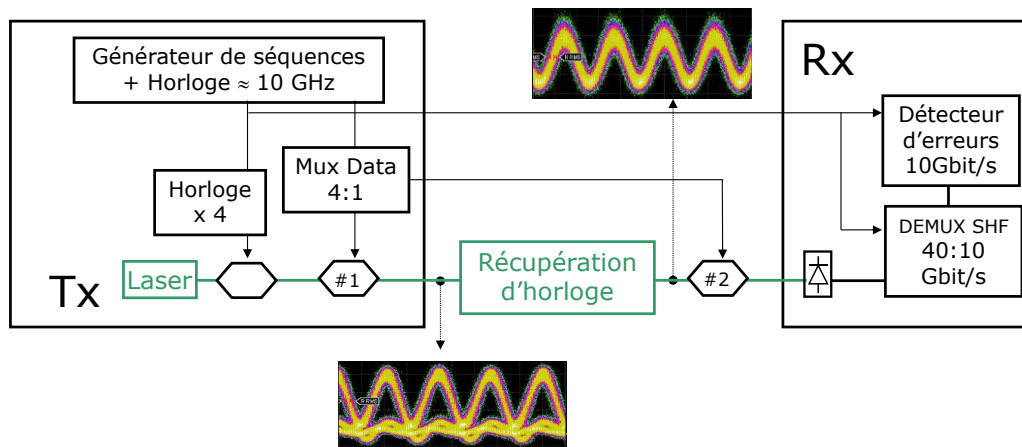


Figure 2 : Dispositif de re-modulation de l'horloge récupérée pour la caractérisation de la récupération par la technique de taux d'erreur binaires.

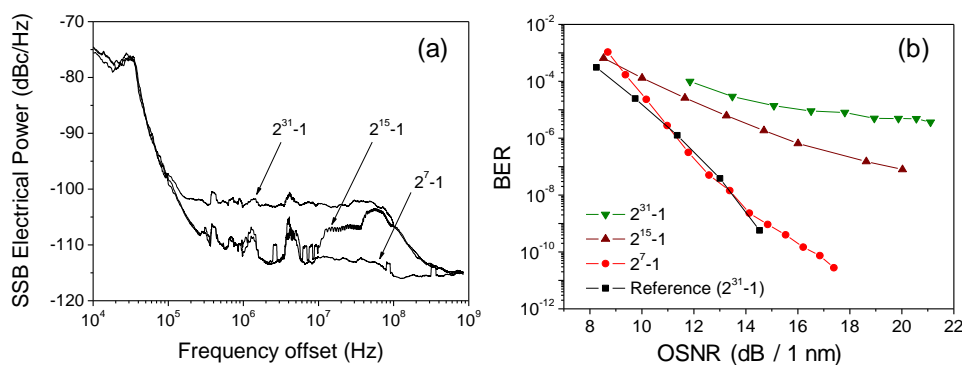


Figure 3 : Spectre du signal numérique optique démodulé à la fréquence de l'horloge pour différentes séquences PRBS (a) et caractérisation à partir de la mesure du taux d'erreurs binaires de l'impact (pénalité) de la récupération d'horloge en fonction de la longueur de la séquence utilisée (b).

Avec ce montage, nous avons pu montrer que notre récupération d'horloge n'introduisait aucune pénalité pour des séquences de données ne présentant pas beaucoup de « zeros » successifs (pouvant être à l'origine d'une perte de l'horloge) et que au contraire, plus la longueur des « zeros » successifs était importante et plus la qualité de l'horloge optique récupérée était dégradée. La dégradation peut être quantifiée avec la mesure de pénalité sur les TEB. Sur la figure 3 (a), on voit le spectre électrique du signal numérique démodulé à la fréquence d'horloge (42,66 GHz) ou la densité spectrale de code n'est change avec la séquence utilisée pour la mesure de TEB. Sur la figure 3 (b), on voit l'impact sur la mesure de TEB de cette longueur de séquence. En effet, les générateurs de données électriques génèrent des séquences pseudo-aléatoires de différentes longueurs (PRBS) qui vont pouvoir être reconnues par le récepteur pour la mesure du TEB. Plus la séquence est longue et plus elle est riche en composantes spectrales. Les séquences de l'algorithme PRBS sont généralement de longueur  $2^7-1$ ,  $2^{15}-1$  et  $2^{31}-1$  ce qui correspondent à une succession de « zeros » maximum de 126,

32766 et 2 147 483 646 temps bits. A 40 Gbit/s (temps bit de 25 ps) ; chaque séquence correspond donc à une durée maximum de « zeros » succesifs de 3 ns, 820 ns et 50 ms environ ce qui va correspondre à un spectre de composantes de modulation (de  $f_{min}$  à  $f_{horloge}$ ) très différente en fonction de la séquence PRBS :

Pour  $2^7-1$ ,  $f_{min} = 333$  MHz ;

Pour  $2^{15}-1$ ,  $f_{min} = 1,2$  MHz ;

Pour  $2^{31}-1$ ,  $f_{min} = 20$  Hz ;

Soit un dispositif de récupération d'horloge avec une fréquence de coupure donnée, il amplifie la composante à la fréquence d'horloge et filtre les composantes de modulation de la séquence PRBS en dehors de sa bande passante (PLL). Plus la séquence PRBS est longue et plus ses composantes de modulation basse fréquence sont importantes. On comprend alors que la modulation basse fréquence va être conservées sur l'horloge récupérée, puis sur le signal remodulé qui finalement seront à l'origine des pénalités mesurées sur le TEB pour des longues séquences.

Sur la courbe (b), on a testé une récupération d'horloge passive basée sur le filtrage des composantes d'horloge avec un filtre Fabry-Pérot composé de deux réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre optique. Le filtrage étant uniquement lié à la finesse de la cavité et donc fixe dans notre cas, la qualité de l'horloge optique obtenu par filtrage sera d'autant meilleur que les composantes de modulation numériques sont atténuées. Sur la courbe, on peut voir que pour un taux d'erreur de référence de  $10^{-6}$ , la sensibilité du récepteur en « back-to-back » est de 11,3 dB dans 1 nm. Pour une séquence « courte » de  $2^7-1 = 127$  mots codés sur 7 bits, on n'observe pas de pénalité alors que pour une séquence de  $2^{15}-1 = 32\,767$  mots, on observe une sensibilité de 14,7 dB dans 1 nm soit une pénalité de  $(14,7-11,3) = 3,5$  dB. Pour une séquence de  $2^{31}-1 = 2\,147\,483\,647$  mots, la plus proche d'un signal aléatoire (équivalent à un bruit blanc), on observe un plateau sur le TEB correspondant à un « plancher » d'erreurs qui va limiter la qualité de la transmission.

Dans la partie suivante, nous allons détailler les résultats de récupération d'horloge optique à 40 Gbit/s obtenus avec cette solution à base de réseau de Bragg.

#### 4) Récupération d'horloge passive avec un filtre Fabry-Pérot à base de réseau de Bragg

Dans le cadre du projet ROTOR, un des partenaires spécialisé dans les composants photoniques fibrés pour les télécommunications (Highwave Optical technologies, dans l'activité Réseaux de Bragg a été transférée chez iXFlber en 2005) avait pour objectif de réaliser un filtre Fabry-Perot à base de réseau de Bragg. Les filtres nous ont été fournis et nous les avons caractérisés optiquement puis nous les avons testés dans un système de récupération d'horloge pour une transmission optique à 40 Gbit/s.

Le filtre est constitué de deux réseaux de Bragg photo-inscrits sur une même fibre optique et décalés longitudinalement pour réaliser une cavité résonnante avec un Intervalle Spectrale Libre d'environ 42,6 GHz correspondant à l'horloge du Tx à filtrer. La prouesse technologique réside dans la largeur des modes obtenue qui a été mesurée sur le pic central à 1,2 pm (150 MHz) avec un analyseur de spectre de résolution 10 GHz environ (Figure 4) [18]. En contrôlant la polarisation du laser de

caractérisation et en excitant qu'une famille de modes de la cavité Fabry-Perot, nous avons finalement mesuré en modulant le courant d'un laser stable à court terme, une largeur d'environ 80 MHz ce qui correspond à une Finesse de 500. En effet, la biréfringence résiduelle de la fibre (de l'ordre  $10^{-6}$ ) a pour conséquence de générer deux modes de polarisation dans la cavité à l'origine de l'élargissement des résonances. Sachant que pour  $\frac{\Delta ISL}{ISL} = \frac{\Delta n}{n}$  à température constante (sans dilatation de la longueur  $L$  de la fibre), la variation d'ISL du filtre pour une biréfringence  $\Delta n$  est de 28,5 kHz ce qui donne un décalage en fréquence des deux familles de modes de 128 MHz à  $1,55\mu\text{m}$  (194 THz soit  $4500 \times ISL$ ). La valeur estimée par le calcul correspond bien à la valeur de 1,2 pm obtenue avec l'analyseur de spectre à haute résolution (BOSA d'Aragon Photonics de résolution 10 MHz), qui mesure finalement les deux pics décalés des deux familles de modes.

L'ISL du filtre de Bragg obtenu pouvait être précisément accordé sur la fréquence d'horloge du signal à récupérer grâce à un étirement mécanique micro-contrôlé de la longueur du Bragg. En plaçant le filtre dans un montage stable thermiquement (constitué d'une pièce métallique sur laquelle on a réalisé une encoche pour y placer la fibre recouverte de pâte thermique silicone), nous avons pu réaliser des tests système [19].

Sur la figure 5(a) on présente l'horloge filtrée présentant une modulation d'amplitude importante due à un filtrage insuffisant des composantes de modulation numérique des données. Cet effet a été réduit en ajoutant un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) après le filtre. Cette technique très utilisée dans les télécommunications optiques a pour bénéfice de réduire le bruit d'amplitude généré par les différents effets de modulation parasites présents sur les lignes WDM amplifiées (effets non linéaires inter et intra-canaux dans la fibre et dans les SOA, effets de modulation parasite dans les modulateurs d'intensité et de phase) [20]. Appliqué à la récupération d'horloge [21], l'utilisation des SOA permet de réduire les composantes de modulation parasite jusqu'à de très hautes fréquences (> GHz) grâce à l'effet de compression rapide du gain [22]. Sur la figure 5 (b), nous présentons le spectre dissymétrique de l'horloge récupérée par filtrage passif, dissymétrie liée à la dissymétrie de l'ISL du filtre de Bragg.

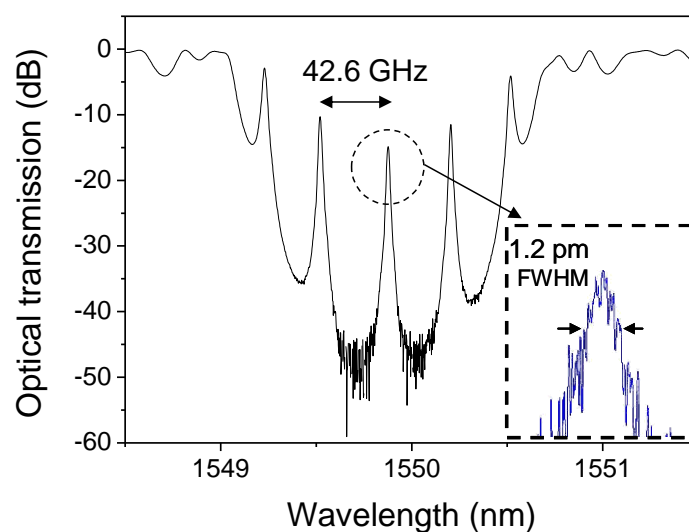


Figure 4 : Analyse spectrale du Fabry-Pérot à base de filtre de Bragg.

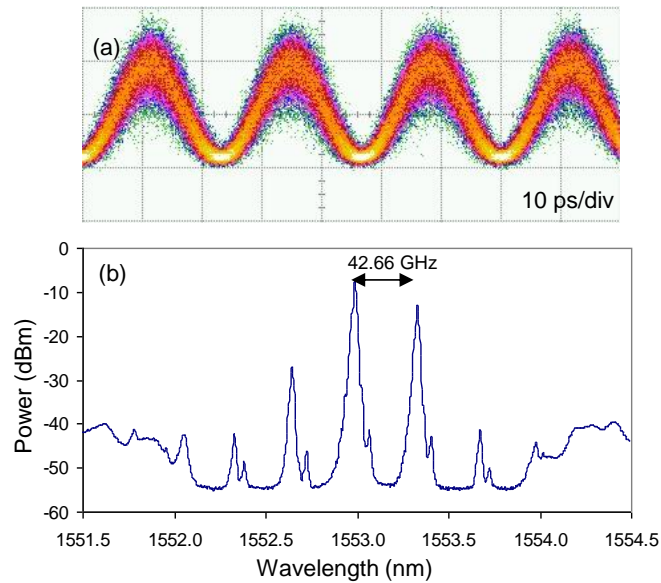


Figure 5 : Trace temporelle (a) et spectre (b) de l'horloge récupérée par filtrage passif des données.

Nous avons pu caractériser les performances de la récupération d'horloge passive grâce à la technique de re-modulation de l'horloge déjà présentée [17]. Sur la figure 6, nous présentons le schéma de principe utilisé pour la caractérisation de la récupération d'horloge passive et plus précisément de la caractérisation de sa robustesse au bruit d'amplitude des amplificateurs optiques (Amplified Spontaneous Emission). En effet, l'ajout de bruit d'émission spontanée en entrée de l'étage OCR permet de connaître les marges de tolérance au bruit du dispositif, et par conséquent, quelle pénalité il introduira dans le système en fonction du rapport signal à bruit en entrée du dispositif OCR. On rappelle que la courbe de TEB est réalisée en faisant varier l'OSNR mais devant le récepteur (seconde source ASE). On rappelle également que pour une caractérisation monocanal (1 nm environ), il est nécessaire de filtrer une partie du bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques (SOA et EDFA) généré dans une bande supérieure à 30 nm (50 nm pour les SOA), d'où la présence d'un filtre optique passe-bande de largeur 1 nm.

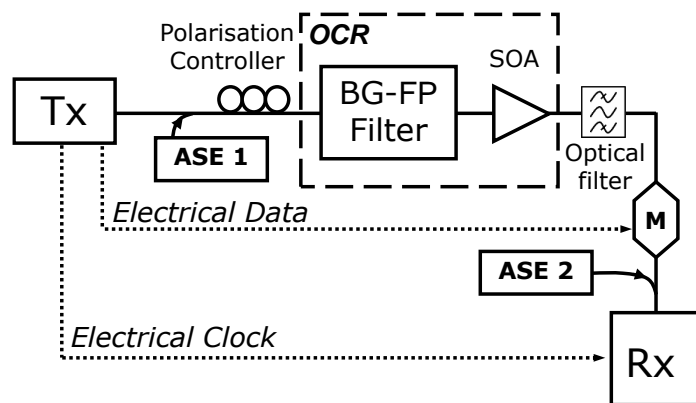


Figure 6 : Dispositif de caractérisation de la récupération d'horloge passive

Sur la figure 7, on présente les résultats en terme de TEB avec une très grande sensibilité au bruit en excès sur la ligne et une pénalité de 9 dB pour un TEB de  $10^{-9}$  en dégradant l'OSNR de 1 dB. On peut noter que le SOA n'a quasiment pas d'effet sur le bruit d'amplitude généré par l'émission spontanée

des amplificateurs optiques ce qui est une limitation forte de cette technique. Par ailleurs, pour des finesses de cet ordre de grandeur, l'utilisation de séquence PRBS supérieures à  $2^7-1$  n'est pas possible, ce qui est une limitation également très forte.

Dans la suite du manuscrit, nous allons présenter des résultats utilisant le filtrage passif avec le filtre de Bragg afin d'améliorer les performances de la récupération d'horloge tout optique.

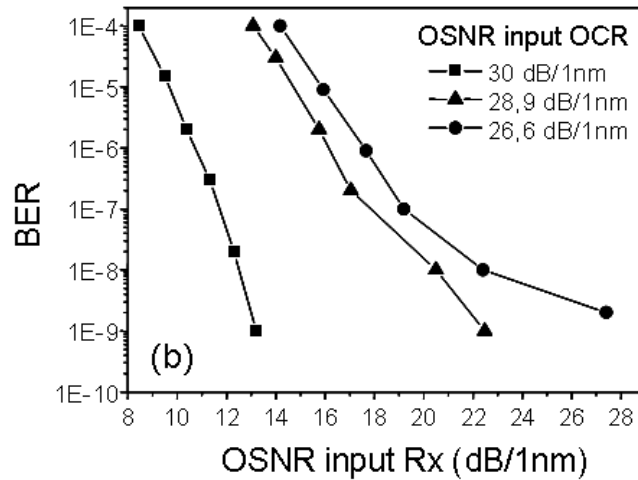


Figure 7 : Caractérisation de la sensibilité de la récupération d'horloge passive au bruit d'amplitude (ASE) en excès sur le signal d'information.

## 5) Récupération d'horloge active avec des lasers auto-impulsionnels (QD-MLLD)

Dans cette partie, nous présentons les résultats du projet ROTOR relatifs à l'utilisation des lasers auto-impulsionnels du III-V Lab.

En guise d'introduction, nous pouvons faire un historique des lasers auto-impulsionnels à base de semi-conducteurs puis un état de l'art des solutions développées pour les applications de récupération d'horloge. Tout d'abord, les lasers à semi-conducteurs auto-impulsionnels ont initialement été obtenus en insérant une section absorbante dans la cavité laser Fabry-Perot (facettes clivées sans traitement correspondant à des miroirs de réflectivité de l'ordre de 30%). Cette technologie a permis de réaliser des lasers à blocage de modes passif intégrés reposant sur le principe de la sélection des modes en phase grâce à la section absorbant saturable. Ces lasers ont été réalisés dans un premier temps à  $1,3 \mu\text{m}$  (InGaAs/GaAs) puis à  $1,5 \mu\text{m}$  (InAs/InP) sur des structures « îlot » (Dot) ou « bâtonnet » (Dash) en fonction de l'orientation cristallographique du substrat [23] [24] [25]. Les propriétés originales de ces lasers par rapport aux structure 1D (massif / bulk) ou 2D (puits quantique / Quantum Well) sont une plus forte puissance optique, des courants de seuil plus faibles, une plus faible sensibilité à la température, une bande de gain plus large et un couplage phase amplitude plus bas.

Les télécommunications optiques ont rapidement vu dans ces composants des générateurs d'impulsions à très haut débit [26]. En effet, une cavité de 1mm sur InP (d'indice optique 3,5 environ)

correspond à un ISL de 43 GHz ce qui permet des taux de répétition très élevés pour des formats de modulation impulsions de type « retour à zéro » (RZ). Naturellement, les applications de récupération d'horloge à très haut débit ont émergé sachant que ces composants étaient naturellement très sensibles à l'injection optique et aux effets non-linéaires intra-cavité [28] [29].

Dans le cadre du projet ROTOR, le III-V Lab a réalisé des lasers Fabry-Perot mono-section à base de structures Quantum-Dash pour des applications de récupération d'horloge tout optique appliquée à la régénération 3R. Le consortium a caractérisé les lasers, caractérisé les performances en termes de récupération d'horloge tout optique et enfin, intégré dans un système de régénération 3R, Alcatel CIT a testé le système complet. En ce qui concerne le laboratoire FOTON dans lequel je travaillais, nous avons mis au point des bancs de test puis des modules optiques (Cf. Figure 8) permettant d'accueillir les lasers sur embase. Les caractérisations optiques ont été réalisées sur les bancs de test et les tests systèmes ont été réalisés avec le module.

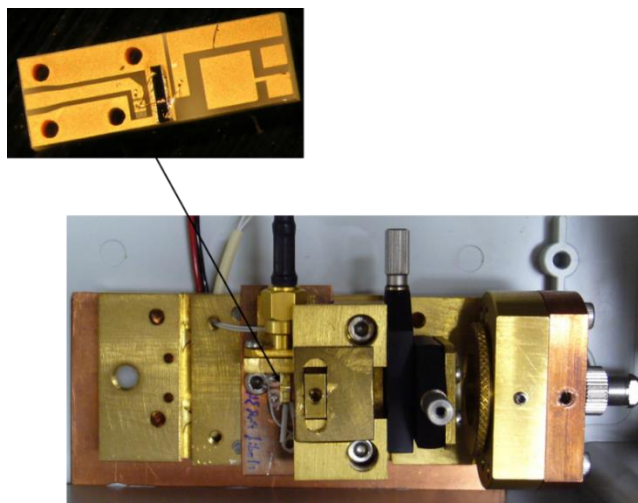


Figure 8 : Packaging réalisé au laboratoire FOTON pour le laser Qd-MLLD pour la récupération d'horloge (module de laboratoire réalisé par Ph. Rochard).

Les résultats des tests récupération d'horloge ont été obtenus grâce à la technique de remodulation de l'horloge récupérée. Sur la figure 9, nous pouvons préciser que les données électriques de l'émetteur à 40 Gbit/s étaient modulées sur le laser puis multiplexées optiquement pour générer un signal à 80 ou 160 Gbit/s. La technique de multiplexage optique utilisée était composée de 1 ou 2 interféromètres de Mach-Zehnder à fibre à maintien de polarisation à déphasage variable (ligne à retard optique à maintien de polarisation) permettant de séparer le train d'impulsions codées en deux trains retardés l'un par rapport à l'autre : d'un demi temps-bit (pour le 80 Gbit/s) et d'un quart de temps-bit pour le 160 Gbit/s (second interféromètre). Les tests ont alors pu être réalisés à différents débits.

Concernant le laser QD-MLLD, sa longueur a été obtenue par un clivage précis de la puce tel que le train d'impulsions soit à la fréquence de  $42,66 \pm 0,01$  GHz (accordable avec la température et le courant). La durée des impulsions était de 3 ps environ avec un jitter rms de 500 fs. L'injection du train d'impulsion modulées (data à  $f_{mod} = 42,66$  GHz) permettait de récupérer un train d'impulsions à 42,66 GHz qui une fois remodulée était envoyée sur le récepteur pour les tests de TEB.

L'analyse du spectre radiofréquence du laser injecté est présentée sur la figure 10. La bande passante de l'analyseur permet de visualiser simultanément le battement cohérent à 42,66 GHz des modes optiques (raie d'autopulsation « large » à la fréquence  $f_{rep}$ ) ainsi que la composante d'horloge du signal optique de données injecté dans le laser (raie étroite). Nous avons représenté les résultats pour une injection de données à 42,66 Gbit/s et 160 Gbit/s : pour un régime d'injection libre en fig. 10 (a) et (b) avec  $f_{rep} \neq f_{mod}$ , et pour un régime d'accrochage total en fig. 10 (c) et (d) pour  $f_{rep} = f_{mod}$  lorsque le train d'impulsions est synchrone avec les données. La gamme d'accrochage de l'horloge étant de 100 MHz environ, nous avons une stabilité de l'accrochage et donc de la récupération d'horloge suffisante pour réaliser les caractérisations système.

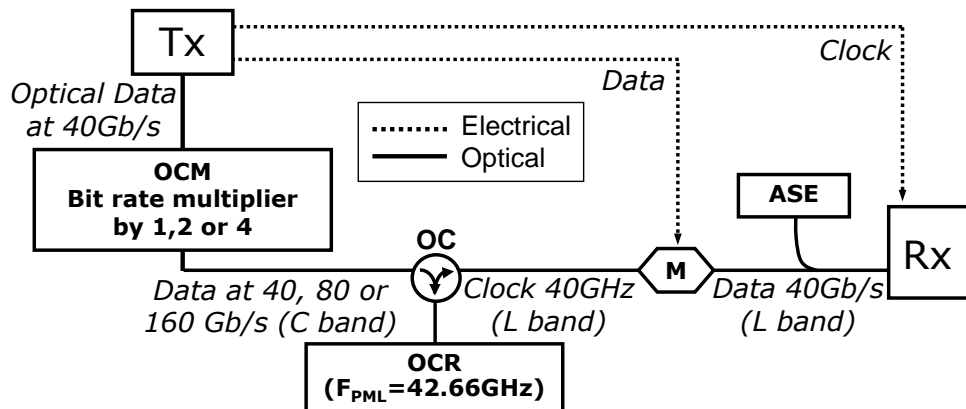


Figure 9 : Schéma du dispositif de caractérisation multi-débit de la récupération d'horloge avec le QD-MLLD.

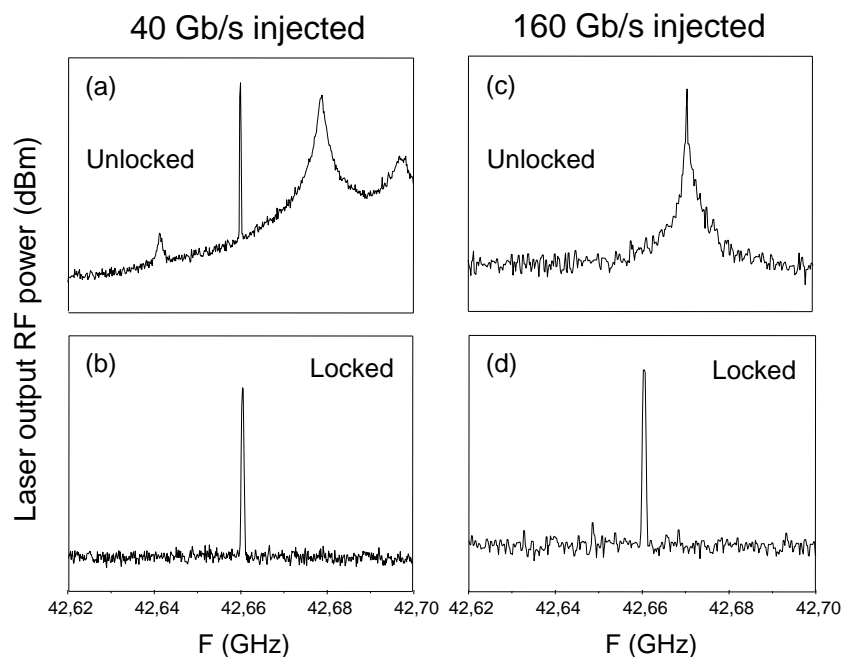


Figure 10 : Analyse spectrale radiofréquence du laser QD-MLLD injecté par des données optiques à 40 Gbit/s (a) et à 160 Gbit/s (b).

On peut remarquer que dans le cas de l'injection par un signal à 160 Gbit/s, la composante à 40 GHz correspondant à  $f_{mod}$  n'est pas visible sur le spectre. Cette observation nous permet d'émettre deux hypothèses : sachant que le 160 Gbit/s est obtenu à partir d'un débit nominal à 40 Gbit/s présentant

initialement une forte composante à 40 GHz qui disparaît lorsque les trains d'impulsions sont multiplexés, nous pouvons penser que même si cette composante n'est plus visible, la composante résiduelle à 40 GHz des data à 160 Gbit/s injectée est suffisante pour accrocher le laser. L'autre hypothèse serait que la composante accrochée n'est plus  $f_{rep}$  à 40 GHz mais bien celle à  $4 \times f_{rep}$  soit 160 GHz (non visible à l'analyseur de spectre électrique), permettant également de verrouiller les modes optiques du laser.

Dans tous les cas, l'horloge récupérée présente les mêmes caractéristiques qu'à 40 Gbit/s. Cette caractérisation de l'horloge récupérée pour plusieurs débits est étudiée dans la suite du document grâce au taux d'erreur binaire [22].

Dans la suite, nous avons étudié les caractéristiques « système » de l'horloge récupérée en utilisant le montage de la figure 9. Tout d'abord, nous avons regardé la tolérance de la récupération d'horloge à la longueur des séquences PRBS et par conséquent, sa robustesse à de longues séries de « zeros » correspondant à une absence de modulation sur le signal d'injection (data). Sur la figure 11, nous avons représenté à gauche les mesures de taux d'erreurs binaires pour les différentes longueurs de séquence puis à droite, la trace à l'oscilloscope de bande passante 50 GHz, de l'horloge récupérée et de l'horloge re-modulée. L'information sur le Jitter des impulsions est également indiquée.

En se référant à la figure 3 (a), nous pouvons comprendre que le laser va filtrer tout ou une partie des composantes de modulation numérique. Dans le cas d'une récupération d'horloge par injection optique, on comprend également que l'absence de modulation pendant une durée si longue pourra entraîner un décrochage du laser et se traduire par une dégradation de l'horloge récupérée. Par conséquent, la longueur de la séquence va impacter la qualité du signal obtenu par re-modulation de cette horloge par des données binaires de l'émetteur. Nous pouvons ainsi montrer, en comparant avec les résultats obtenus avec la récupération d'horloge passive sur la figure 3 (b), que l'utilisation du laser MLLD était plus robuste à la longueur des séquences. Néanmoins, nous remarquons également que pour une séquence PRBS  $2^{31}-1$ , la dégradation introduite par la récupération d'horloge produit une pénalité supérieure à 4 dB pour un TEB de  $10^{-9}$ .

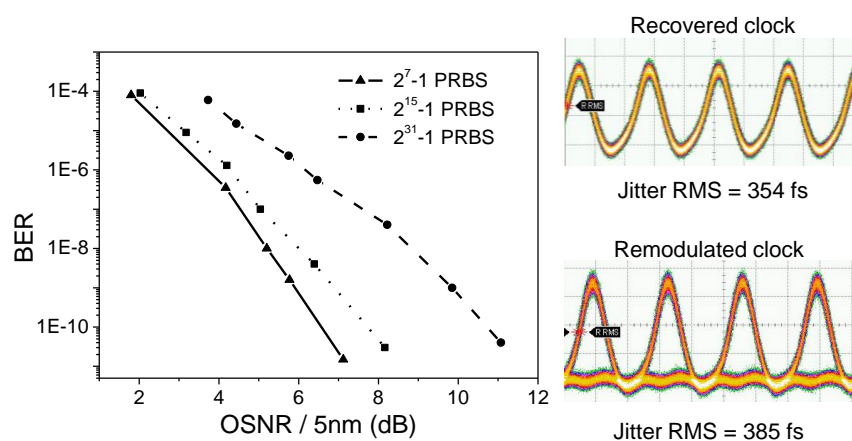


Figure 11 : Résultats de récupération d'horloge à 40 Gbit/s.

De plus, sur la figure 12, nous avons présenté les résultats des mesures de TEB réalisées à partir de la re-modulation numérique de l'horloge récupérée avec le MLLD injecté par des données optiques de



différents débits obtenus par multiplexage temporel optique [29]. A gauche les courbes de TEB et à droite les traces à l'oscilloscope. Nous remarquons d'ores et déjà que les bandes passantes de l'oscilloscope et de la photodiode ne permettent plus de visualiser les bits d'information au-delà du débit de 40 Gbit/s. Les courbes de TEB nous montrent quant à elle un résultat étonnant sur la qualité de l'horloge récupérée aux différents débits. Il n'y a en effet aucune pénalité mesurée introduite si l'horloge récupérée à 40 GHz est obtenue par injection de données à 40, 80 et 160 Gbit/s, traduisant le fait que la qualité de la synchronisation du MLLD peut tout à fait se produire et dans des conditions équivalentes, si l'on injecte des données à la fréquence harmonique de  $f_{rep}$ .

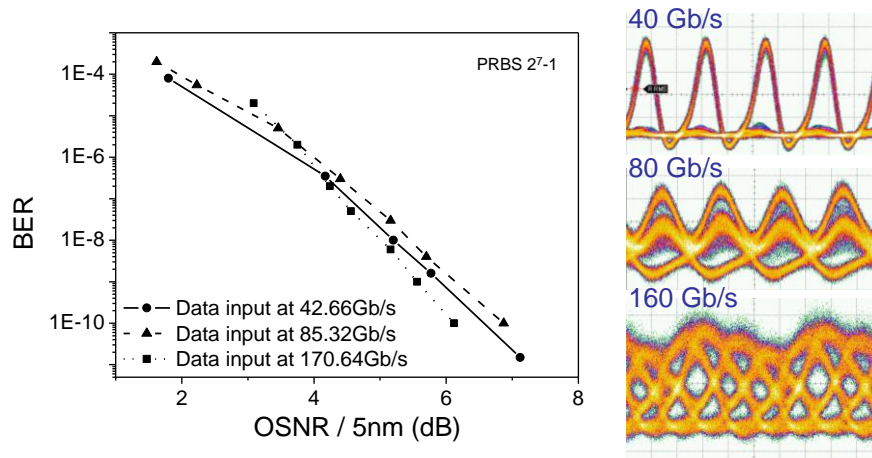


Figure 12 : Caractérisation des tests multi-débit.

Dans la suite de ce rapport, nous allons présenter une solution mixte de récupération d'horloge à 40 Gbit/s, solution basée sur l'injection du laser MLLD avec une horloge récupérée par le filtre de Bragg.

## 6) Solutions Mixtes

L'étude de solutions mixtes a été mise en œuvre dans le projet ROTOR, ces solutions reposent sur la concaténation des deux solutions précédentes à savoir, la solution de récupération d'horloge par filtrage passif et la solution de récupération d'horloge à partir d'un composant actif. Dans cette partie, nous avons utilisé deux lasers auto-impulsionnels, le laser Fabry-Perot à Quantum Dash présenté précédemment et un laser DBR à base de milieu actif massif-bulk développé au début du projet mais présentant des résultats moins bons comme le montre la figure 13. On remarque que pour une séquence courte, le DBR seul génère un plancher d'erreurs lorsque le QD-Fabry-Perot n'introduit aucune pénalité, traduisant ainsi une qualité d'horloge récupérée proche de celle de l'émetteur.

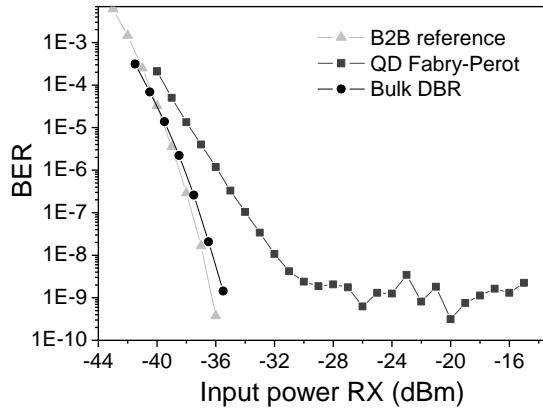


Figure 13 : Comparaison de la qualité de la récupération d'horloge entre les deux dispositifs actifs : QD-Fabry-Perot et DBR bulk pour une séquence de  $2^7-1$ .

Comme présenté précédemment, les solutions actives et passives donnent chacune des résultats intéressants mais limités en terme de qualité d'horloge traduisant une dégradation de la transmission. On rappelle que pour de très longues séquences PRBS ( $2^{31}-1$ ), aucune des solutions du projet n'a jusqu'ici pu réaliser l'opération de récupération « sans erreur ».

### FBG + Laser

La première solution mixte est basée sur un pré-filtrage passif des données suivi de l'injection des données filtrées dans un laser auto-impulsionnel. Nous avons vu plus haut que l'utilisation d'un laser QD-Fabry-Perot n'introduisait qu'une faible pénalité. Nous avons donc utilisé le laser DBR bulk qui présente un plancher d'erreurs lié essentiellement à la mauvaise qualité de l'horloge récupérée (largeur d'auto-pulsation de 10 MHz contre 10 kHz pour le QD-FP). Nous avons ensuite testé la solution mixte qui a donné les résultats présentés sur la figure 14 [30]. Pour une séquence PRBS de  $2^7-1$ , nous observons que le plancher d'erreurs a disparu avec la solution mixte, laissant apparaître néanmoins une pénalité résiduelle de 2 dB environ.

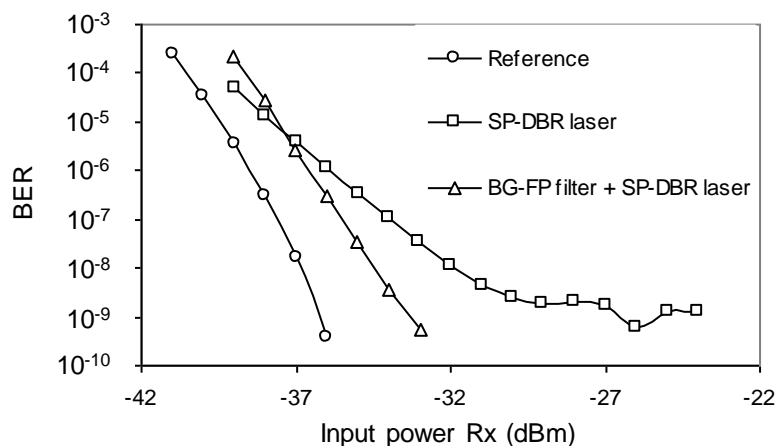


Figure 14 : Caractérisation de la qualité de la récupération d'horloge avec la solution mixte par la mesure de Taux d'erreurs binaires, pour une séquence de  $2^7-1$ .

Pour cette séquence PRBS, en conjuguant les deux solutions on arrive à supprimer le plancher. Par contre, pour des séquences plus longues, le plancher d'erreurs persiste et nous pouvons évidemment

dire que cette première solution mixte ne permet pas d'obtenir un dispositif de récupération d'horloge optimal. Au regard des résultats, nous pouvons conclure que la solution mixte Bragg + DBR donne des résultats équivalents à la solution QD-Fabry-Perot.

### *Laser bulk + laser QD-Fabry-Perot*

Cette dernière solution mixte permet de résoudre deux problèmes majeurs des systèmes de télécommunications par fibre optique sur de longues distances : la sensibilité des composants à la PMD (Dispersion Modale de la Polarisation ou Polarization Mode Dispersion [31]) et à la polarisation du signal d'information. Le dispositif de récupération d'horloge optique pour être utilisable dans un système de communications longue distance à haut débit doit être insensible à la PMD présente dans les fibres et pénalisante sur de longues distances puisque le retard de groupe entre les différentes polarisations (DGD pour Group Delay Dispersion) va augmenter comme la racine carrée de la longueur de fibre ( $L$ ) [31].

$$DGD = \gamma_{PMD} \sqrt{L} \quad (i)$$

pour  $\gamma_{PMD}$  le coefficient PMD de la fibre introduit par les contraintes mécaniques moyennes le long de la fibre de longueur  $L$ . Par exemple, pour un coefficient de PMD de 0,5 ps/ $\sqrt{\text{km}}$ , un propagation à 40 Gbit/s sur 25 km conduit à un DGD de 2,5 ps soit 10% du temps bit (25 ps). On notera que la dispersion chromatique n'est pas une limite puisque compensée sur les liens longue distance.

Concernant la polarisation, il est évident qu'un dispositif sensible à la polarisation (selon le critère de tolérance à la pénalité choisi) ne pourra être implémenté dans un système si une rotation de la polarisation de 90° produit un décrochage de la récupération d'horloge ou une pénalité excessive sur le TEB après remodulation. Il est important de noter que les SOA à base de matériaux massifs (bulk) sont insensibles à la polarisation du signal en entrée [32], à la différence des composants à Quantum-Dash qui sont eux connus pour leur sensibilité à la polarisation plus importante que dans les structures Bulk ou Puits Quantiques, compte tenu des contraintes cristallographiques plus importantes présentes lors de la croissance épitaxiale [33].

Dans ces conditions, nous avons montré que la combinaison d'un laser Bulk avec un laser QD présentant de meilleures performances pour la récupération d'horloge donnait des résultats inégalés et parfaitement originaux [34], [35]. Sur la figure 15 (a), nous présentons les résultats de sensibilité à la polarisation pour les solutions de récupération d'horloge #1 (QD-Fabry-Perot seul) et #2 (DBR bulk + QD-Fabry-Perot). Nous voyons clairement que la configuration #1 présente sensibilité à la polarisation liée à l'injection optique dans les structures à QD. Par contre, l'ajout d'un laser bulk en amont du laser QD va venir absorber les variations de polarisation puisque l'horloge récupérée par le laser bulk même si elle est de qualité insuffisante, est parfaitement polarisée et ce, indépendamment de la polarisation des données injectées. Ainsi, nous avons une solution parfaitement adaptée à la problématique des télécommunications optiques et respectant le cahier des charges du projet ROTOR.

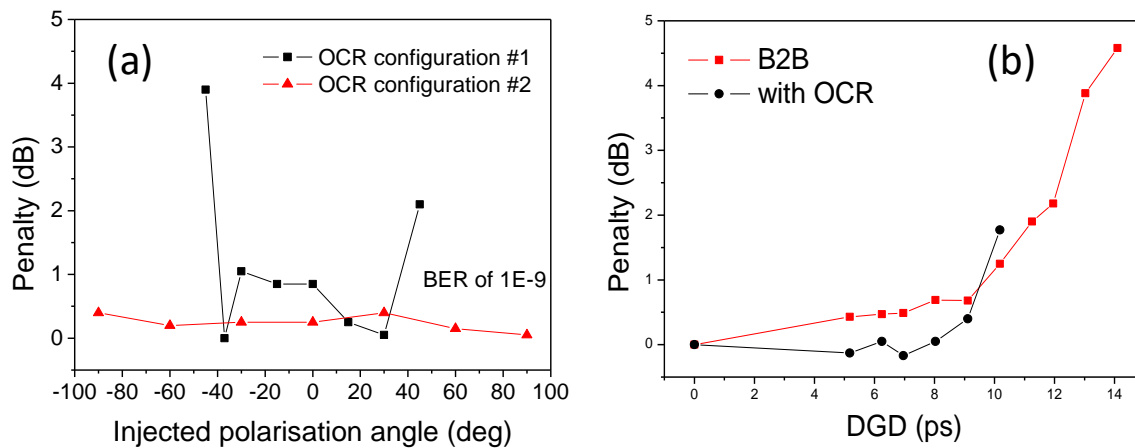


Figure 15 : Etude de la sensibilité à la polarisation (a) et à PMD (b) du dispositif de récupération d'horloge actifs QD-Fabry-Perot (configuration #1) et mixte DBR bulk + QD-Fabry-Perot (configuration #2).

Sur la figure 15 (b), nous présentons les résultats de sensibilité à la PMD. Nous avons artificiellement dégradé le signal de données injecté avec de la dispersion chromatique, pour une valeur de DGD variable. Cette technique permet de simuler le DGD qui sera introduit par la PMD. La courbe rouge sans récupération d'horloge se dégrade plus vite avec le DGD démontrant ainsi que cette solution mixte permet également de réduire la sensibilité à la PMD. L'horloge récupérée re-modulée va donner un signal polarisé en sortie qui aura absorbé la dégradation de la PMD en amont du dispositif de récupération d'horloge.

Ce dernier résultat montre que le projet ROTOR a donné des résultats tout à fait impressionnant notamment avec la réalisation des lasers à semi-conducteur Quantum-Dash dont les performances (efficacité du mode-locking, niveau de bruit de l'horloge optique récupérée) étaient bien au-dessus des objectifs initiaux. Le projet a permis de réaliser un régénérateur 3R à 40 Gbit/s [16], mais a également généré un grand nombre de résultats de caractérisation basé notamment sur la mise en œuvre originale de la technique de re-modulation pour caractériser les dispositifs de récupération d'horloge [17].

## 1.2 Le Projet Région Bretagne-DISTO (2006-2009)

La thématique de récupération d'horloge tout optique reposant sur les lasers auto-impulsionnels a été largement étudiée dans le projet ROTOR. Le succès de ce projet repose en grande partie sur la réalisation en 2005 de composants Fabry-Perot à base de bâtonnets quantiques par le GIE III-V Lab (Alcatel-Lucent et Thales). Le laboratoire FOTON (dont le nom actuel est *Institut FOTON*) à l'époque était réparti sur 3 sites (Lannion, Rennes et Brest). Le site de Rennes (INSA) travaillait sur des lasers à base d'îlots quantiques pouvant également donner des lasers auto-impulsionnels avec des performances au moins-équivalentes. Le projet DISTO proposé à la Région Bretagne avait pour objectif de réaliser des lasers auto-impulsionnels en interne au laboratoire FOTON avec la technologie « îlots quantiques » basée sur la croissance InGaAs/InP suivant l'axe cristallographique (311)B. En parallèle des développements technologiques permettant de réaliser des lasers rubans (INSA/CCLLO), le projet a

développé ses propres outils de caractérisation lasers (champ proche pour optimiser couplage optique dans la fibre) et banc de bruit de phase de porteuse RF pour caractériser le bruit des lasers auto-impulsionnels.

Le budget total du projet (subvention allouée) était de 180 k€ répartis pour les trois activités

- Process laser (Equipe FOTON INSA pour l'épitation et le CCLO pour la gravure des « ridge »)
- Packaging (CCLO pour l'isolation et l'alimentation électrique)
- Caractérisation (FOTON ENSSAT)

Le projet, au-delà de ses objectifs technologiques très ambitieux, a nécessité la coordination des 3 équipes en interne au laboratoire. A l'issue du projet, un premier laser monomode transverse auto-impulsionnel a pu être réalisé en interne à FOTON.

Ce projet a permis de travailler sur le développement des aspects technologiques nécessaires à la réalisation de laser :

- Gravure ionique de type RIE (Reactive Ion-Etching),
- Réduction des pertes du « ridge » laser par planarisation avec du BCB [36],
- Métallisation,
- Création d'embase spécifiques pour les lasers,
- Report entre le laser et les reports par « bounding »,
- Packaging des puces lasers,

J'ai rédigé et déposé le projet puis coordonné les équipes du laboratoire entre Lannion et Rennes. Par ailleurs, j'ai caractérisé les différentes puces lasers auto-impulsionnelles du projet ROTOR afin de comprendre les mécanismes d'autopulsation et de bruit de ces lasers.

Dans la suite, je vais présenter succinctement les résultats marquants relatifs à la physique des composants lasers Fabry-Perot auto-impulsionnels.

## 1) Caractérisation des lasers Fabry-Pérot auto-impulsionnels

Un résultat important a été la caractérisation du bruit des lasers dans le cadre de la thèse de Jean-François Hayau. Il a été montré que les modes optiques des lasers auto-impulsionnels à Quantum-Dash étaient particulièrement bruyants pris individuellement mais que la forte corrélation en phase des modes faisait que leur bruit moyenné sur le grand nombre de mode était beaucoup plus bas que celui des structures bulk. Sur la figure 16, nous présentons les résultats de mesure de RIN réalisé sur les deux lasers pour un courant de 100 mA. La technique utilisée est simple et décrite dans la référence [37] et permet de mesurer le bruit des modes individuellement ou conjointement de 10 kHz à 10 GHz. Nous pouvons clairement observer sur la figure que le bruit du laser QD est beaucoup plus bas. Il a été montré dans le projet ROTOR que le bruit de phase des MLLD était beaucoup plus faible dans les structures quantiques (Q-Dash et Q-Dot). Cette information est donnée par la largeur de la raie du battement des modes dans une photodiode [38] et permet de quantifier l'écart temporel entre les impulsions (jitter), et donc les fluctuations de l'écart de fréquence entre les modes optiques  $f_{rep}$  (bruit de phase de ISL du laser Fabry-Pérot).

Le bruit des modes optiques étant également corrélé puisque reliés entre eux par un ISL =  $f_{Rep}$  stable, on comprend que le bruit optique (fluctuations de phase et d'amplitude) des modes  $\omega_k = 2\pi\nu_k$  est corrélé sur l'ensemble du spectre du laser. Dans ces conditions, plus le nombre de modes corrélés est grand et plus la dispersion du bruit sera faible, alors que le bruit d'amplitude optique  $\delta A$  ou de fréquence  $\delta\omega$  d'un mode optique pris individuellement peut être important.

Dans la suite du document, on adoptera le formalisme suivant pour le champ résultant des  $N+1$  modes du laser Mode-locked :

$$s(t) = \sum_{k=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} \delta A_k \times e^{j(\omega_0+k \times 2\pi f_{Rep})t} \times e^{j(\delta\omega_0+k \times 2\pi \delta f_{Rep})t} \quad (ii)$$

Avec  $\omega_k = \omega_0 + k \times f_{Rep}$  la fréquence des modes optiques et  $\delta\omega_k = \delta\omega_0 + k \times \delta f_{Rep}$  le bruit de fréquence des modes du peigne.

On note  $\omega_0$  la fréquence de la porteuse optique et  $f_{Rep}$  la fréquence de répétition à l'ISL du laser Fabry-Perot.

Ce formalisme permettra de distinguer dans le bruit de fréquence du laser, la contribution due à la porteuse optique définie par  $\delta\omega_0$  et représentée par la largeur intrinsèque du mode (modèle de bruit blanc de phase de la porteuse) de celle due à l'ISL définies par  $\delta f_{Rep}$  représentant l'élargissement des modes du peigne (modèle de jitter des impulsions / bruit blanc de phase des impulsions).

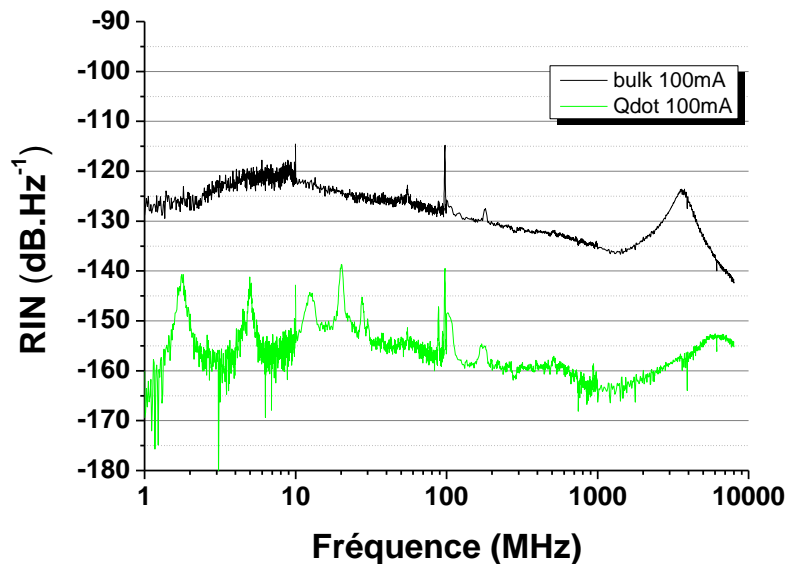


Figure 16 : Caractérisation du bruit d'amplitude (RIN) des lasers auto-impulsionnels

## 2) Etude du mécanisme du démarrage de l'auto-pulsation dans les lasers MLLD

Dans le cadre du projet DISTO, nous avons également étudié le mécanisme de déclenchement de l'auto-pulsation. Cette étude a pu être réalisée sur des structures bulk possédant deux sections d'alimentation électrique isolées par implantation ionique, l'une principale pour l'alimentation électrique et la seconde plus petite comme section absorbante. Nous avons observé sur ces structures des résonances de relaxation des porteurs beaucoup plus importantes que sur les structures à Quantum-Dash (Figure 16). Sur la Figure 17, nous observons une résonance particulièrement intense ainsi que ses harmoniques, traduisant une forte non-linéarité dans la zone active (largeur du Ridge 2  $\mu\text{m}$ ) favorisant le régime d'autopulsation [39]. Sous le seuil d'autopulsation, la fréquence de la résonance de relaxation d'ordre 0 ainsi que la puissance électrique du pic varient fortement avec le courant de polarisation. Au-dessus du seuil d'autopulsation, la fréquence d'autopulsation  $f_{Rep}$  ainsi que sa puissance se stabilisent avec le courant de polarisation comme le montre la courbe de la Figure 18 [40].

Pour mettre en relation ces deux comportements, nous avons mesuré l'évolution du pic de relaxation et celui du pic d'autopulsation sur une même courbe. La figure 19 montre clairement un transfert de puissance entre ces deux résonances. Lorsque le courant augmente, le pic de relaxation augmente jusqu'à atteindre une puissance de saturation. Une fois le pic de relaxation saturé, la puissance du pic d'autopulsation augmente pour atteindre également une puissance de saturation. Dès que l'autopulsation a atteint son maximum, la relaxation disparaît conduisant à un transfert de puissance entre les deux résonances. De plus, si l'on s'intéresse à la fréquence des résonances, la figure 20 met en relation la variation de la fréquence de la relaxation (multipliée par 14) avec celle de la fréquence d'autopulsation. On voit clairement que le transfert de puissance décrit précédemment se produit pour un courant d'environ 75 mA sur la section principale (la section secondaire étant à 0 mA), correspondant au croisement des deux courbes. On peut émettre l'hypothèse que au seuil de l'autopulsation, la fréquence d'autopulsation est un multiple de la fréquence de relaxation. Ce mécanisme peut être interprété comme l'origine du démarrage de l'autopulsation pour ces structures bulk fortement résonnantes. Par contre, aucune mesure équivalente n'a pu être réalisée sur les structures Quantum-Dash.

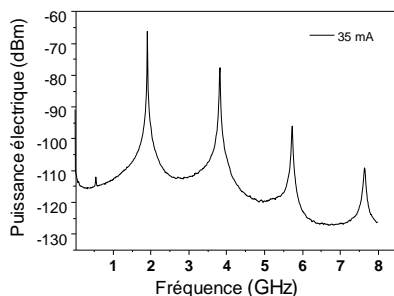


Figure 17 : Observation d'une oscillation de relaxation fortement résonnante

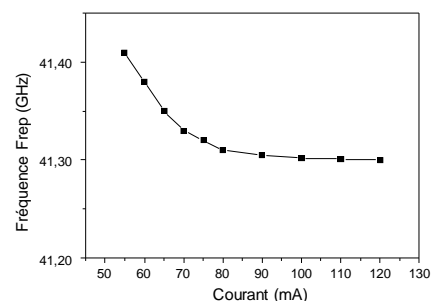


Figure 18 : Stabilisation de la fréquence  $F_{Rep}$  en fonction du courant de polarisation

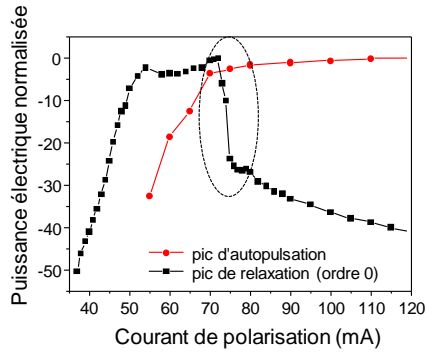


Figure 19 : Stabilisation de la puissance de  $F_{Rep}$  en fonction du courant coïncidant avec l'effondrement de l'oscillation de relaxation

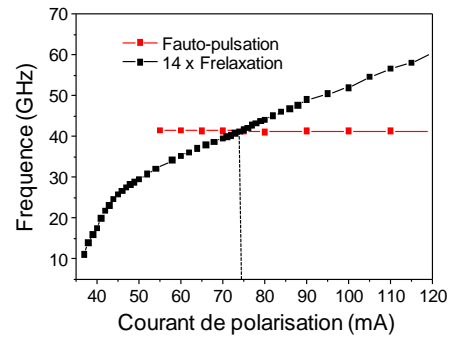


Figure 20 : Relation entre la  $F_{Rep}$  et le 14<sup>ème</sup> ordre de la fréquence de relaxation : résonance entre les modes optiques voisins par le biais de l'oscillation de relaxation

Pour généraliser ce mécanisme à toutes les structures Mode-Locked passifs (Passive MLLD), on peut observer que les modes optiques ne sont corrélés qu'au-dessus du seuil d'autopulsation. Le processus de Mode-locking est probablement réalisé par re-injection optique d'une composante de modulation résonnante dans la bande d'accrochage de la fréquence d'autopulsation. L'ISL est alors verrouillé et l'autopulsation est déclenchée.

### 1.3 Conclusion du Chapitre

Dans ce chapitre dédiée à mes activités de recherche au laboratoire FOTON, j'ai décrit l'ensemble des études originales menées sur les composants MLLD du III-V Lab, d'une part comme fonction optique pour la récupération d'horloge à très haut débit (projet ROTOR) et d'autre part sur la réalisation, la caractérisation et l'étude de la physique des lasers à blocage de modes passif (projet DISTO).

L'ensemble des études réalisées au laboratoire FOTON traitait principalement d'une approche système des composants, dans le cadre des télécommunications optiques à haut débit, thématique sur laquelle étaient également basés mes travaux de thèse. La nouvelle dimension de mon travail a été l'étude du comportement des lasers MLLD au sein de l'équipe physique des lasers du laboratoire FOTON.

Enfin, j'ai pu acquérir une bonne connaissance des structures MLLD, des techniques d'injection optique et de caractérisation des impulsions (bruit de phase).

Dans la suite de mes travaux de recherche au LPL, je vais à nouveau travailler sur ces structures dans le cadre des activités en métrologie des fréquences de l'équipe MMTF et plus particulièrement dans le cadre de l'étude de peignes de fréquence compacts.





## Chapitre 2 : Amplification Brillouin dans les liens optiques métrologiques

Ce chapitre est dédié à mes travaux traitant du sujet sur lequel j'ai été recruté dans l'équipe MMTF (Métrologie, Molécules et Tests Fondamentaux). Il concerne la période 2009 – 2013 pendant laquelle j'ai travaillé sur la thématique des liens optiques fibrés.

Après quelques années d'adaptation aux sujets de l'équipe (spectroscopie moléculaire, mesures métrologiques de haute sensibilité et asservissement en fréquence des lasers dans l'infrarouge lointain) j'ai tenté d'apporter à la problématique des liens fibrés mon expertise des composants optiques fibrés et de l'amplification optique. J'ai eu l'opportunité d'étudier différentes configurations d'amplificateurs optiques (EDFA) pour l'amplification bidirectionnelle déjà déployée sur le lien à cette époque, puis de m'intéresser à partir de 2011 à l'amplification sélective basée sur la diffusion Brillouin stimulée.

Ma contribution scientifique au développement du lien optique métrologique est essentiellement liée à l'amplification optique sur le lien. Cette période m'a permis de comprendre les sujets de ma nouvelle équipe de recherche, d'apprendre l'électronique d'asservissement, les techniques de stabilisation en fréquence et en phase des lasers et de m'initier aux mesures métrologiques.

Ce chapitre est découpé en deux parties, l'une concerne les principes du lien optique et l'autre l'amplification Brillouin.

### 1.1 Introduction

#### 1) Problématique des liens métrologiques

Les liens métrologiques ont pour vocation de transférer des références de fréquence entre des laboratoires distants pour la comparaison d'expériences de physique de grande précision, dont les résultats sont fortement corrélés à la stabilité de la référence de fréquence locale [41].

Il est important d'introduire les concepts avant de rentrer dans le détail des résultats scientifiques obtenus dans l'équipe ainsi que les technologies développées pour la mise en œuvre des liens métrologiques sur fibre.

Tout d'abord, une référence de fréquence est nécessaire pour toute mesure de fréquence. En instrumentation, on utilise généralement la référence de l'équipement et on considère que si l'équipement est calibré, il nous donnera une information sur la fréquence mesurée (on peut penser aux analyseurs de spectre dans le domaine optique ou électrique qui nous donnent une valeur absolue de la fréquence déduite d'une calibration préalable).

La seconde est l'unité de temps est sa définition est basées sur la fréquence de l'atome de Césium. La fréquence émise par le césium est donc l'étalon primaire de fréquence international et c'est également la quantité physique mesurée avec la meilleure précision. Ainsi, les horloges à Césium sont les étalons métrologiques qui possèdent la meilleure exactitude et la meilleure précision.

Les laboratoires de Métrologie ont pour vocation à développer des références de fréquence pour réaliser des mesures plus précises et plus répétables. Dans les expériences de spectroscopie de haute résolution, on développera une référence de fréquence adaptée (à la bonne longueur d'onde et de stabilité suffisante) permettant de réduire l'incertitude associée à la mesure de la fréquence et donc, de donner des spectres plus riches car mieux résolus.

Pour connaître les performances du système de mesure (exactitude et précision), il est important de caractériser sa référence de fréquence. Pour ce faire, deux solutions sont possibles : réaliser deux références identiques et les comparer (la résolution sera déduite de cette comparaison), ou bien de posséder une référence plus stable (on pourra parler d'étalon).

Chaque expérience étant réalisée à une fréquence donnée et dans une gamme de fréquences spécifique (RF, THz, UV, IR etc...) l'utilisation et par conséquent la caractérisation d'une référence locale nécessitera donc un étalon (à une fréquence donnée) et un dispositif de transfert de fréquence pour comparer la stabilité de l'étalon à celle de la référence locale. On note qu'en optique les références et les étalons sont des lasers et que la comparaison se fait généralement en faisant battre les deux lasers dans une même photodiode (mesure hétérodyne).

Ainsi, le lien optique fibré métrologique a pour vocation de distribuer à l'ensemble de la communauté scientifiques utilisant des références de fréquences (optiques ou Hyperfréquences), un étalon de fréquence optique à une longueur d'onde bien définie.

Le lien a été initialement développé entre le SYRTE (Laboratoire de métrologie Temps –Fréquence du LNE situé à l'Observatoire de Paris) et le LPL (laboratoire de physique utilisateur pour réaliser des mesures spectroscopiques de grande précision). Grâce à cette collaboration, des mesures métrologiques ont pu être réalisées au LPL à partir de lasers référencés sur les étalons du SYRTE [42]. Plus récemment, le lien, au travers du projet REFIMEVE+ en France et CLONETS en Europe [43], a permis de comparer les performances deux fontaines à Césium (étalon primaire de fréquence) situées dans deux laboratoires de métrologie différents (SYRTE en France et PTB en Allemagne) [44].

## 2) Principe et performances du lien métrologique Fibré

Sur la figure 21, nous avons représenté le schéma de principe d'un lien fibré compensé.

Dans le laboratoire de métrologie, la référence locale est comparée à un étalon de fréquence. Dans le cas du SYRTE, l'étalon de fréquence est une fréquence à 9,192 GHz issue d'une fontaine à Césium (fréquence correspondant à la transition entre deux niveaux hyperfins de l'état fondamental du Césium 133). Le laser local de référence est un laser mono-fréquence à 1542,14 nm (laser DFB à fibre dopée Erbium de type Kohéras – NKT). On notera que le laboratoire de métrologie pourra comparer ou transférer la stabilité d'un étalon de fréquence micro-onde à une fréquence optique à 1,55µm via un peigne de fréquence métrologique [45].

Le laser local est pré-stabilisé sur un interféromètre à deux ondes à fibre de type Michelson puis référencé sur l'étalon de fréquence. Dans le cas du SYRTE, l'étalon de fréquence est un MASER à Hydrogène utilisé pour sa stabilité aux temps courts (pour la stabilité), la fontaine à Césium étant réservée au temps longs (exactitude).

La référence optique métrologique à  $1,55\mu\text{m}$  est ainsi obtenue, c'est elle qui va se propager sur le lien. La fibre 1 (de longueur  $L$ ) est la fibre reliant le laboratoire de métrologie au laboratoire distant (ou répéteur) dans laquelle se propage le signal métrologique. En plaçant un miroir de Faraday au niveau du laboratoire distant, on récupère au niveau du laboratoire de métrologie le signal qui s'est propagé sur  $2xL$ . Si l'on considère que le bruit de phase accumulé lors de la propagation sur la fibre vaut  $\phi_L$ , on détectera le bruit aller-retour  $2 \times \phi_L$  en faisant battre le signal réfléchi récupéré avec le signal envoyé sur le lien (qui lui possède un bruit de phase  $\phi_{Loc}$  correspondant principalement au bruit du laser). Ainsi, il devient possible de corriger les fluctuations de fréquence du lien avec un modulateur acousto-optique (MAO), dans une bande passante limitée, imposée par le temps d'un aller-retour de la lumière sur la fibre 1. On peut noter que les fluctuations de fréquence détectées pouvant être corrigées par le système seront lentes ( $< 1\text{kHz}$  pour une longueur de lien de  $100\text{ km}$ ). Ceci justifie le fait que si la fibre 2 suit le même chemin que la fibre 1 (dans la même gaine mécanique), elle doit subir les mêmes fluctuations acoustiques et thermique que la fibre 1. Cette hypothèse théorique est à la base du schéma de principe de la figure 21.

Dans ces conditions, la fibre 2 relie également les deux laboratoires et permet de caractériser la stabilité du signal qui s'est propagé sur le lien en comparant le signal du lien avec la référence locale (end-to-end).

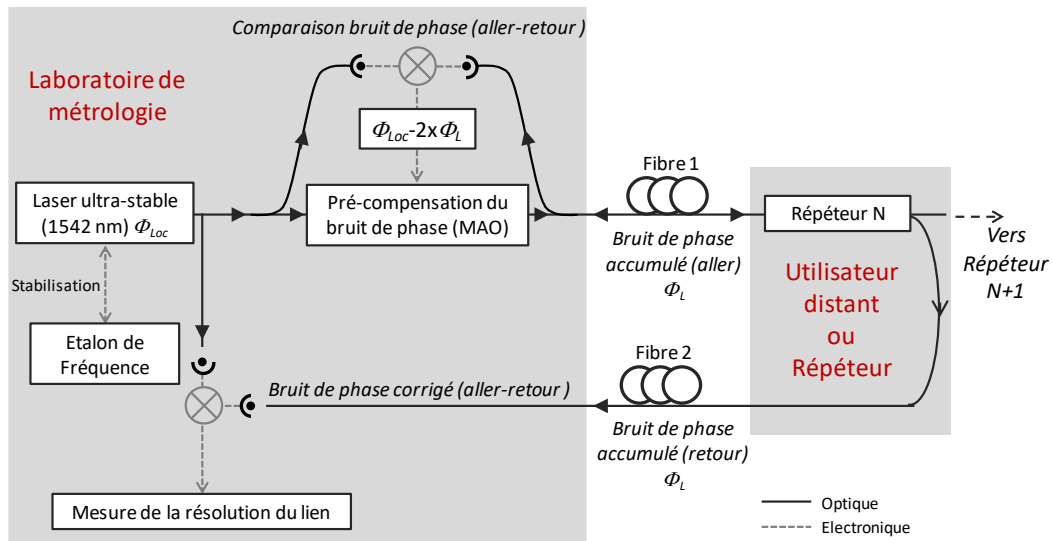


Figure 21 : Principe des liens optiques métrologiques compensés et de la caractérisation de leur résolution

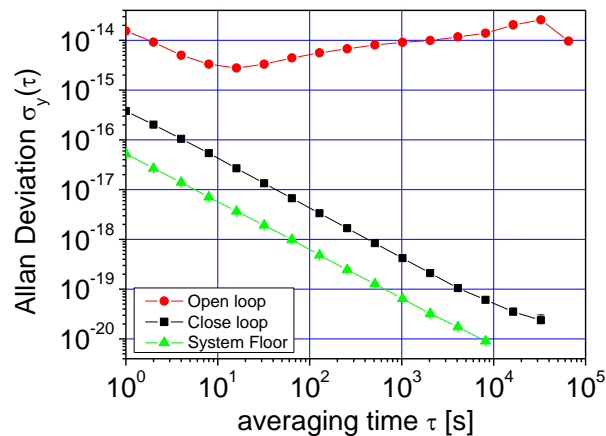


Figure 22 : Résultat de transfert d'une référence métrologique via le lien optique stabilisé (Longueur du lien 150 km). Mesure de la stabilité effectuée dans 10 Hz.

Sur ce principe, on présente sur la figure 22, les courbes obtenues à partir de la mesure « end-to-end », pour la caractérisation de la résolution du lien tel qu'il était en 2010 [36]. On voit sur la courbe rouge, la stabilité du signal de référence sans correction. La pente en  $\tau^{+\frac{1}{2}}$  traduit un bruit de marche aléatoire sur le long terme pouvant correspondre à des fluctuations de la polarisation de la lumière sur le lien (induite par les perturbations acoustiques et des dérives de température distribuées sur toute la longueur de la fibre).

Une fois le lien compensé, il est possible de corriger les fluctuations détectées. Sur la courbe noire, on voit une stabilité de la fréquence évoluant en  $\tau^{-1}$  correspondant à un bruit blanc de phase résiduel dans la boucle de la correction du bruit de phase du lien. On voit également avec la courbe verte que le système est très proche du bruit plancher de la chaîne de mesure.

Sur ce principe, tout élément dégradant la qualité du rapport signal à bruit de la boucle va intervenir comme une limitation supplémentaire dans le système. Dans ce contexte, j'ai travaillé sur l'étude de l'amplification optique sur le lien pour de grandes longueurs nécessitant alors la compensation des pertes de propagation de la fibre. Concernant le lien développé au LPL, il est important de noter qu'il est actuellement déployé à l'échelle régionale (Ile de France), nationale et internationales (vers l'Angleterre et l'Allemagne) et qu'il utilise pour la France le réseau RENATER [46]. Ce réseau « académique » est une infrastructure installée utilisant une technologie WDM. Le lien optique utilise le canal 44 du réseau et comme tout utilisateur, il est soumis aux contraintes de l'architecture du réseau. Ce réseau RENATER est donc amplifié (EDFA) et par conséquent unidirectionnel (fibre 1). Ainsi, il est indispensable de « court-circuiter » tous les EDFA du réseau et y installer des amplificateurs bidirectionnels (EDFA sans isolateur) ce qui naturellement a nécessité un design adapté des EDFA mais également de nombreux déplacements dans les nœuds d'interconnexion du réseau « shelters » (abritant les éléments de brassage et d'amplification) pour réaliser le déploiement du lien.

## 1.2 Problématique de l'amplification optique sur les liens fibrés

Tout d'abord, le lien optique amplifié est bidirectionnel ce qui correspond à une amplification symétrique du signal. Sachant que sur un réseau optique installé et par conséquent non-optimal, les

réflexions dites « de Fresnel » aux interfaces de la fibre (connecteurs, épissure, composant) sont omniprésentes et leur taux de réflexion est très variable. On pourra garder en mémoire que dans le cas le pire de réflexion à une interface silice/air (bulle d'air dans une épissure, connecteur PC sale ou mal connecté...) le coefficient de réflexion peut atteindre 0,05 soit une puissance réfléchie 13 dB en dessous de la puissance incidente. On comprend alors que pour ce type de réflexions extrêmes, l'amplification sera à l'origine de cavités lasers pour peu qu'un EDFA soit placé entre 2 réflexions.

Sur la figure 23, nous présentons l'architecture du Lien optique entre le LPL (relié au SYRTE) et Reims. On remarque qu'il y'a 4 zones d'amplification optique et que les pertes sont très variables (entre 9 et 30 dB de pertes entre 2 amplificateurs. Pour chaque zone d'amplification, un démultiplexeur en longueur d'onde (OADM) est inséré avant d'EDFA pour extraire le signal du canal 44 (dans lequel se propage la référence optique à 1542 nm). La sortie canal 44 est connectée à un amplificateur bidirectionnel alors que l'autre sortie (autres canaux) est reconnecté à l'EDFA RENATER. La sortie de l'ampli bidirectionnelle est connectée à un second OADM qui est inséré après l'EDFA RENATER pour réinjecter sur le réseau le canal 44. Cette opération répétée pour chaque zone d'amplification permet d'avoir une amplification bidirectionnelle pour le canal 44 et de mettre en œuvre l'architecture du lien optique métrologique.

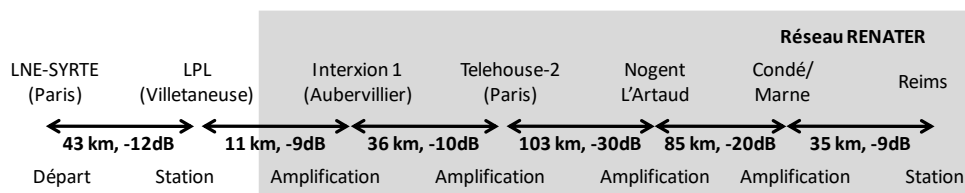


Figure 23 : Détail de la topologie du lien Paris-Reims du lien métrologique utilisant le réseau RENATER.

La problématique revient à construire un EDFA bidirectionnel, présentant d'une part un faible gain et le plus symétrique possible pour éviter des régimes de différence de gain trop importante entre les signaux co et contra-propageant à amplifier qui par construction ne sont pas symétriques en puissance., mais également permettant de minimiser la dégradation du rapport signal à bruit.

Le travail de modélisation a été réalisé avec le logiciel commercial Optisystem d'Optiwave [47] à partir du schéma de la figure 24. Compte-tenu du faible gain nécessaire aux amplificateurs bidirectionnels (de l'ordre de 20 dB), une seule pompe était nécessaire. Pour dissymétriser l'amplificateur (gain et bruit), un atténuateur variable permet un d'introduire une différence de puissance de pompe co/ contra. Sur la figure 25, les résultats de simulation sont présentés [48]. On remarque pour des faibles puissances de signal en entrée co et contra de l'amplificateur (-35 dBm qui est une valeur typique sur le lien) et une dissymétrie de 5 dB co/contra, on voit sur les courbes (a) et (b) que le gain et l'OSNR peuvent être réglés en dissymétrisant la pompe et que plus la longueur de la fibre dopée est grande et plus la gamme d'accordabilité sera grande. Sur cet exemple, nous montrons que pour une fibre de 5 m et dans les conditions de dyssimétrie de puissance du signal en entrée citées, on a symétrisé le gain co/contra et l'OSNR pour une différence de puissance de pompe co/contra entre 7 et 8 dB. Alors, le gain de l'EDFA bidirectionnel est de 20 dB environ et les OSNR co et contra sont égaux. Les simulations ont permis de réaliser un EDFA à pompe variable dont les caractéristiques ont été validées expérimentalement.

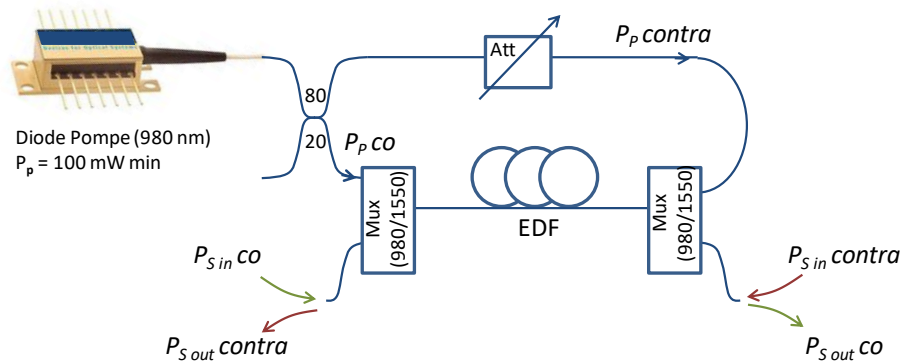


Figure 24 : Design de l'amplificateur EDFA bidirectionnel (Fibre dopée erbiums EDF pompée à 980 nm sans isolateurs).

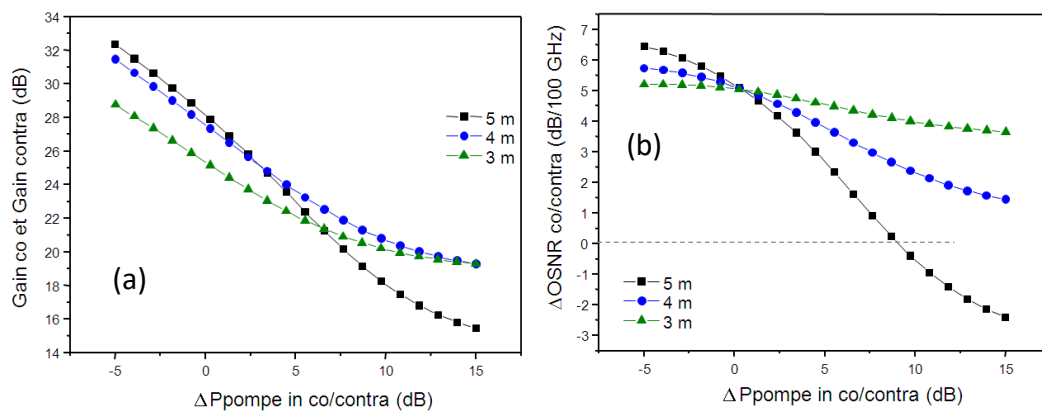


Figure 25 : Résultats de simulation pour une différence de puissance des signaux co et contra en entrée de l'EDFA bidirectionnel de 5 dB (puissance co fixée à -35 dBm). En faisant varier la symétrie des pompes co/contra, les gains co et contra varient mais restent symétriques (a) alors que les OSNR co et contra peuvent être dissymétriques, permettant une égalisation des OSNR (b).

L'autre type d'amplification optique disponible pour les liens fibrés a été proposée sur le lien Allemand en 2010 [49]. A la différence du lien français du LPL, le lien allemand utilise des fibres dites « noires » puisqu'elles sont dédiées uniquement au lien, ce qui permet d'envoyer dans la fibre des puissance optiques supérieures à celle autorisée sur un réseau installé. Sans contrainte de puissance dans la bande C des télécommunications optiques, l'amplification par effet Brillouin dans les fibres optiques devient alors possible. Cette solution est très intéressante mais ne semble pas compatible avec un lien implémenté sur un réseau installé du type de celui de RENATER du fait des fortes puissances de pompe nécessaire pour obtenir une amplification Brillouin dans la fibre.

Avec le logiciel Optisystem, j'ai pu réaliser une étude qui montre clairement que les puissances mises en jeu pour l'amplification Brillouin semblent compatibles avec les préconisations en puissance optique dans les canaux pour des systèmes WDM amplifiés de longue distance (réseaux métropolitains, de collecte ou terrestres longue distance) [31], [50]. Sur la figure 26, on donne le schéma utilisé pour la simulation. Le canal dans lequel nous allons injecter une pompe Brillouin est intercalé entre deux canaux WDM 100GHz au format NRZ 10 Gbit/s (séquence PRBS  $2^7-1$  pour la simulation) de puissance optique 10 dBm. En faisant augmenter la puissance de la pompe Brillouin (qui

est un laser mono-fréquence) on vient exciter des effets non linéaires dans la fibre optique de 60 km du type mélange à quatre ondes et auto-modulation de phase croisée. Plus la puissance est importante et plus les effets non linéaires vont déformer les données optiques ce qui va se traduire par des pénalités sur le taux d'erreur binaire mesuré au niveau du récepteur pré-amplifié. Sur la figure 27, on présente les résultats de simulation de l'évolution des pénalités sur un des deux canaux adjacents (les résultats étant quasiment symétriques pour l'autre canal). On voit clairement que pour attendre une pénalité de 3 dB (qui pourrait être un critère de dégradation importante du signal numérique transmis), la puissance de la pompe Brillouin est de l'ordre de 15 dBm. Par ailleurs, si l'on fait varier la largeur spectrale du laser, on peut penser exacerber ou réduire les effets non linéaires. La simulation pour un laser de largeur 10 MHz (DFB à semi-conducteurs standard) ou 100 kHz (Diode laser à cavité externe) donne un seuil de pénalité équivalent. Par contre pour un laser plus large, les pénalités augmentent à forte puissance.

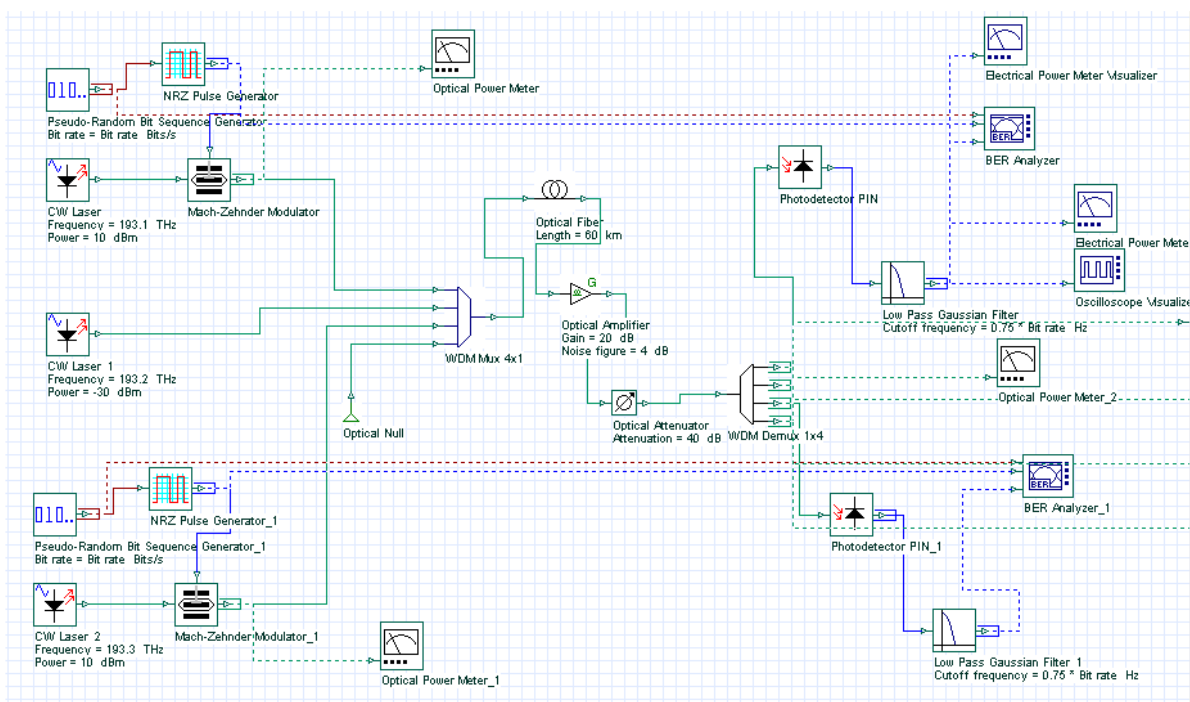


Figure 26 : Schéma de la simulation sur Optisystem pour étudier l'impact sur les performances en transmission des canaux adjacents de la présence d'une pompe Brillouin puissante (plusieurs mW) sur un canal WDM.

Cette simulation montre que jusqu'à 10 dBm de puissance de pompe Brillouin, les effets non linéaires dans la fibre seront suffisamment faibles pour ne pas impacter les canaux adjacents (critère de 1 dB de pénalité).

Dans ce contexte, nous avons étudié l'amplification Brillouin pour le lien et comparé aux caractéristiques d'amplification des EDFA.



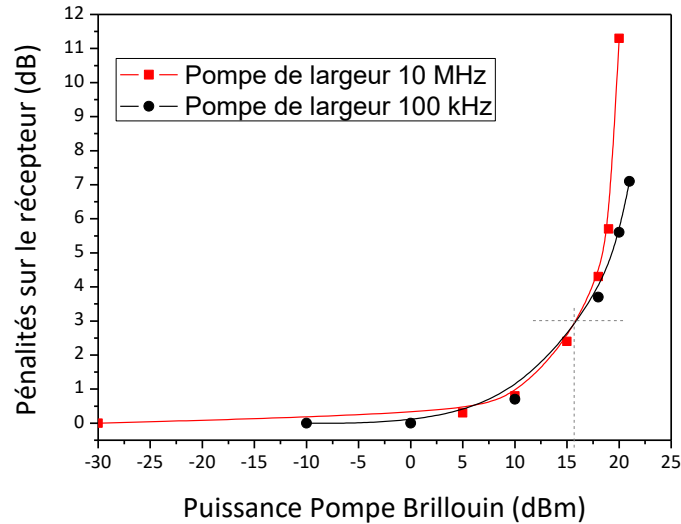


Figure 27 : Pénalités introduites par la pompe Brillouin

### 1.3 Etude de l'amplification Brillouin pour les liens métrologiques fibrés

L'amplification Brillouin dans les fibres optiques est basée sur la diffusion Brillouin dans les fibres. L'effet Brillouin est le processus d'interaction entre une onde électromagnétique et une onde acoustique mobile, qui va générer une onde rétrodiffusée appelée Stokes décalée en fréquence (processus de diffusion inélastique) [51], [52]. Dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin apparaît spontanément dès lors qu'une onde acoustique va interagir avec la fibre. La vibration acoustique pourra alors se propager longitudinalement le long de la fibre à une vitesse  $v_A$  propre au matériau [53].

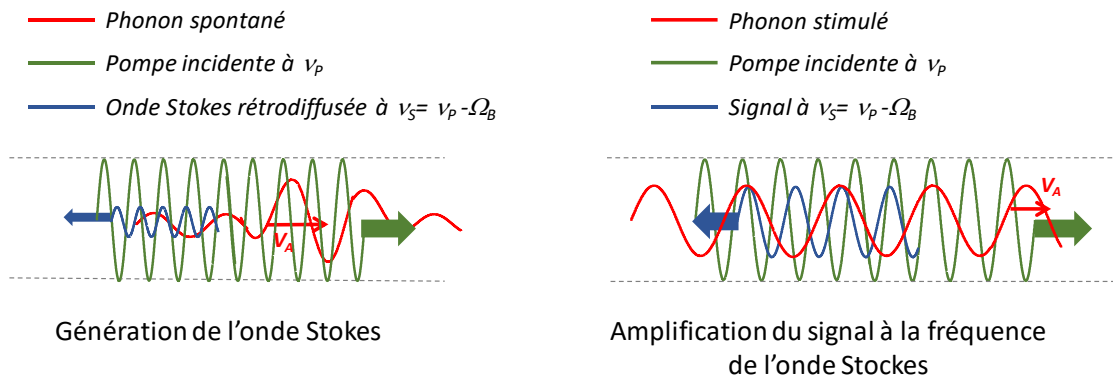


Figure 28 : Principe de l'amplification Brillouin dans les fibres optiques

On parle alors de phonon spontané dans la fibre, caractérisé par une durée de vie  $\tau_s$ . Si l'on propage un photon de longueur d'onde  $\lambda_p$  sur la fibre, il est probable qu'il interagisse également avec un phonon spontané. Cette interaction se traduit par un rétrodiffusion du photon Stokes, décalé en fréquence d'une quantité  $\Omega_B$ . Si l'onde acoustique se propage dans le même sens que  $\lambda_p$  on parle de photon Stokes de plus basse énergie ( $\Omega_B < 0$ ) alors que l'on parle de photon Anti-Stokes dans le cas contraire ( $\Omega_B > 0$ ). Pratiquement, l'onde Stokes sera la seule utilisable pour l'amplification dans les fibres optiques (à une longueur d'onde plus grande que  $\lambda_p$ ). Sur la figure 28 de gauche, on illustre le principe de la diffusion Brillouin spontanée.

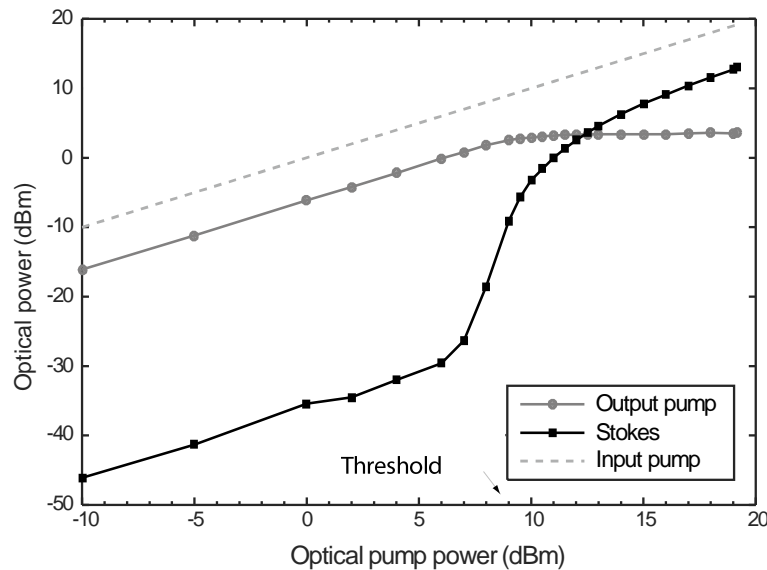


Figure 29 : Conservation de la puissance optique dans le processus de diffusion Brillouin dans les fibre (25 km avec Pompe à 1550 nm)

Maintenant, on parlera de pompe à  $\lambda_p$ , telle que plus le nombre de photon de pompe augmente et plus le nombre de photons Stokes augmente ( $\lambda_s$ ). Dans ces conditions, deux photons décalés en fréquence interagissent dans la fibre pouvant créer une modulation de la densité optique et de l'indice de réfraction si le champ électrique est suffisamment intense (électrostriction). Sur la figure 28 droite, le régime de diffusion Brillouin stimulée intervient lorsque les phonons dans la fibre sont induits par électrostriction, voyant alors leur durée de vie augmentée générant une onde Stokes plus intense (de puissance proportionnelle à la puissance de la pompe) et de largeur spectrale plus étroite (cohérence). Sur la figure 29, on a représenté l'interaction Brillouin dans une fibre optique de 25 km. Plus la puissance de pompe augmente et plus l'onde Stokes est puissante, passant du régime spontané au régime stimulé. Le seuil Brillouin est alors défini par la saturation de la puissance de Pompe transmise (déplétion), lorsque la puissance de Stokes devient proportionnelle à la variation de la pompe (rendement Brillouin) [54].

Pour une puissance de pompe de 10 dBm environ, on est dans le régime de diffusion stimulée. Dans ces conditions, un signal contra-propageant à la pompe dont la longueur d'onde coïncide avec la bande de gain de la raie Stokes sera amplifié.

Pour une fibre à saut d'indice de type G652 (Single Mode Fiber), dans le régime stimulé, l'onde Stokes est à 10 GHz environ de la pompe et sa largeur est environ 10 MHz ce qui permet une amplification sélective si l'on compare avec les 30 nm de bande de gain des EDFA.

Sur le lien, le signal à amplifier est très peu puissant compte tenu des fortes pertes entre les zones d'amplification mais sa longueur d'onde est très stable. Pour amplifier le signal métrologique, il est impératif que la pompe soit stable en fréquence ou qu'elle soit verrouillée sur la fréquence du signal à amplifier. Nous allons dans la suite du chapitre, étudier les propriétés de l'amplification Brillouin pour le lien métrologique.

Sur la figure 30, le design de l'amplificateur est représenté. On y voit la fibre SMF de 25 km en haut, dans laquelle transite le signal du lien contra-propageant. Un premier coupleur optique permet d'injecter sur le lien une pompe Brillouin composée d'un DFB de puissance optique 10 dBm environ, contrôlé en température et dont la longueur d'onde va varier avec le courant. La longueur d'onde de la pompe doit correspondre à la longueur d'onde du signal plus le décalage Brillouin :

$$\lambda_S = \lambda_P + \Delta\lambda = \lambda_P + \frac{c \Omega_B}{n v_S v_P} \quad (2)$$

Dans cette configuration le signal co-propageant avec la Stokes rétrodiffusée générée par la pompe pourra être amplifié. Un second coupleur permet alors de détecter une fraction du signal. Avec ce montage, la pompe est modulée en phase (modulation du courant), injectée dans la fibre et génère une pompe modulée elle aussi. Le signal amplifié également modulé est détecté dans l'étage de stabilisation de la pompe Brillouin. Les fluctuations de la fréquence relative entre la pompe (instable) et le signal métrologique (stable) sont converties en fluctuations d'amplitude puis détectées par démodulation synchrone du signal amplifié. Le signal d'erreur portant l'information sur les fluctuations de fréquence relative entre pompe et signal (on pourra parler d'un « tracking » de la pompe Brillouin sur le signal) est injecté dans un correcteur PI qui va compenser la coupure du filtre de la détection synchrone et donner une correction en intégrateur pur. La correction est injectée dans la diode de pompe Brillouin.

Une fois activé, le système de « tracking » de la pompe Brillouin va produire une amplification stable dans une bande de 10 MHz centrée sur la longueur d'onde du signal.

#### 1.4 Comparaison amplification Brillouin / EDFA

Sur la figure 31, les caractéristiques de l'amplification Brillouin du signal du lien sont comparées à celle d'une amplification EDFA traditionnelle en régime petit signal compte tenu du fait que l'amplification sur le lien ne concerne que des signaux avec de faibles puissances. On notera sur ce point que l'amplification petit signal dans les EDFA correspond à des forts gains et donc à des facteurs de bruit important, ce qui est un premier point négatif pour ce type d'amplification. Un second point important à souligner est que la configuration bidirectionnelle des EDFA utilisés sur le lien est une source de dégradation supplémentaire du facteur de bruit compte tenu de l'amplification importante de la rétro-diffusion Rayleigh [55]. Ces deux points justifiant à eux seuls l'étude d'une solution alternative à l'amplification erbium bidirectionnelle sur le lien, nous nous sommes focalisés sur les caractéristiques de l'amplification Brillouin susceptibles de réduire le facteur de bruit d'amplification optique sur le lien. Les considérations relatives à l'implémentation d'une solution alternative sur le lien développé au LPL ne sont pas abordées.

Concernant le gain d'amplification, on voit que pour la gamme de puissance des signaux à amplifier étudiées (de -45dBm à -15 dBm), le gain Brillouin n'est pas limité par l'efficacité de conversion de la pompe et donc, le gain n'est pas saturé. On note que le gain maximum mesuré est de 42 dB pour un signal en entrée de -45 dB ce qui est 14 dB supérieur à celui de l'EDFA.

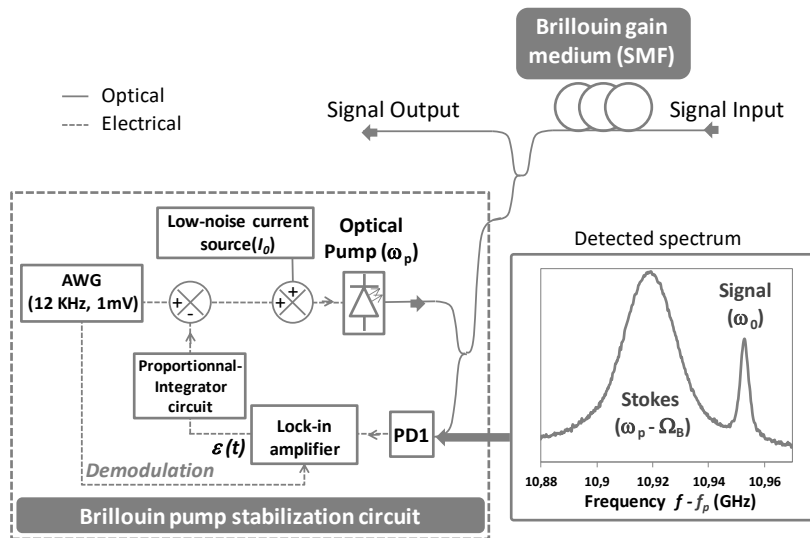


Figure 30 : Dispositif de verrouillage de la pompe Brillouin sur le signal amplifié

Les mesures de bruit sont réalisées à l'analyseur de spectre électrique par battement hétérodyne. Pour l'EDFA la mesure est faite à 100 MHz de la porteuse et à 1MHz pour le Brillouin. Ceci permet de mesurer précisément de rapport signal à bruit au pied de la porteuse et de comparer le rapport dans une bande de fréquence équivalente (ici les 10 kHz de la bande du filtre électrique de l'analyseur). Les deux bruits optiques sont blancs et le SNR est équivalent jusqu'à -30 dBm. Pour des gains plus faibles, le SNR sature pour les deux amplifications, pour tendre dans le cas de l'EDFA vers un facteur de bruit (rapport des SNR sortie/entrée) de 5 dB, et pour l'amplification Brillouin de 7 dB environ.

Il est important de noter que dans le cas de l'erbium, la bande de bruit d'émission spontanée couvre 30 nm alors que la bande de bruit Brillouin de la Stokes ne fait que 10 MHz. Dans ces conditions, il est impératif de filtrer optiquement le bruit de l'EDFA avant la détection pour réduire la contribution de du bruit optique.

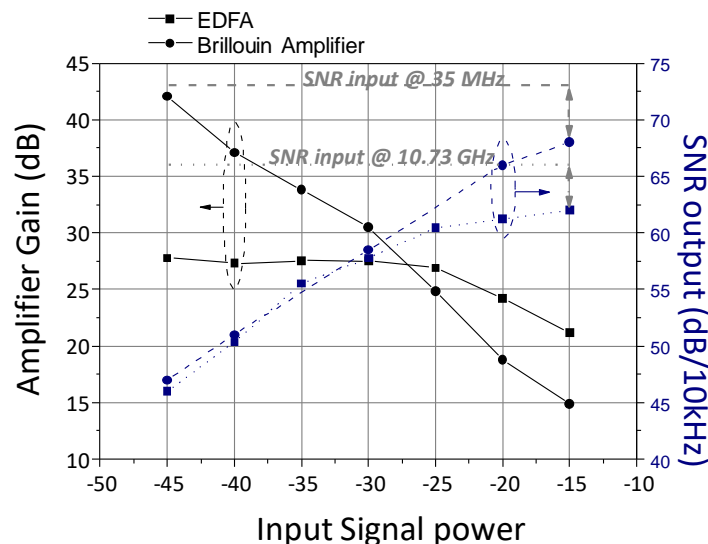


Figure 31 : Comparaison entre amplificateur Brillouin et EDFA

## 1.5 Conclusion : Proposition d'une solution mixte pour le lien

En guise de conclusion à ce chapitre, nous pouvons synthétiser les résultats obtenus sur l'étude de l'amplification optique sur les liens fibré en proposant une solution mixte, utilisant amplification Erbium pour les signaux dont la puissance est supérieure à -15 dBm (correspondant à la puissance de saturation des EDFA en dessous de laquelle le gain est saturé et le facteur de bruit fortement dégradé) et l'amplification Brillouin pour les signaux de puissance plus faible (pas de saturation du gain). L'amplification Brillouin permet une amplification sélective avec un gain très important et un facteur de bruit raisonnable, mais nécessite une pompe relativement puissante (seuil Brillouin stimulé à 8 dBm pour 25 km de fibre SMF).

La solution mixte serait basée sur le principe d'une amplification de la pompe avec des EDFA, ce qui permettrait de distribuer le gain Brillouin sur tout le lien, l'amplification Brillouin étant comme nous l'avons montré mieux adaptée à l'amplification des signaux peu puissants. Le design d'une amplification mixte serait alors basé sur une séparation du signal métrologique et de la pompe Brillouin par filtrage optique permettant d'amplifier les pompes avec un EDFA bidirectionnel puis de les réinjecter sur le lien. Cette technique permettrait de réaliser une amplification sélective du signal métrologique et d'éviter les interférences dues aux réflexions parasites.

Compte tenu de la complexité de l'infrastructure optique du lien sur le réseau RENATER déjà installée, cette solution n'a pas été exploitée. Néanmoins, le lien allemand utilisant une fibre dédiée au lien métrologique utilise toujours l'amplification Brillouin [56].

## Chapitre 3 : Stabilisation de peignes de fréquences compacts

L'activité décrite dans ce chapitre a été initiée en 2014 avec le stage de master d'Amine-Chaouche Ramdane et l'étude de l'impact de l'amélioration de la pureté spectrale des modes optiques dans les lasers multimodes. Cette première étude a été réalisée sur des lasers MLLD DFB bulk du projet ROTOR en utilisant des sources de courant bas bruit réalisées au LPL et par l'entreprise Laserlabs [57]. Les résultats obtenus et la possibilité de poursuivre l'étude avec des laser QD-MLLD du III-V Lab a motivé une demande de subvention auprès du Labex Firt-TF pour monter une activité sur les peignes de fréquences métrologiques compacts au Laboratoire, dans l'équipe MMTF. L'obtention de la subvention pour 1 an sur le projet SPIRAL ainsi que d'une bourse de thèse de l'école doctorale encadrée par Frédéric Du Burck (Pr. des Univ.) a définitivement lancé l'activité.

### 1.1 Le Projet SPIRAL / Labex First-TF (2014-2018)

Les peignes de fréquences métrologiques ont été étudiés entre 2014 et 2017 dans le cadre du projet SPIRAL, relatifs à la stabilisation des lasers à semi-conducteurs de type Fabry-Perot émettant à 1,55  $\mu\text{m}$  et fonctionnant en régime auto-impulsionnel (QD-MLLD). Le projet a débuté avec un partenariat avec le III-V Lab qui nous a mis à disposition un laser d'ISL 10 GHz intégré dans un module commercial. SPIRAL a ensuite étendu sa collaboration avec l'institut FOTON pour la caractérisation en bruit de phase des lasers (26 GHz et 10 GHz). Enfin, la collaboration avec Thales Research & Technology a orienté les travaux sur les peignes de fréquences compacts vers les applications d'oscillateurs ultra-stables pour les applications liées à la Défense. En parallèle du projet, quatre demandes de subvention ont été faites à l'Appel à Projet générique de l'ANR sans succès. Les demandes portaient sur les applications métrologie puis Télécom des peignes de fréquences compacts et notamment sur la réduction de la largeur des modes comme source multiporteuse pour les Data-centers (partenaires : Institut Foton, III-V Lab, Nokia Bell Labs).

Comme détaillé dans le premier chapitre, le laser QD-MLLD génèrent spontanément un peigne de fréquences avec une relation de phase stable que lui confère un régime de verrouillage passif des modes optiques sans contrôle externe. Le laser que nous étudions délivre des impulsions à des cadences de répétition de 10 GHz mais des composants basés sur des structures similaires (Q-Dash) ont permis d'atteindre des taux de répétition jusqu'à 100 GHz.

Les sources que nous étudions ont été développées par le III-V Lab [58] initialement pour des applications de récupération de l'horloge par injection d'un flux de données optiques [29]. Dans le projet SPIRAL, nous avons entrepris de les étudier pour des applications de peignes de fréquences métrologiques.

Sur la figure suivante, les différentes étapes du projet SPIRAL pour mettre en œuvre la stabilisation métrologique des peignes de fréquences compacts sont rappelées. La caractérisation de tout dispositif métrologique est basée sur une comparaison avec une référence plus stable ou à un étalon. L'objectif de réaliser un peigne de fréquence métrologique transportable passe alors par la réalisation d'une référence de fréquence transportable [59]. Une fois réalisée, la référence de fréquence qui possède une stabilité en fréquence meilleure que celle du peigne, sera ensuite utilisée pour stabiliser les modes optiques du peigne [60]. Compte tenu que référence et peigne ne sont pas à la même longueur d'onde,

nous avons mis en place une cavité de transfert compacte et également transportable [61]. Ensuite, nous avons transféré la stabilité de la référence à un laser accordable via la cavité de transfert fibrée [62]. Nous avons enfin stabilisé le peigne de fréquence par injection optique du laser accordable dans un des modes optiques du lasers MLLD [7],[63].

Sans trop rentrer dans les détails, la stabilité du laser MLLD à disposition n'étant pas suffisante (régulation en température et source de courant commerciale), nous avons dû pré-stabiliser le peigne pour avoir une injection stable sur une durée suffisamment longue pour nous permettre de faire des mesures. Les nouveaux développements de source de courant et de packaging nous donnent actuellement des résultats bien meilleurs que ceux obtenus avec le module commercial. C'est pourquoi nous avons proposé un projet de recherche avec le III-V Lab et l'entreprise Innoptics (Labex First-TF MODIQ pour 2019) sur la réalisation d'un module de laboratoire qui devrait rapidement nous permettre de ne plus avoir à pré-stabiliser le peigne de fréquence pour l'injection. Le second laser accordable stabilisé sur la cavité de transfert permet quant à lui de caractériser les modes du peigne loin du mode injecté, ce qui nous offre un outil de caractérisation très utile pour la caractérisation de la stabilité de chaque mode du peigne.

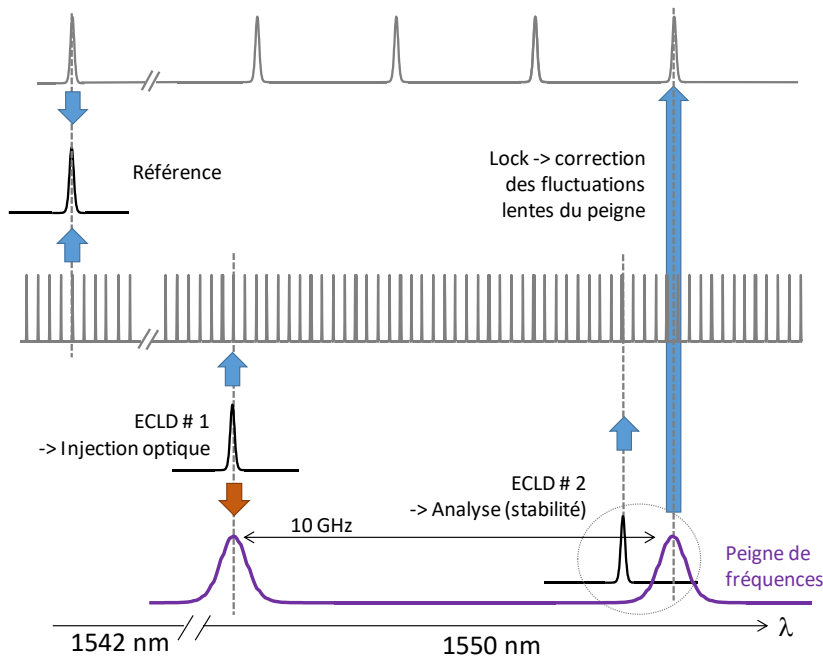


Figure 32 : Schéma de principe pour la stabilisation métrologique des peignes de fréquences compacts du projet SPIRAL

## 1.2 Les références de fréquence

### 1) Le signal du LNE-SYRTE

Au LPL, nos activités en métrologie des fréquences sont historiquement dans le visible et dans l'IR lointain. Le développement de lasers CO<sub>2</sub> et de référence moléculaires OsO<sub>4</sub> et SF<sub>6</sub> autour de 10 μm a permis d'explorer les transitions ro-vibrationnelles de molécules dans cette gamme de longueur d'onde (spectroscopie moléculaire). Les lasers Argon autour de 500 nm stabilisés sur l'iode ont eux été

développés pour la réalisation d'étalon en métrologie des longueurs [64]. Plus récemment, avec l'avènement des peignes de fréquences optiques, le raccordement entre les différents étalons de fréquences devient possible, simplifiant alors les chaînes de mesure de fréquence. De nouvelles gammes de longueurs d'ondes sont couvertes par les peignes de fréquences comme la gamme 600-1100 nm des lasers Ti : Saphir ou la gamme 1550 nm avec les laser à fibres dopées erbium [65], [66].

Depuis 2004, le laboratoire est raccordé à l'observatoire de Paris (LNE-SYRTE) avec une fibre optique de 42 km. Dans cette fibre transite entre les deux laboratoires les références métrologiques élaborées au SYRTE et utilisées par le LPL dans les expériences de spectroscopie à haute résolution [67]. La référence actuelle que nous utilisons est un laser à fibre stabilisé sur une cavité ultra-stable et référencé sur le Maser à Hydrogène (étalon de fréquence). Les dérives à long terme sont également compensées (fontaine à Césium) pour obtenir un laser à 1542,14 nm avec une stabilité relative à la seconde meilleure que  $1.10^{-15}$ , une incertitude à long terme meilleure que  $1.10^{-13}$  et une exactitude sur la valeur de la fréquence également meilleure que  $1.10^{-13}$  [68].

Cette référence est depuis 2017 à notre disposition dans notre salle d'expérience et des caractérisations sont régulièrement déposées sur un serveur pour pouvoir connaître en temps réel l'état de ses performances.

Toutes les études et développements effectués sur la stabilisation des lasers dans le projet ont pu être réalisés grâce à cette référence.

## 2) Le laser verrouillé sur $C_2H_2$

Afin de disposer d'un système peigne de fréquence stabilisé transportable, nous avons développé une référence au laboratoire à 1,55  $\mu\text{m}$ , potentiellement intégrable dans un système complet embarquable, avec une stabilité relative souhaitée meilleure que  $1.10^{-13}$  sur le long terme. Le choix d'un système tout fibré est apparu comme une évidence dans le cadre du projet SPIRAL et du développement de peignes de fréquences compacts et embarquables. Après avoir exploré les gaz possédant des transitions dans la région souhaitée et avoir étudié les différentes cellules entièrement fibrées, nous avons acheté une cellule de HCN remplie sous une pression de 500 mtorr (66 Pa), correspondant à la pression minimale réalisée par le fournisseur (Wavelength Reference). Nous avons détecté la transition P9 à 1549 nm, élargie par effet Doppler. Nous n'avons pas pu la détecter en absorption saturée compte tenu de l'élargissement par pression trop important. La largeur détectée de 500 MHz ne permettait en aucun cas la mise en œuvre d'une référence avec les performances visées et ce, malgré la grande compacité de la cellule et sa simplicité d'intégration dans un système embarquable.



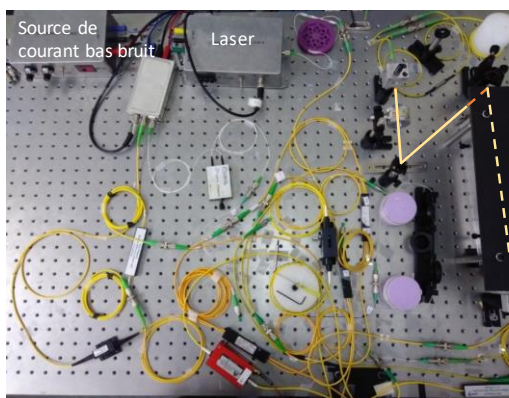


Figure 33 : Photo du montage de la référence métrologique fibrée à 1550 nm (la cellule est à droite sous le capot noir)

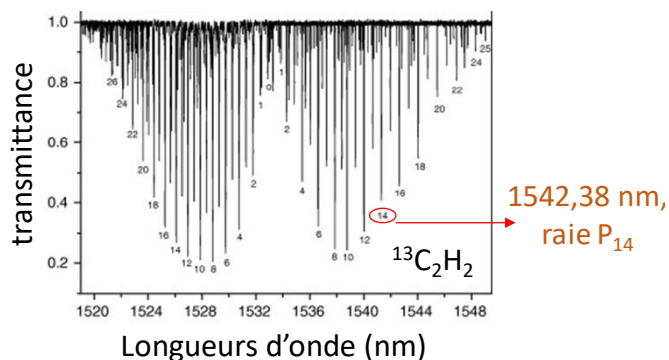


Figure 34 : Spectroscopie de l'Acétylène ( $^{13}\text{C}$ ) avec la transition n°14 à 1542,38 nm détectée en absorption saturée, utilisée pour la stabilisation du laser.

Nous avons donc commandé une cellule remplie à plus basse pression à l'Institut of Scientific Instrument de Brno/Prague (Rep. Tchèque) qui nous a fourni une cellule d'acétylène ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ) de 30 cm remplie sous une pression de 2,5 Pa. Pour cette gamme de pression, les meilleures réalisations de stabilisation de laser en absorption saturée donnent une stabilité entre  $3 \cdot 10^{-12}$  et  $5 \cdot 10^{-13}$  à 1 seconde (entre 0.5 et 3 Pa) avec des dispositifs en espace libre [69], [70].

Le développement de notre référence a démarré avec le stage de Karim Manamanni en avril 2017 dans le cadre de son Master puis poursuivi lors de sa première année de thèse. Nous avons entrepris de réaliser un dispositif fibré comme le montre la figure 33, avec seulement deux collimateurs fibrés de part et d'autre de la cellule pour venir sonder la vapeur. Nous avons utilisé la transition P14 à 1542,38 nm visible sur la figure 34, détectée en absorption saturée avec la technique de transfert de modulation afin d'augmenter le contraste du signal détecté (2% pour l'absorption linéaire et à nouveau 2% pour l'absorption saturée). Nous avons verrouillé un laser de type RIO-Planex de largeur optique (Schallow-Towns) d'environ 10 kHz à 1542,38 nm. Nous avons mesuré sa stabilité en comparant le laser verrouillé avec la référence du SYRTE (1542,14 nm). Le résultat présenté sur la figure 35 donne une stabilité relative de  $6 \cdot 10^{-12}$  à 1 seconde et une valeur mesurée de  $4 \cdot 10^{-13}$  à 4000 secondes. Ce résultat très encourageant en fait une des références fibrées les plus stables à 1550 nm comme le montre le table de la figure 36 dans laquelle nous avons comparé nos résultats avec ceux représentant à notre connaissance l'état de l'Art des références métrologiques fibrées [71].

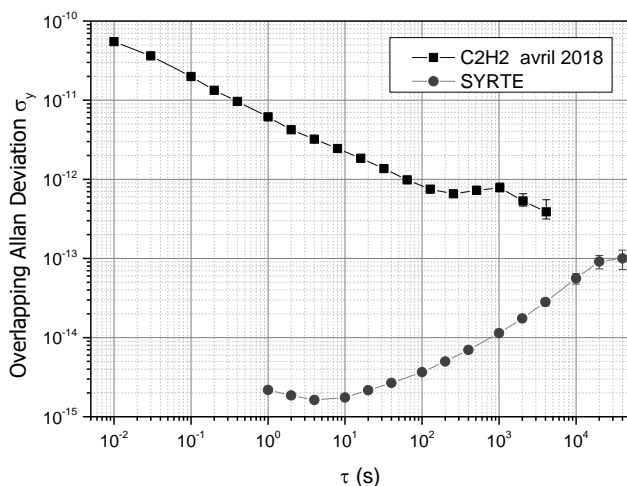


Figure 35 : Mesure de stabilité relative de notre référence.

	Athee <sup>(1)</sup> (2009)	LPL
Longueur cellule	50cm	30cm
Pression	2,8Pa	2,5Pa
Type de montage	Fibré	Fibré
Puissance de saturation	100mW	32mW
SNR	N.C	50@1Hz
Stabilité à court terme (@1s)	$4 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{-12}$
Stabilité à long terme	$3,2 \cdot 10^{-13}$ @1000s	$4 \cdot 10^{-13}$ @4000s

Figure 36 : Comparaison du résultat par rapport à l'état de l'Art pour une référence fibrée à 1550 nm.

Fort de ces résultats très encourageants, nous pouvons dire que nous disposons dorénavant d'une référence potentiellement intégrable dans un système métrologique embarquable avec une stabilité à long terme dans la gamme des  $1 \cdot 10^{-13}$  avec une exactitude métrologique [72]. Dans la suite, nous avons développé en parallèle de la référence, une cavité de transfert fibrée pour transférer la stabilité de la référence jusqu'au peigne de fréquences à stabiliser.

### 1.3 Les cavités de transfert

L'objectif de disposer d'un peigne de fréquence transportable nous a orienté vers un dispositif de transfert de stabilité en fréquence depuis la référence (SYRTE via le lien ou C2H2 locale) également transportable. La solution fibrée est apparue comme une solution intéressante à tout point de vue sachant que les composants étaient disponibles (large gamme de composants développés pour les télécommunications) et surtout, à fort potentiel de compacité et avec la possibilité de faire évoluer la résolution de la cavité avec la longueur de la fibre. Dans un premier temps, nous avons testé plusieurs configurations de cavité et notamment une cavité confocale commerciale non fibrée, dont la stabilité mécanique nous a permis d'avoir une première version stable de cavité de transfert [60]. Ensuite, nous avons développé une cavité à fibre dans le cadre du séjour post-doctoral de Pierre Grüning, financé par le Labex First-TF dans le cadre du projet SPIRAL. La cavité à fibre a rapidement montré un fort potentiel pour le transfert de stabilité. Sur la figure 37, nous présentons les caractéristiques en stabilité obtenues avec les deux premières cavités de transfert étudiées dans l'équipe, la cavité confocale et la cavité à fibre. Ces mesures ont été réalisées en verrouillant la cavité sur le signal de référence (ici le signal venant du SYRTE) et en verrouillant un laser à la même longueur d'onde, sur la cavité stabilisée. Dans ces conditions, on peut caractériser le transfert de stabilité sur une très petite gamme de fréquence correspondant à l'écart entre les deux lasers (quelques GHz). Cette première caractérisation nous indique les points suivants :

- La caractérisation de la stabilité des asservissements pour le court terme (jusqu'à 1s) donne une information sur le rapport signal sur bruit du signal d'erreur et la capacité de

l'asservissement à corriger les fluctuations de fréquence détectées (bruit des lasers, bruits électroniques).

- La caractérisation de la stabilité à long terme ( $> 1$  seconde) de la cavité traduit la présence d'instabilités sur le long terme de la chaîne de mesure : dérives mécaniques et thermiques, bruit de scintillement, marches aléatoires, etc...

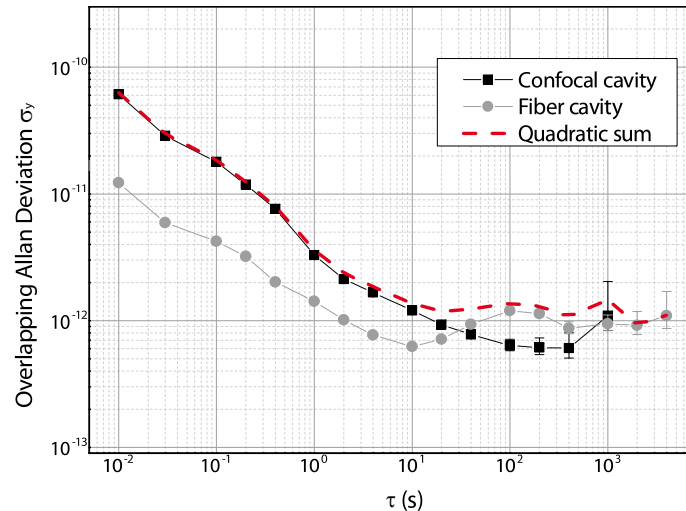


Figure 37 : Caractérisation de la stabilité des cavités de transfert étudiées dans le projet: la cavité confocale commerciale et la cavité à fibre en anneau. La somme quadratique correspond au plancher de stabilité pour un dispositif utilisant les deux cavités.

On remarque tout de suite que toutes deux présentent une stabilité à 1 seconde dans la gamme des  $10^{-12}$  et que toutes deux semblent présenter un plancher à  $1 \cdot 10^{-12}$  sur le long terme, qui sera la limite de stabilité de notre dispositif final puisque la stabilité transférée au peigne de fréquence ne pourra, avec ces cavités, descendre en dessous de ce plancher.

## 1) La cavité confocale

L'étude et la caractérisation de cette cavité nous a permis au tout début du projet SPIRAL et de la thèse d'Amine Chaouche-Ramdane, de réaliser une première cavité de transfert référencée sur une molécule. Tous les éléments nécessaires ont été implémentés dans une seule et même expérience réunissant (Cf. Figure 38) :

- 3 lasers (1 DFB de longueur d'onde fixe et 2 lasers à cavité externe de longueurs d'ondes accordables, TUNICS OM / Photonetics)
- 1 cellule de HCN en absorption linéaire
- 1 cavité confocale Fabry-Pérot
- 4 asservissement en fréquences (1 détection synchrone + 1 correcteur par asservissement)

Ce dispositif permettait de stabiliser en fréquence un laser DFB sur une transition d'HCN détectée en absorption linéaire (stabilité du laser à 1549 nm impossible à mesurer avec le référence du SYRTE à 1542 nm), de stabiliser la cavité confocale sur le long terme sur le laser de référence, puis de verrouiller deux lasers accordables pour le transfert. Cette première expérience a permis de mesurer un transfert de

stabilité entre la référence HCN et la référence du SYRTE (7 nm) à  $1.10^{-10}$  à 1 seconde avec un plancher à  $1.10^{-10}$  sur le long terme [60]. Ce premier résultat était limité par la référence HCN.

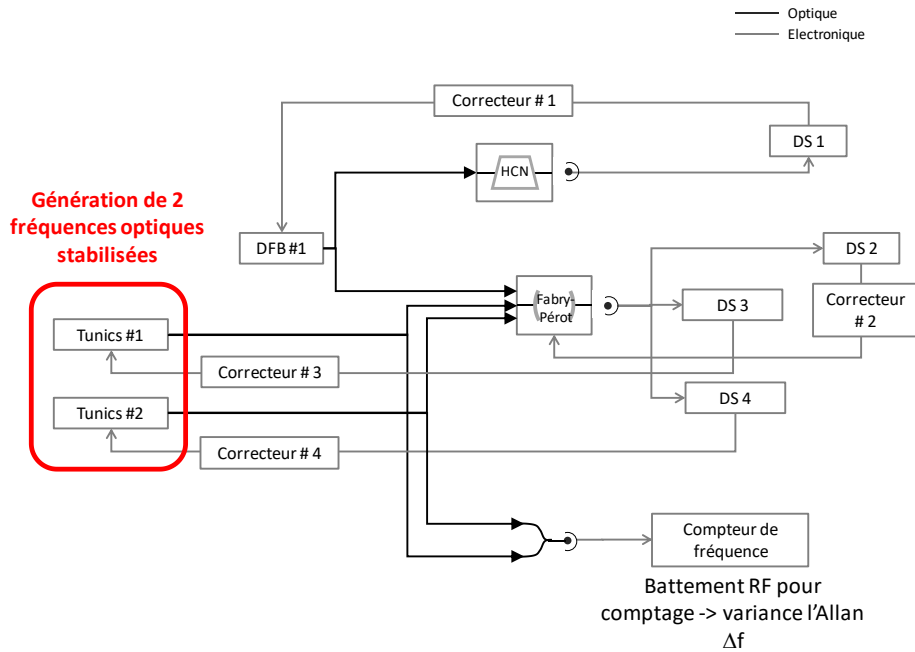


Figure 38 : Montage de la cavité de transfert référencée sur HCN.

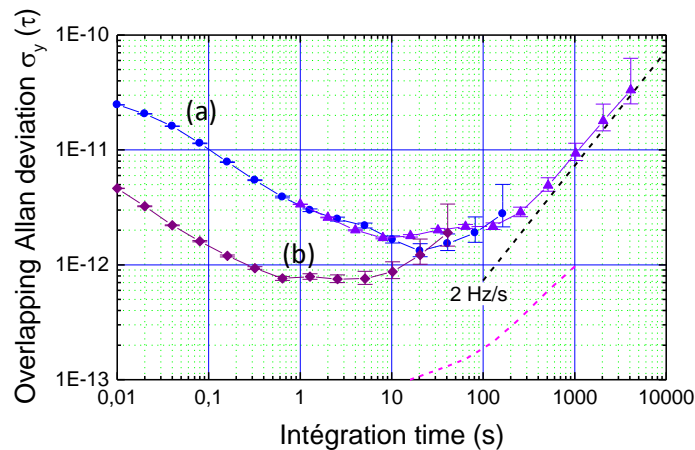


Figure 39 : Stabilité des Lasers à cavité Etendue verrouillés sur le cavité de transfert, (a) en utilisant l'électronique commerciale des lasers ; (b) en utilisant une électronique bas-bruit (Laserlabs)

Plusieurs études ont pu être menées avec ce dispositif et notamment, la mesure de la stabilité relative des deux lasers accordables (Tunics). Sur la figure 39, nous voyons que lorsque les deux lasers sont verrouillés sur la cavité confocale, le battement entre les deux lasers (ici à 13,5 GHz), produit une fréquence dont la stabilité relative est à  $4.10^{-12}$  à 1 seconde, ce qui en fait un oscillateur micro-onde de très grande qualité. Nous pouvons voir également que sur le long terme, on observe une dérive de fréquence estimée à 2 Hz/s traduisant une instabilité du système de mesure probablement liée à un effet de température (on a identifié la présence d'une modulation résiduelle d'amplitude dans le

montage qui varie avec la température [60]). Enfin, nous pouvons également mettre en évidence l'importance d'utiliser des sources de courant des lasers peu bruyantes, bruit des sources qui est transmis au laser et qui est à l'origine de l'élargissement du mode optique [73]. En effet, sur la courbe de la figure 39 (b), la stabilité relative des lasers alimentés par des sources bas bruit fournies par l'entreprise Laserlabs, atteint les  $8.10^{-13}$ .

## 2) La cavité à Fibre

Dans cette partie, nous présentons la seconde cavité de transfert que nous avons testée dans le cadre du projet SPIRAL. Cette cavité en anneau fermée par un coupleur 10/90 comme indiqué sur la figure 40 possède une finesse de 20 pour un ISL de 16 MHz correspondant à une résolution de 800 kHz (cavité constituée de 12,5 m de fibre optique). Comme pour la cavité confocale, la référence métrologique est injectée dans la cavité en configuration « réflexion » ce qui permet de verrouiller la résonance de la cavité sur la fréquence de la référence. Le signal d'erreur élaboré permet de contrôler la longueur de la cavité avec un tube piézoélectrique autour duquel sont enroulés 25 tours de fibre optique (Corr#1). Le laser accordable (ECDL pour External Cavity Diode Laser) est également injecté dans la cavité et le signal d'erreur est directement injecté dans le laser afin de verrouiller sa fréquence sur la résonance de la cavité (Corr#2).

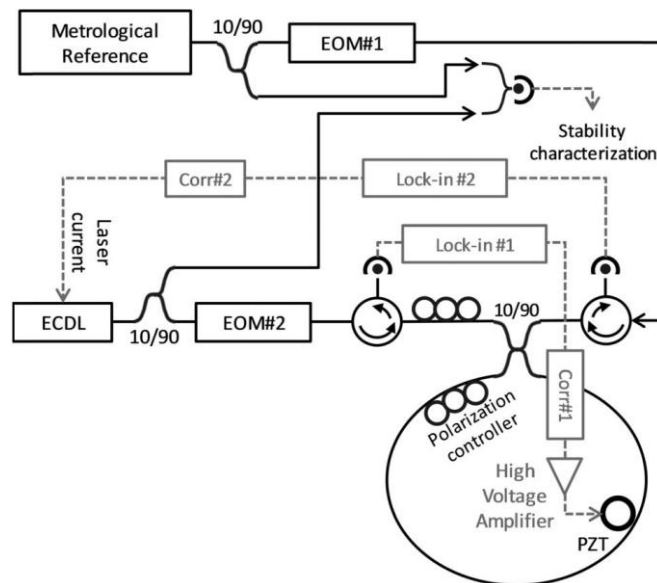


Figure 40 : Schéma de la cavité de transfert fibrée (configuration en anneau).

On peut noter qu'un second laser accordable peut être facilement verrouillé sur un second mode de la cavité afin de disposer d'une seconde longueur d'onde possédant à priori la stabilité de la première (la caractérisation du transfert est réalisé dans la référence [62]). Un autre point important est la configuration « réflexion » de la cavité qui offre la possibilité d'un asservissement de type « Pound-Drever-Hall » et donc une possibilité de correction dans une bande plus importante que la largeur de la résonance [74]. Ce point donne la possibilité de réduire la résonance de la cavité en augmentant la longueur de fibre ce qui a pour effet d'augmenter la sensibilité de la cavité aux variations de fréquence et d'augmenter le rapport signal à bruit des asservissements.

En verrouillant un laser accordable sur une résonnance de la cavité stabilisée proche de la référence, nous pouvons caractériser la stabilité du laser accordable et donc la dégradation de la stabilité introduite par les asservissements (différents bruits ajoutés dans la chaîne de mesure). Il est important de noter les différentes sources de bruit dans la chaîne de mesure :

- Le bruit de détection optique (bruit thermique / Johnson-Nyquist de la photodiode et bruit de grenaille / Shot-Noise) avec leurs bruits de tension (« variance » rms) aux bornes de la photodiode en configuration « Transimpédance » :

$$\sigma v_{Therm}^2 = 4k_B T \times R_T \times B_d \quad (\text{en } V^2) \quad (3)$$

$$\sigma v_{Shot}^2 = 2eR_T I_{photo} B_d = 2eR_T \rho P_{opt} B_d \quad (\text{en } V^2) \quad (4)$$

Avec  $I_{photo}$ ,  $R_T$ ,  $\rho$ ,  $B_d$ ,  $P_{opt}$  le photo-courant de la photodiode, sa résistance Transimpédance, sa réponse (en A/W), sa bande passante et la puissance optique détectée ;

- Le bruit électronique en excès de la Détection Synchrone dans la bande équivalent de bruit  $B_{DS} = \frac{1}{4\tau}$ , pour  $\tau$  sa constante de temps
- Les bruits d'amplitude introduits à la fréquence de modulation du laser (bruit de modulation résiduel d'amplitude ou RAM introduit dans le dispositif de modulation de fréquence, modulateur électro-optique ou modulateur acousto-optique selon les cas)
- Fluctuation du faisceau optique détecté.

Sur la figure 41 nous présentons les résultats expérimentaux avec en gris la stabilité relative  $\sigma_y$  de la cavité libre (laser accordable verrouillé sur un mode la cavité libre), et en noir la stabilité du laser accordable verrouillé sur la cavité verrouillée elle-même sur la référence. On peut noter sur la courbe grise une dérive en  $\tau^{-1}$  caractéristique d'une dérive linéaire de fréquence (cavité libre soumise à une variation linéaire de sa longueur sous l'action d'une dérive de température). On peut également noter sur la courbe noire la présence d'une pente en  $\tau^{-1/2}$  aux temps courts (< 1 seconde) caractéristique d'un bruit Blanc de fréquence. Aux temps longs, on observe un plancher et une oscillation de la stabilité avec une période de plusieurs centaines de secondes.

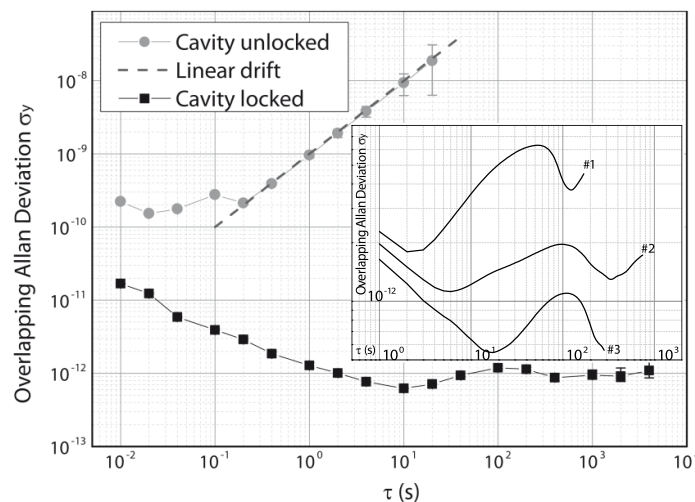


Figure 41 :Résultat de la caractérisation de la stabilité de la cavité à 1542.

Nous avons analysé avec attention le plancher qui au regard des résultats représente la limite de stabilité de notre cavité à fibre [62]. Nous avons mis en évidence la sensibilité à la température des modulateurs de phase fibrés à l'origine d'une modulation de la polarisation en entrée de la cavité. Cet effet se traduit par la détection d'un offset sur le signal d'erreur et par conséquent, une variation de la fréquence centrale de la cavité.

La modulation de polarisation va elle-même varier avec la température en entrée de la cavité, ce qui va se traduire par une oscillation de la fréquence centrale comme on peut l'observer sur les courbes dans l'encart sur la figure 41. Une distorsion de la forme de raie détectée est également source d'instabilité de la fréquence du laser par rapport à la fréquence de la cavité, elle intervient lorsque la polarisation en entrée de la cavité n'est plus alignée sur les axes propres de la cavité (effet également sensible aux conditions environnementales de vibration et de température. La conjugaison de ces effets est à l'origine du plancher de stabilité.

Concernant le transfert de stabilité de la fréquence de la référence jusqu'à la fréquence du laser qui servira pour la stabilisation du peigne de fréquence par injection optique, nous avons synthétisé les résultats de nos expériences sur la figure 42. Le principe de la mesure était d'évaluer la stabilité du laser verrouillé sur la cavité stabilisée loin de la référence. Pour ce faire, et n'ayant qu'une référence à 1542 nm nous avons dû utiliser une seconde cavité de transfert stabilisée sur la même référence sur laquelle nous avons verrouillé un second laser accordable. Ainsi, il nous a été possible de faire des mesures à partir du battement entre les 2 lasers accordables à différentes longueurs d'ondes (1524, 1542, 1572 et 1600 nm). Il est important de mentionner le fait qu'idéalement, pour caractériser le transfert, nous aurions dû disposer de plusieurs références à différentes longueurs d'ondes avec des niveaux de stabilité inférieurs à celle du laser accordable verrouillé en fréquence à 1542 nm (stabilité relative  $\ll 10^{-12}$ ). Une autre possibilité aurait été de dupliquer la cavité de transfert et de réaliser le battement entre deux lasers accordables identiques mais « non corrélés ». Compte tenu du niveau de stabilité de la cavité confocale (proche de celle de la cavité à fibre), nous avons entrepris d'utiliser les deux cavités pour le transfert. Les résultats nous donnent une référence de stabilité du battement de deux lasers accordables à 1542 nm tracée en pointillés rouges sur la courbe. Elle correspond à la somme quadratique des stabilités de chaque cavité de transfert. Les autres courbes correspondent au battement entre les deux lasers accordables verrouillés sur les deux cavités stabilisées et donc, avec un facteur deux attendu au-dessus de la stabilité de la référence. On observe donc que le changement de fréquence des lasers accordables ne semble pas produire une dégradation supérieure à quelques  $10^{-12}$ , ce qui donne une information importante sur la capacité de la cavité à fibre à réaliser un transfert mieux « au moins » à  $10^{-12}$ .

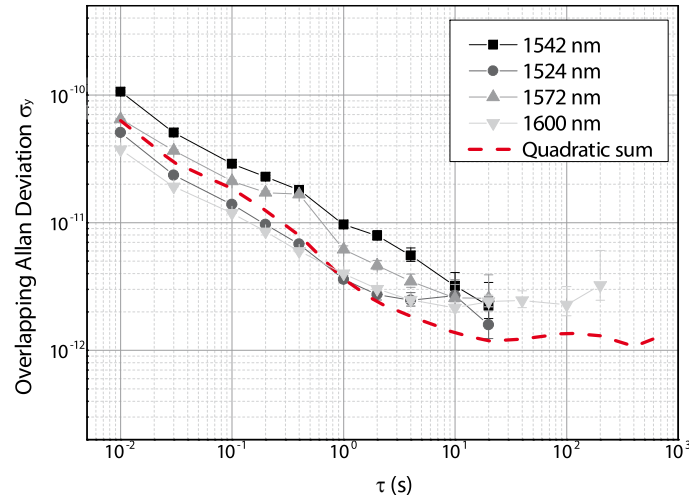


Figure 42 : Caractérisation du transfert de 1524 nm à 1600 nm.

Dans cette partie, nous avons mis en œuvre et caractérisé le dispositif qui permettra de transférer la stabilité de notre référence à une autre longueur d'onde potentiellement éloignée de plusieurs nanomètres, validant ainsi notre schéma de stabilisation de lasers accordables pour l'injection optique des peignes de fréquences. Nous avons également identifié les limitations de la cavité à fibre et notamment l'origine du plancher de stabilité à  $10^{-12}$ . Ainsi nous pouvons d'ores et déjà envisager une seconde cavité avec une résolution plus grande pour améliorer le rapport signal à bruit au temps court et une meilleure stabilisation thermique ainsi qu'un meilleur contrôle de la polarisation en entrée de la cavité.

Grâce à cet outil nous avons pu passer à la dernière étape du projet SPIRAL dédiée à la stabilisation d'un peigne de fréquences par injection optique d'un laser mono-fréquence de spectre étroit et stable.

## 1.4 La stabilisation du peigne de fréquences par injection optique

Dans cette dernière partie nous présentons le dispositif de stabilisation métrologique d'un peigne de fréquence QD-MLLD par injection optique d'un mode du peigne avec un laser de plus faible pureté spectral que celui des modes du peigne. Les modes du peigne possèdent une largeur de plusieurs dizaines de MHz (50 MHz environ) alors que le laser d'injection (Tunics OM alimentée par une source de courant bas bruit) possède une largeur (mesurée pendant 1 seconde) de 50 kHz. Il est important de rappeler que la largeur des modes optiques du peigne de fréquences est déterminée par la largeur de la fréquence optique élargie par le bruit de phase de l'ISL (gigue d'impulsions) [27]. Pour ce laser MLLD alimenté par une source de courant commerciale, les résultats qui vont suivre correspondent à un bruit de phase de l'ISL de 10 kHz, mesurée à partir de la largeur du battement à 10 GHz (auto-pulsation) [38].

### 1) Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé pour le laser d'injection d'un laser accordable centré sur 1547,5 nm verrouillé sur un mode à la même longueur d'onde de la cavité de transfert à fibre. Un second laser



accordable est verrouillé sur la cavité à fibre, il est utilisé pour la caractérisation du peigne en régime d'injection. La cavité de transfert est quant à elle verrouillée sur la référence du SYRTE à 1542 nm.

Pour le laser injecté (MLLD), la régulation de température commerciale ainsi que la source de courant commerciale également nous donnait un peigne de fréquence très instable avec des fluctuations de fréquence ne permettant pas pour les niveaux de puissance optique injectée, de réaliser une injection stable pendant plus de quelques secondes. Il aurait en effet été nécessaire d'injecter une plus grande puissance optique ce qui aurait eu pour conséquence un « effondrement du spectre » dramatique pour une application de peigne de fréquence [75], [76]. Ainsi, nous avons dû stabiliser le peigne avant de l'injecter. Cette opération a été réalisée grâce à un verrouillage optoélectronique d'un des modes du peigne sur la cavité confocale stabilisée également sur la référence du SYRTE. Cette opération a nécessité de moduler le courant du MLLD à 1,1 MHz. Malgré l'efficacité de la stabilisation de l'injection, cet asservissement en fréquence du MLLD semble être la limite de notre dispositif de stabilisation par injection optique.

## 2) Résultats expérimentaux

L'objectif de cette expérience de stabilisation du peigne de fréquence MLLD par injection stabilisée était d'une part de valider le dispositif expérimental d'injection et de caractérisation du peigne (les deux Tunics lockées qui permettent l'injection stabilisée et la caractérisation des modes éloignés du mode injecté), et d'autre part, d'avoir un peigne de fréquence plus stable avec des modes étroits. On peut rappeler que les objectifs initiaux du projet SPIRAL sont de donner une stabilité relative de  $1.10^{-12}$  au peigne au-delà d'1 seconde (correspondant à des fluctuations de fréquence du peigne dans 200 Hz) avec des largeurs de raie de l'ordre du kHz.

Sur la figure 43, on présente le spectre du MLLD non injecté en gris et injecté en noir. On remarque une légère distorsion du spectre sans commune mesure avec les résultats de la littérature [75]. Pour ce niveau de puissance d'injection (-10 dBm environ), le régime de verrouillage est stable mais à tendance à décrocher rapidement ce qui empêche de mesurer une quelconque stabilité de la fréquence sur le long terme. Notre asservissement en fréquence du MLLD (sur le courant) permet alors de réduire les dérives importantes du peigne. La mesure est stable tant que le verrouillage reste enclenché. Dès que l'asservissement en courant atteint sa limite de correction, le peigne décroche et semble être la première limite de notre dispositif [7], [63].

Sur la figure 44, on présente le transfert de pureté spectral entre le laser d'injection de 50 kHz et le mode injecté (plus précisément le mode adjacent au mode injecté pour éviter de détecter la réflexion du laser d'injection sur les facettes du laser). On observe un mode de largeur initiale 50 MHz qui se réduit à 50 kHz après injection. La valeur 100 kHz correspond au battement entre le mode adjacent au mode injecté et la Tunics de caractérisation.

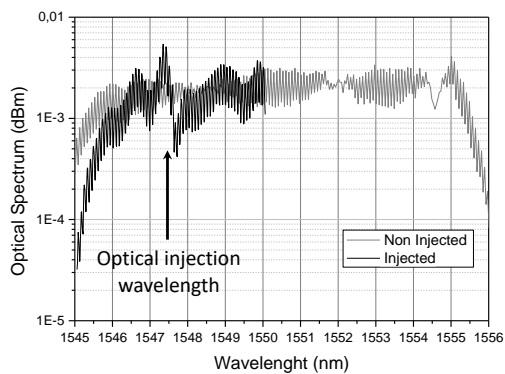


Figure 43 : Spectre du laser MLLD, impact de l'injection par un laser à 1547,5 nm.

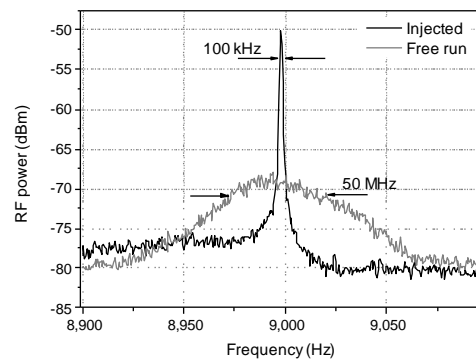


Figure 44 : Transfert de pureté spectrale par injection optique. Caractérisation du mode optique voisin au mode injecté.

Nous avons également faire cette mesur avec les modes optiques du MLLD éloignés du mode injecté et ainsi caractériser le transfert de pureté spectrale le long du peigne. On peut d'ores et déjà dire que ce transfert est possible grâce à la forte corrélation entre les modes, déduite de la mesure de la largeur de la fréquence d'auto-pulsation [38]. Pour ces résultats, la largeur de raie à l'ISL du laser (auto-pulsation) était supérieure à 10 kHz.

Sur la figure 45 nous avons mesuré le battement entre la Tunics d'analyse et les modes du peigne injecté. La résolution spectrale de la figure précédente n'était pas suffisante pour voir la bande latérale modulation du courant du MLLD nécessaire à sa stabilisation en fréquence. Sur cette dernière figure mieux résolue, on voit les bandes latérales de modulation à 1,1 MHz. On peut noter l'élargissement des modes du peigne lorsque l'on s'éloigne du mode injecté et la profondeur de modulation qui va augmenter (ratio bande latérale/mode) traduisant le fait que si l'on ne voit pas la modulation, l'injection est efficace (et inversement). On peut donc comprendre par ces résultats que le transfert de stabilité se traduit par une dégradation du bruit de phase de l'ISL le long du peigne comme indiqué dans l'équation (1) correspondant à un élargissement du mode, ainsi que qu'une augmentation de la profondeur de modulation du MLLD. Ces résultats montrent que le mode injecté recopie la pureté spectrale du laser d'injection traduisant le verrouillage en phase dans la bande de l'oscillateur injecté [77]. Lorsque l'on analyse les modes suivants, on observe l'élargissement du mode dû au bruit de l'ISL du MLLD. Ce bruit dépend du décalage de fréquence et évolue en  $k^2$  pour  $k$  l'indice du mode par rapport au mode injecté [78]. L'introduction du bruit de phase dans la boucle va diminuer l'efficacité du verrouillage et faire réapparaitre les composantes de modulation.

Concernant la stabilité des modes du peigne, nous avons pu mesurer la stabilité en fréquence du mode adjacent et la comparer sur plusieurs centaines de secondes à la stabilité du laser d'injection. Sur la figure 46, on a comme référence la stabilité relative de la Tunics verrouillée sur la cavité stabilisée. Sa stabilité évolue en  $\tau^{-1/2}$  pour atteindre  $1.10^{-12}$  à 10 secondes. On voit clairement que le mode injecté recopie la stabilité de la Tunics jusqu'à l'apparition du décrochage de l'asservissement en fréquence (juste avant 1 seconde). Nous avons également mesuré la stabilité du mode éloigné de 2 nm ( $k = 22$ ) et nous observons une tendance en  $\tau^{-1/2}$  également mais correspondant à une valeur à 1 seconde de  $5.10^{-10}$ . Ces résultats n'ont pas été analysés plus en profondeur puisqu'il s'agit d'une validation de principe des différentes étapes de la stabilisation du MLLD par injection optique stabilisée. Compte tenu des difficultés rencontrées sur cette configuration (limitation de la stabilité de la cavité de

transfert ; alimentation électrique bruyante et stabilisation en température insuffisante du MLLD), nous avons décidé de travailler sur l'amélioration du dispositif globale pour réaliser l'injection optique stable sans asservissement opto-électronique.

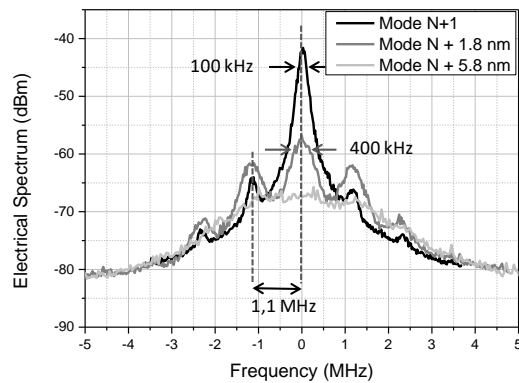


Figure 45 : Caractérisation des modes adjacents au mode injecté (mode N). Elargissement des modes éloignés de 1,8 nm et 5,8 nm.

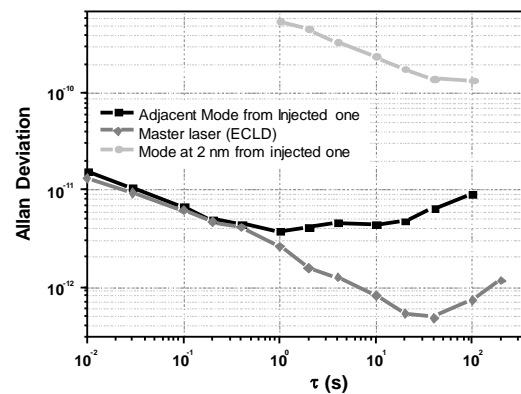


Figure 46 : Stabilité en fréquence du mode injecté par rapport au mode d'injection. Stabilité du mode à 2 nm.

## 1.5 Conclusion et améliorations envisagées

Ces premiers résultats présentés dans ce rapport sont très encourageants, et nous offre un champ d'amélioration très étendu aussi bien sur la stabilité de la cavité de transfert que celle du laser MLLD libre.

Nous avons depuis 2 ans travaillé sur les points suivants :

- Réalisation d'une référence locale et à terme intégrée dans le système « peigne de fréquence métrologique compact » ayant vocation à être déplacé hors du laboratoire de métrologie voire embarqué dans un sous-système de mesure métrologique (satellite, radar) ou de génération de fréquence micro-onde ou Tétra-Hertz. Le travail de thèse de Karim Manamanni nous a déjà donné des résultats à l'état de l'art et nous sommes en train de terminer la phase d'optimisation (cartes électroniques, gestion de la puissance optique, contrôle de la polarisation et de la température).
- Amélioration de la cavité de transfert dans le cadre du séjour postdoctoral d'Omar Sahni. Nous avons augmenté la résolution de la cavité et travaillé sur sa stabilité thermique. La cavité a aujourd'hui une résolution de 40 kHz contre 1 MHz sur les résultats présentés dans cette synthèse. Cela a permis une amélioration importante du rapport signal à bruit pour une stabilisation en fréquence permettant de réaliser des asservissements plus performants et de plus grande bande passante. Les derniers résultats donnent une stabilité de la cavité à fibre dans la gamme des  $10^{-14}$  sur plus de 1000 secondes et des bandes de corrections sur la Tunicis pouvant prétendre à une réduction substantielle de sa largeur (asservissement PDH et électrique pouvant travailler à 1 MHz).
- La réalisation d'un module MLLD métrologique dans le cadre du projet MODIQ soutenu par le Labex First-TF. D'une part le développement d'une électronique bas bruit sur le courant et sur

la régulation en température ont permis de réduire la largeur d'autopulsation pour un même laser, de quelques dizaines de kHz à 400 Hz et une largeur des modes optiques de 50 MHz à 5 MHz. Ces résultats extrêmement encourageants seront également complétés par un nouveau module optique réalisé par la société Innoptics permettant une meilleure dissipation thermique au niveau du laser. Ce module nous sera livré au mois de mai.

Toutes ces améliorations vont maintenant être implémentée par Karim Manamanni dans le cadre de sa thèse. Nous attendons des résultats en stabilité du peigne bien meilleurs que ceux obtenus dans ce manuscrit.



## Conclusion générale

Les résultats décrits dans ce manuscrit pour l'Habilitation à Diriger des Recherches est le résumé de 15 années de travaux dans deux laboratoires. FOTON, rattaché aux Sciences et technologies de l'Information et de la Communication (INSIS) où j'ai travaillé pendant 6 années dans le domaine de la physique des composants pour les applications de télécommunications optiques (section CNU 63). Le LPL, rattaché à la Physique expérimentale, Physique moléculaire et Atomique (INP) où j'ai travaillé sur l'instrumentation pour la métrologie des fréquences (section CNU 30).

Au travers de travaux scientifiques très variés, j'ai dû faire évoluer mes connaissances et m'adapter à différents environnements de travail. J'ai tout d'abord travaillé sur la caractérisation de composants photoniques (lasers et amplificateurs à fibre et à semi-conducteurs) pour réaliser des fonctions optiques pour les télécommunications (régénération du signal d'information et récupération du rythme des données). Cette première expérience m'a permis d'une part de travailler avec des ingénieurs sur des problématiques technologiques optiques concrètes à caractère industrielle, mais aussi d'avoir une vue globale des concepts, des composants et de l'instrumentations associés à cette thématique. Mon expertise s'est étendue de la réalisation technologique des lasers à l'utilisation dans un contexte industriel des fonctions optiques associées.

Ma seconde expérience, au Laboratoire de Physique des Lasers, m'a permis de découvrir l'univers de l'instrumentation optoélectronique pour la métrologie, des chaînes de mesure métrologique et de la métrologie des fréquences. L'étude des lasers MLLD dans ce contexte m'a permis d'enrichir ma connaissance de ces composants et de proposer une application originale de peigne de fréquence métrologique compact et référencé sur une transition moléculaire. L'utilisation des technologies fibrées pour cette application m'a permis de comprendre plus finement la physique des composants au travers l'étude des différentes limitations du système de transfert de stabilité entre la référence et le peigne de fréquence.

Ces deux expériences très différentes et finalement complémentaires m'ont permis de travailler avec des scientifiques aux expériences variées (ingénieurs R&D, des électroniciens, des physiciens...) et à fédérer industriels et académiques autour de problématiques scientifiques à fort potentiel d'application.

Sur un plan personnel, j'ai apprécié le fait de me remettre en question, voir sous un nouvel angle les problématiques scientifiques, confronter mon point de vue et convaincre.



## Perspectives de recherche

Tout d'abord, le travail accompli depuis plusieurs années dans le cadre du projet SPIRAL va déboucher naturellement sur une nouvelle génération des peignes de fréquences à semi-conducteurs pour des applications dans le domaine des télécommunications. Les performances obtenues sur la réduction des modes optiques et le fort potentiel d'intégration de ces lasers sur puce (PIC pour Photonic Integrated Component sur plateforme photonique silicium) sont réunis dans un projet de recherche avec le III-V Lab, le C2N et la plateforme PERSYST de l'institut FOTON, soumis cette année encore à l'ANR [79].

Toujours sur les peignes de fréquences, nous proposons un outil compact et performant qui pourrait être utiles au développement de nouvelles technologies quantiques. La présence de notre équipe dans le DIM SIRTEQ de la Région Ile de France nous oriente naturellement vers des projets utilisant des sources optiques multi longueur d'ondes ultrastables pour la préparation de systèmes quantiques tels que le piégeage d'ions pour des applications de sources à photon unique ou d'ordinateur quantiques [80].

Enfin, une perspectives d'application à long terme serait le domaine des neurosciences et de l'intelligence artificielle. La photonique est déjà largement pressenti dans ce domaine pour sa grande puissance de traitement des données numériques, sa rapidité d'exécution (traitement en parallèle dans un même composant de plusieurs longueurs d'onde) et sa faible consommation électrique [81]. L'utilisation de laser MLLD pour accomplir les tâches typiques des réseaux de neurones artificiels (opérations booléennes, prédictions chaotiques, reconnaissances de séquences) serait tout à fait pertinente dans ce contexte. En généralisant à plusieurs longueurs d'ondes l'injection optique de données dans le laser et en réinjectant en entrée le signal récupéré, on peut voir le laser multifréquence comme un filtre adaptatif qui va se modifier en fonction des données en entrée et des degrés de liberté (puissance optique par canal, retards entre les séquences, accord de fréquence entre les longueur d'ondes injectées et les modes optiques, considérés ici comme le réseau de neurones) [82]. Une architecture de principe est présentée sur la figure ci-dessous.

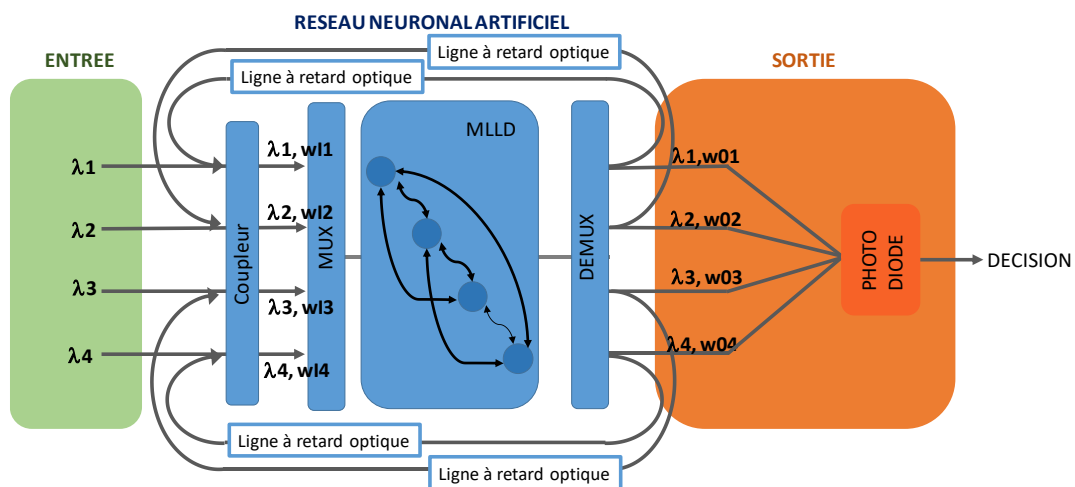


Figure 47 : Schéma d'un réseau de neurones artificiel basé sur un MLLD avec rétroaction optique



Par exemple, pour une reconnaissance de séquence, la phase d'apprentissage consisterait à verrouiller le laser sur la phase de la séquence cible. Grâce à la réinjection synchrone des modes du laser on augmente le facteur de qualité du filtrage de la séquence cible pour finalement prendre une décision sur la présence ou non de la séquence dans les données. Les principes physiques d'injection multifréquence avec des porteuses optiques modulées numériquement n'ayant jamais été étudiées, un travail exploratoire sur cette thématique est aujourd'hui évidemment très risqué.

Le niveau actuel de stabilisation lasers MLLD pourrait de ce fait être un élément déterminant pour la réduction du bruit dans le réseau de neurones, favorisant ainsi la compréhension des mécanismes de couplage des modes optiques dans le laser et par conséquent, la modélisation du réseau.

## Références et bibliographie

- [1] <https://www.bipm.org/fr/measurement-units/rev-si/>.
- [2] Patrick Even, Vincent Roncin, Brice Kerrinckx, et David Pureur, « Theoretical study of ytterbium-doped double-clad fiber for laser application », in *Optical Devices for Fiber Communication II*, 2001, vol. 4216, p. 22–32.
- [3] Vincent Roncin, Gwenaëlle Girault, Mathilde Gay, Laurent Bramerie, et Jean-Claude Simon, « SOA-NOLM in Reflective Configuration for Optical Regeneration in High Bit Rate Transmission Systems », *ArXiv Prepr. ArXiv14052772*, 2014.
- [4] Laurent Bramerie, Mathilde Gay, Gwenaëlle Girault, Vincent Roncin, Sylvain Feve, et Jean-Claude Simon, « Performance of a polarization insensitive 3R optical regenerator based on a new SOA-NOLM architecture », in *30th European Conference on Optical Communications (ECOC 2004)*, 2004, vol. 3, p. 378–379.
- [5] Vincent Roncin, Yves Jaouën, et Jean-Claude Simon, « Optical short pulse characterization by interferometric contrast measurement method », in *29th European Conference on Optical Communication/14th international conference on Integrated Optics and Optical fibre Communication (ECOC-IOOC 2003)*, 2003, p. Vol–3.
- [6] Vincent Roncin, Sylvain Fève, Audrey Millaud, Romain Cramer, Yves Jaouën, et Jean-Claude Simon, « High-sensitive Optical Pulse-Shape Characterization using a Beating-Contrast-Measurement Technique », *ArXiv Prepr. ArXiv14054736*, 2014.
- [7] Amine Chaouche Ramdane, Pierre Grüning, Vincent Roncin, et Frédéric Du-Burck, « Frequency stability transfer by optical injection locking into a semiconductor frequency comb », in *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, 2017, p. 769–770.
- [8] K. Smith et J. K. Lucek, « All-optical clock recovery using a mode-locked laser », *Electron. Lett.*, vol. 28, n° 19, p. 1814–1816, 1992.
- [9] M. Jinno et T. Matsumoto, « All-optical timing extraction using a 1.5  $\mu$ m self pulsating multielectrode DFB LD », *Electron. Lett.*, vol. 24, n° 23, p. 1426–1427, 1988.
- [10] Olivier Leclerc *et al.*, « Optical regeneration at 40 Gb/s and beyond », *J. Light. Technol.*, vol. 21, n° 11, p. 2779, 2003.
- [11] P. V. Mamyshev, « All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect », in *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on*, 1998, vol. 1, p. 475–476.
- [12] G. Raybon *et al.*, « 40 Gbit/s pseudo-linear transmission over one million kilometers », in *Optical Fiber Communication Conference*, 2002, p. FD10.
- [13] René-Jean Essiambre, Gerhard Kramer, Peter J. Winzer, Gerard J. Foschini, et Bernhard Goebel, « Capacity limits of optical fiber networks », *J. Light. Technol.*, vol. 28, n° 4, p. 662–701, 2010.
- [14] Jean-Claude Simon *et al.*, « All-optical regeneration techniques », in *Annales des télécommunications*, 2003, vol. 58, p. 1708–1724.
- [15] Neal S. Bergano et C. R. Davidson, « Circulating loop transmission experiments for the study of long-haul transmission systems using erbium-doped fiber amplifiers », *J. Light. Technol.*, vol. 13, n° 5, p. 879–888, 1995.
- [16] Bruno Lavigne, Jeremie Renaudier, François Lelarge, Odile Legouezigou, Harry Gariah, et Guang-Hua Duan, « Polarization-insensitive low timing jitter and highly optical noise tolerant all-optical 40-GHz clock recovery using a bulk and a quantum-dots-based self-pulsating laser cascade », *J. Light. Technol.*, vol. 25, n° 1, p. 170–176, 2007.
- [17] Vincent Roncin *et al.*, « Patterning effects in All-Optical Clock recovery: Novel Analysis using a clock remodulation technique », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 16, n° 5, p. 1495–1502, 2010.

- [18] David Chevallier *et al.*, « Récupération d'horloge tout-optique à 42.66 Gb/s avec un filtre de fabry-perot a reseaux de bragg », in *26èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2007)*, 2007, p. pp–312.
- [19] Vincent Roncin *et al.*, « Passive All-optical Clock Recovery demonstration at 42.66 Gbit/s with Bragg-gratings based Fabry-Perot Filter », in *Optical Communication (ECOC), 2007 33rd European Conference and Exhibition of*, 2007, p. 1–2.
- [20] Xing Wei, Yikai Su, Xiang Liu, Juerg Leuthold, et S. Chandrasekhar, « 10-Gb/s RZ-DPSK transmitter using a saturated SOA as a power booster and limiting amplifier », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, n° 6, p. 1582–1584, 2004.
- [21] Giampiero Contestabile, Antonio D'Errico, Marco Presi, et Ernesto Ciaramella, « 40-GHz all-optical clock extraction using a semiconductor-assisted fabry-Pe/spl acute/rot filter », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, n° 11, p. 2523–2525, 2004.
- [22] F. Ginovart, J. C. Simon, et I. Valiente, « Gain recovery dynamics in semiconductor optical amplifier », *Opt. Commun.*, vol. 199, n° 1-4, p. 111–115, 2001.
- [23] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, et W. Sibbett, « Mode-locked quantum-dot lasers », *Nat. Photonics*, vol. 1, p. 395-401, 2007.
- [24] A. A. Ukhanov *et al.*, « Orientation dependence of the optical properties in InAs quantum-dash lasers on InP », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, n° 6, p. 981–983, 2002.
- [25] François Lelarge *et al.*, « Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at 1.55µm », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, n° 1, p. 111–124, 2007.
- [26] A. D. Ellis, K. Smith, et D. M. Patrick, « All optical clock recovery at bit rates up to 40 Gbit/s », *Electron. Lett.*, vol. 29, n° 15, p. 1323–1324, 1993.
- [27] Ricardo Rosales *et al.*, « High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers », *Opt. Express*, vol. 20, n° 8, p. 8649–8657, 2012.
- [28] Guang-Hua Duan, « Study of phase-noise properties and timing jitter of 40-GHz all-optical clock recovery using self-pulsating semiconductor lasers », *J. Light. Technol.*, vol. 24, n° 10, p. 3734–3742, 2006.
- [29] Vincent Roncin *et al.*, « Multi-data-rate system performance of a 40-GHz all-optical clock recovery based on a quantum-dot Fabry-Pérot laser », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 19, n° 19, p. 1409–1411, 2007.
- [30] Minh Nguyet Ngo *et al.*, « Bit-error-rate performance enhancement of all-optical clock recovery at 42.66 gb/s using passive prefiltering », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, n° 18, p. 1557–1559, 2008.
- [31] Ivan Kaminow et Tingye Li, *Optical fiber telecommunications IV-B: systems and impairments*, vol. 2. Elsevier, 2002.
- [32] A. E. Kelly, I. F. Lealman, L. J. Rivers, S. D. Perrin, et M. Silver, « Polarisation insensitive, 25 dB gain semiconductor laser amplifier without antireflection coatings », *Electron. Lett.*, vol. 32, n° 19, p. 1835–1836, 1996.
- [33] Susannah Claire Heck *et al.*, « Experimental and theoretical study of InAs/InGaAsP/InP quantum dash lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 45, n° 12, p. 1508–1516, 2009.
- [34] Vincent Roncin *et al.*, « Demonstration of Chromatic Dispersion and Optical Noise insensitivity of a Quantum-Dash based Fabry-Perot Laser in All-optical Clock Recovery at 40 », in *Optical Communication (ECOC), 2007 33rd European Conference and Exhibition of*, 2007, p. 1–2.
- [35] Minh Nguyet Ngo *et al.*, « High Performance and Polarisation Insensitive BER Assessment of a 42.66 Gbit/s All-Optical Clock Recovery », in *34th European Conference on Optical Communication (ECOC 2008)*, 2008, vol. 1, p. 29.
- [36] T. M. Stokich, C. C. Fulks, M. T. Bernius, D. C. Burdeaux, P. E. Garrou, et R. H. Heistand, « Planarization with Cyclotene™ 3022 (BCB) polymer coatings », *MRS Online Proc. Libr. Arch.*, vol. 308, 1993.

- [37] Jean-François Hayau, Julien Poette, Vincent Roncin, et Pascal Besnard, « Studying Partition Noise In Quantum Dash (Dot) Laser », in *European Semiconductor Laser Workshop 2007 (ESLW 2007)*, 2007.
- [38] D. Von der Linde, « Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers », *Appl. Phys. B*, vol. 39, n° 4, p. 201–217, 1986.
- [39] Jeremie Renaudier, Guang-Hua Duan, Pascal Landais, et Philippe Gallion, « Phase correlation and linewidth reduction of 40 GHz self-pulsation in distributed Bragg reflector semiconductor lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, n° 2, p. 147–156, 2007.
- [40] Vincent Roncin *et al.*, « Experimental investigation of relaxation oscillations resonance in mode-locked Fabry-Perot semiconductor lasers », in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics III*, 2008, vol. 6997, p. 69971X.
- [41] Jun Ye *et al.*, « Delivery of high-stability optical and microwave frequency standards over an optical fiber network », *JOSA B*, vol. 20, n° 7, p. 1459–1467, 2003.
- [42] A. Shelkownikov, R. J. Butcher, C. Chardonnet, et A. Amy-Klein, « Stability of the proton-to-electron mass ratio », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 150801, 2008.
- [43] Refimeve+, « project [www.refimeve.fr/](http://www.refimeve.fr/) ».
- [44] J. Guéna *et al.*, « First international comparison of fountain primary frequency standards via a long distance optical fiber link », *Metrologia*, vol. 54, n° 3, p. 348, 2017.
- [45] J. Milló *et al.*, « Ultra-low-noise microwave extraction from fiber-based optical frequency comb », *Opt. Lett.*, vol. 34, p. 3707, 2009.
- [46] « Le Réseau RENATER | RENATER ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.renater.fr/fr/reseau>. [Consulté le: 28-févr-2019].
- [47] « Optisystem Overview ».
- [48] V. Roncin *et al.*, « Amplification Bidirectionnelle pour le transfert de fréquences optiques utilisant le réseau RENATER », in *Recueil des communications JNOG 2011*, Marseille, 2011.
- [49] O. Terra, G. Grosche, et H. Schnatz, « Brillouin amplification in phase coherent transfer of optical frequencies over 480 km fiber », *Opt. Express*, vol. 18, n° 15, p. 16102–16111, 2010.
- [50] Ivan Kaminow, Tingye Li, et Alan E. Willner, *Optical fiber telecommunications VB: systems and networks*. Elsevier, 2010.
- [51] Léon Brillouin, « Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène-Influence de l'agitation thermique », in *Annales de physique*, 1922, vol. 9, p. 88–122.
- [52] R. Y. Chiao, C. H. Townes, et B. P. Stoicheff, « Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, n° 21, p. 592, 1964.
- [53] E. P. Ippen et R. H. Stolen, « Stimulated Brillouin scattering in optical fibers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, n° 11, p. 539–541, 1972.
- [54] Yahia Soudi, Fethallah Taleb, Junbo Zheng, Min Won Lee, Frédéric Du Burck, et Vincent Roncin, « Low-noise and high-gain Brillouin optical amplifier for narrowband active optical filtering based on a pump-to-signal optoelectronic tracking », *Appl. Opt.*, vol. 55, n° 2, p. 248–253, 2016.
- [55] Steffen Lomholt Hansen, Kristen Dybdal, et Carl Christian Larsen, « Gain limit in erbium-doped fiber amplifiers due to internal Rayleigh backscattering », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, n° 6, p. 559–561, 1992.
- [56] Katharina Predehl *et al.*, « A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place », *Science*, vol. 336, n° 6080, p. 441–444, 2012.
- [57] Amine Chaouche Ramdane, Vincent Roncin, Fabrice Senotier, Alexandre Shen, et Frédéric Du Burck, « Premiers Résultats de la réduction de la largeur des modes optiques de lasers auto-impulsionnels à base de semi-conducteurs », *34 Èmes Journ. Natl. D'Optique Guid. JNOG2014 Nice 29 – 31 Octobre 2014*.
- [58] J. Renaudier *et al.*, « 45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5/spl mu/m », *Electron. Lett.*, vol. 41, n° 18, p. 1007–1008, 2005.

- [59] Karim Manamanni, Amine Chaouche-Ramdane, Vincent Roncin, et Frédéric Du-Burck, « Dispositif fibré de stabilisation absolue d'un laser monomode sur une transition moléculaire de  $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$  en absorption saturée à 1542 nm », in *38èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2018), Optique Toulouse, 3-6 juillet 2018, ...-..., 2018*.
- [60] Amine Chaouche Ramdane, Pierre Grüning, Vincent Roncin, et Frédéric Du-Burck, « Stability transfer at 1.5  $\mu\text{m}$  for metrological applications using a commercial optical cavity », *Appl. Opt.*, vol. 56, n° 1, p. 8–14, 2017.
- [61] Pierre Grüning *et al.*, « Stabilisation et réduction de la largeur de raie d'un laser accordable autour de 1,55  $\mu\text{m}$  avec une cavité en anneau fibrée et référencée », in *36èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2016), Bordeaux, France (4-7 juillet 2016), 320-323, 2016*.
- [62] Pierre Grüning, Amine Chaouche-Ramdane, Karim Manamanni, Thinhinane Aoudjit, Vincent Roncin, et Frédéric Du-Burck, « All-fiber ring-cavity for frequency stability transfer at 1.55  $\mu\text{m}$  », *Appl. Opt.*, vol. 58, n° 6, p. 1502–1507, 2019.
- [63] Amine Chaouche Ramdane, Pierre Grüning, Vincent Roncin, et Frédéric Du-Burck, « Compact metrological frequency comb stabilized with optical injection locking assisted by long-term optoelectronic correction », in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics, 2017*, p. CH\_4\_4.
- [64] Frederic du Burck *et al.*, « Frequency measurement of an Ar/sup+/laser stabilized on narrow lines of molecular iodine at 501.7 nm », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 54, n° 2, p. 754–758, 2005.
- [65] Tara M. Fortier, Albrecht Bartels, et Scott A. Diddams, « Octave-spanning Ti: sapphire laser with a repetition rate > 1 GHz for optical frequency measurements and comparisons », *Opt. Lett.*, vol. 31, n° 7, p. 1011–1013, 2006.
- [66] John L. Hall, « Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, n° 4, p. 1279, 2006.
- [67] Anne Amy-Klein *et al.*, « Absolute frequency measurement in the 28-THz spectral region with a femtosecond laser comb and a long-distance optical link to a primary standard », *Appl. Phys. B*, vol. 78, n° 1, p. 25–30, 2004.
- [68] Xiaopeng Xie, Romain Bouchand, Daniele Nicolodi, Michel Lours, Christophe Alexandre, et Yann Le Coq, « Phase noise characterization of sub-hertz linewidth lasers via digital cross correlation », *Opt. Lett.*, vol. 42, n° 7, p. 1217–1220, 2017.
- [69] Jan Hald, Lars Nielsen, Jan C. Petersen, Poul Varming, et Jens E. Pedersen, « Fiber laser optical frequency standard at 1.54  $\mu\text{m}$  », *Opt. Express*, vol. 19, n° 3, p. 2052–2063, 2011.
- [70] Christopher S. Edwards *et al.*, « Absolute frequency measurement of a 1.5- $\mu\text{m}$  acetylene standard by use of a combined frequency chain and femtosecond comb », *Opt. Lett.*, vol. 29, n° 6, p. 566–568, 2004.
- [71] Ville Ahtee, Mikko Merimaa, et Kaj Nyholm, « Fiber-based acetylene-stabilized laser », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 58, n° 4, p. 1211–1216, 2009.
- [72] M. de Labacherie, K. Nakagawa, Y. Awaji, et M. Ohtsu, « High-frequency-stability laser at 1.5  $\mu\text{m}$  using Doppler-free molecular lines », *Opt. Lett.*, vol. 20, n° 6, p. 572-574, mars 1995.
- [73] Govind P. Agrawal et R. Roy, « Effect of injection-current fluctuations on the spectral linewidth of semiconductor lasers », *Phys. Rev. A*, vol. 37, n° 7, p. 2495, 1988.
- [74] R. W. P. Drever *et al.*, « Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator », *Appl. Phys. B*, vol. 31, n° 2, p. 97–105, 1983.
- [75] Natalia Rebrova, Tatiana Habruseva, Guillaume Huyet, et Stephen P. Hegarty, « Stabilization of a passively mode-locked laser by continuous wave optical injection », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, n° 10, p. 101105, 2010.
- [76] Tatiana Habruseva *et al.*, « Quantum-dot mode-locked lasers with dual-mode optical injection », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, n° 6, p. 359–361, 2010.
- [77] Robert Adler, « A study of locking phenomena in oscillators », *Proc. IEEE*, vol. 61, n° 10, p. 1380–1385, 1973.

- [78] Regan T. Watts, Stuart G. Murdoch, et Liam P. Barry, « Phase noise reduction of an optical frequency comb using a feed-forward heterodyne detection scheme », *IEEE Photonics J.*, vol. 8, n° 1, p. 1–7, 2016.
- [79] Joerg Pfeifle *et al.*, « Coherent Terabit Communications using a Quantum-Dash Mode-Locked Laser and Self-Homodyne Detection », in *Optical Fiber Communication Conference*, 2015, p. W2A–19.
- [80] David Kielpinski, Chris Monroe, et David J. Wineland, « Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer », *Nature*, vol. 417, n° 6890, p. 709, 2002.
- [81] Florian Denis-Le Coarer *et al.*, « All-optical reservoir computing on a photonic chip using silicon-based ring resonators », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 24, n° 6, p. 1–8, 2018.
- [82] R. M. Nguimdo, G. Verschaffelt, J. Danckaert, et G. Van der Sande, « Reducing the phase sensitivity of laser-based optical reservoir computing systems », *Opt. Express*, vol. 24, n° 2, p. 1238–1252, 2016.



## Publications Significatives

1. V. Roncin et al., « System characterization of a passive 40 Gb/s all optical clock recovery ahead of the receiver », *Opt. Express*, vol. 15, no 10, p. 6003–6009, 2007. V. Roncin et al., « Multi-data-rate system performance of a 40-GHz all-optical clock recovery based on a quantum-dot Fabry–Pérot laser », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 19, no 19, p. 1409–1411, 2007.
2. M. N. Ngo et al., « Bit-error-rate performance enhancement of all-optical clock recovery at 42.66 gb/s using passive prefiltering », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, no 18, p. 1557–1559, 2008.
3. V. Roncin et al., « Experimental investigation of relaxation oscillations resonance in mode-locked Fabry-Perot semiconductor lasers », in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics III*, 2008, vol. 6997, p. 69971X, 2008.
4. V. Roncin et al., « Patterning effects in All-Optical Clock recovery: Novel Analysis using a clock remodulation technique », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 16, no 5, p. 1495–1502, 2010.
5. Y. Souidi et al., « Low-noise and high-gain Brillouin optical amplifier for narrowband active optical filtering based on a pump-to-signal optoelectronic tracking », *Appl. Opt.*, vol. 55, no 2, p. 248–253, 2016.
6. A. C. Ramdane et al., « Stability transfer at 1.5  $\mu\text{m}$  for metrological applications using a commercial optical cavity », *Appl. Opt.*, vol. 56, no 1, p. 8–14, 2017.
7. P. Grüning et al., « All-fiber ring-cavity for frequency stability transfer at 1.55  $\mu\text{m}$  », *Appl. Opt.*, vol. 58, no 6, p. 1502–1507, 2019.





# System characterization of a passive 40 Gb/s all Optical Clock Recovery ahead of the Receiver

Vincent Roncin, Sébastien Lobo, Laurent Bramerie, Arthur O'Hare\* and Jean-Claude Simon

CNRS FOTON-ENSSAT (UMR 6082), ENSSAT, 6 rue de Kerampont, 22305 Lannion cedex

\* Permanent address: SCHOOL OF PHYSICS, Dublin Institute of Technology, Kevin St., DUBLIN 8, Ireland  
[vincent.roncin@enssat.fr](mailto:vincent.roncin@enssat.fr)

**Abstract:** We report on a passive all-optical clock recovery technique based on data signal filtering with a Fabry-Perot filter, tested in a 40 Gb/s transmission system. We have simulated the clock recovery principle to choose the filter finesse and then investigate with experiment the method for 43 Gbit/s RZ signal clock recovery ahead of a receiver. We use Bit Error Rate assessment to demonstrate its system compatibility and to evaluate both its pattern sequence length tolerance and, for the first time, its clock locking range.

©2006 Optical Society of America

**OCIS codes:** (060.2330) Fiber optics communications ; (070.1170) Analog optical signal processing.

---

## References and links

1. A.D. Ellis, K. Smith, and DM Patrick, "All optical clock recovery at bit rates up to 40 Gbit/s," *Electron. Lett.* **29**, 1323 (1993).
2. D.T.K. Tong, K.-L. Deng, B. Mikkelsen, G. Raybon, K.F. Dreyer, J.E. Johnson, "160 Gbit/s clock recovery using electroabsorption modulator-based phase-locked loop," *Electron. Lett.* **36**, 1951 (2000).
3. D. Chiaroni, A. Jourdan, T. Zami, J.-Y. Emery, L. Tancevsky, "Toward 10 Tbit/s optical packet routers for backbone," in *Proceedings of ECOC*, (European Conference on Optical Communications, Munich, Germany, 2000), paper Th 10.4.7
4. B. Sartorius, "All-optical clock recovery for 3R optical regeneration", in *Proceedings Optical Fiber Communication*, (Optical Society of America, 2001), paper MG7-1.
5. T. Miyazaki, H. Sotobayashi and W. Chujo, "Synchronous optical demultiplexing and sampling of 80 Gb/s OTDM signals by optically recovered clock using mode-locked laser diode and symmetric Mach-Zehnder switch," *Photon. Technol. Lett.* **14**, 1734 (2003).
6. M. Jinno and T. Matsumoto, "Optical tank circuits used for all optical timing recovery," *J. Quantum Electron.* **28**, 895 (1992).
7. G. Contestabile, A. D'Errico, M. Presi and E. Ciaramella, "40 GHz all optical clock extraction using a semiconductor assisted Fabry-Perot Filter," *Photon. Technol. Lett.* **16**, 2523 (2004).
8. V. Roncin, B. Le-Guyader, S. Lobo, B. Clouet, and J.-C. Simon, "43 Gbit/s bit error rate assessment of a simple all optical clock recovery scheme," in *Proceedings of ECOC*, (European Conference on Optical Communications, Glasgow, Scotland, 2005), paper Th1.3.7, pp. 201-202
9. Ch. Kouloumentas, A. Tzanakaki, and I. Tomkos, "Clock recovery at 160 gb/s and beyond, using a fiber-based optical power limiter," *Photon. Technol. Lett.* **18**, 2365 (2006).
10. I.D. Phillips, A.D. Ellis, T. Widdowson, D. Nasset, A.E. Kelly, D. Trommer, "100 Gbit/s optical clock recovery using electrical phaselocked loop consisting of commercially available components," *Electron. Lett.* **36**, 650 (2000).
11. T. Yamamoto, L.K. Oxenlowe, C. Schmidt, C. Schubert, E. Hilliger, U. Feiste, J. Berger, R. Ludwig, H.G. Weber, "Clock recovery from 160 Gbit/s data signals using phase-locked loop with interferometric optical switch based on semiconductor optical amplifier," *Electron. Lett.* **37**, 509 (2001).
12. C. Bornholdt, J. Slovak, H.J. Thiele and B. Sartorius, "Optical versus Electrical clock recovery at 40 Gbit/s," in *Proceedings of ECOC*, (European Conference on Optical Communications, Stockholm, Sweden, 2004), paper We4 P.080
13. C. Bintjas, K. Yiannopoulos, N. Pleros, G. Theophilopoulos, M. Kalyvas, H. Avramoloulos and G. Guekos, "Clock Recovery Circuit for Optical Packets," *Photon. Technol. Lett.* **14**, 1363 (2002).

14. V. Roncin, S. Lobo, L. Bramerie, J-C. Simon, "Phase Noise Reduction in All Optical Clock Recovery at 43 Gb/s for 3R Regeneration applications," in *Proceedings of ECOC*, (European Conference on Optical Communications, Cannes, France, 2006), paper We3-P-91, pp.303-304
15. G.P. Agrawal, N.K. Dutta, "Semiconductor Lasers," Second Edition, Van Nostrand Reinhold, New York, (1993)
16. X. Zhou, C.Lu, P. Shum, H.H.M. Shalaby, T.H. Cheng and P. Ye "A performance analysis of an all-optical clock extraction circuit based on Fabry-Perot filter," *J. Lightwave Technol.* **19**, 603 (2001).

## 1. Introduction

All Optical Clock Recovery (OCR) is a key function for optical signal processing: 40 Gbit/s transmissions and above [1], [2], optical packet switched networks [3], optical regeneration [4] and optical demultiplexing [5].

A full Bit Error Rate (BER) assessment with a simple clock recovery scheme [6] based on a commercial high finesse Fabry-Perot Filter (FPF) followed by a Semiconductor Optical Amplifier (SOA) power equalizer [7] has been recently reported at 43 Gbit/s [8]. All optical clock recovery passive techniques appear very attractive for its simplicity and its compatibility with all optical signal processing at 40 Gbit/s and beyond [9]. Moreover several active techniques has been recently demonstrated at high bit rate, using externally or internally mode-locked devices, with better timing jitter performances but more complicated implementation [10], [11].

In this article, we present a full investigation of this clock recovery scheme in a data transmission system environment, ahead of a receiver, to demonstrate its system compatibility. To this end, the performance with optical clock has been compared to the reference clock from the transmitter and with a fully optoelectronic OCR [12]. Some sensitivity to pattern sequence length of the OCR has been observed. The tolerance of the receiver to the recovered clock quality and its locking range have been also evaluated

## 2. Simulation of clock recovery set-up

The well known clock recovery scheme used is shown in Fig. 1. It consists of a FPF whose Free Spectral Range (FSR) is equal to the residual line frequency separation of the 43 GHz RZ input data spectrum. The clock recovery technique is a narrowband filtering of the signal modulation lines. The SOA is then used as a power equalizer for reducing the residual amplitude clock modulations due to light polarization effects or mismatching between the FSR and the line spacing in the optical spectrum.

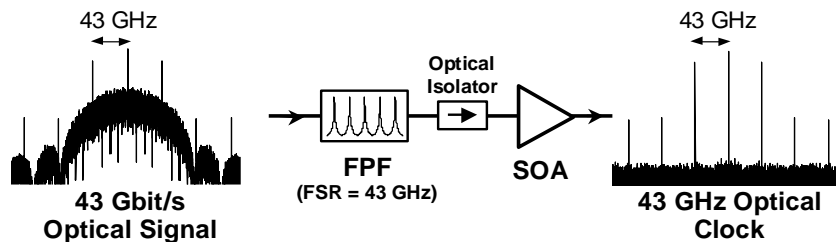


Fig. 1. Optical Clock recovery principle using high finesse Fabry-Perot Filter.

In order to specify the characteristics of the optical clock recovery, we firstly carried out a numerical simulation of the filtering process, using Optisystem commercial software. For this simulation we used a pattern sequence length of  $2^9$  (512 bits per sequence) and 8 ps RZ data signal at 40 Gbit/s with pulse shape characteristics close from the experimental one. Varying the filter finesse allowed us to observe a characteristic degradation of the clock quality due to long sequences of spaces [13]. This degradation is evaluated using an original technique based on the re-modulation of the recovered clock through a coder driven by the electrical data from

the transmitter. Eye Opening factor is used to compare the quality of the re-modulated clock to the input data signal from the transmitter. By this way it is possible to evaluate the degradation introduced through the filter and also the enhancement brought through the SOA. This technique has been recently proposed for experimental characterization of optically recovered clocks [14].

Table 1. System parameters for optical clock recovery simulation with Optisystem software

Simulation parameters	Value
Pattern length	512 bit/seq
Sample per bit	32
Data Input Eye Opening factor	1
Pin <sub>SOA</sub>	2.4 dBm
Receiver optical filter bandwidth	125 GHz
Pin <sub>Receiver</sub> (for each Eye Opening factor factor measurements)	0 dBm
SOA current drive	300 mA
SOA length	500 $\mu\text{m}$

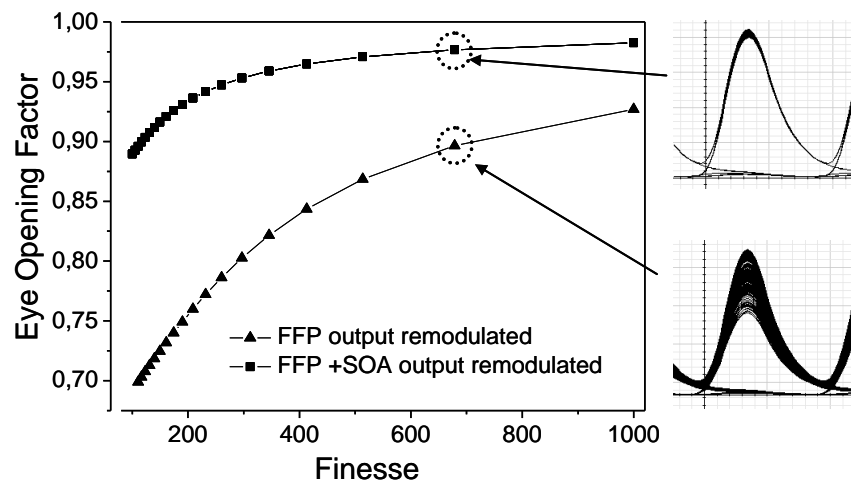


Fig. 2. Simulation of optically recovered clock re-modulation. Plot of the Eye Opening factor in linear scale versus the Fabry-Perot Filter finesse: without SOA (up-triangles) and with SOA (squares) and corresponding Eye Diagrams for a finesse value of 500.

The simulation has been performed with the parameters given in the Table 1. Most of those used for the simulation correspond to the Optisystem default parameters. The SOA's model used in this software is the classical Agrawal model [15].

Estimation of the Eye Opening factor as a common measurement for optical transmission quality is able to show the degradation of the signal when varying the FPF finesse value. We measured it on the re-modulated clock, firstly after the FPF, and then after the SOA, to compare them to the transmitted signal. The Eye Opening factor value of the input signal (without degradation) is 1 and corresponds to an extinction ratio of more than 15 dB.

It is then possible to plot the curve shown in Fig. 2, the Eye Opening factor versus the Fabry-Perot filter finesse. The insets in Fig. 2 present the eye diagram of the re-modulated

clock for each configuration, for a FPF finesse value of 500. With this simulation result we show clearly that FFP output clock quality is enhanced through the SOA by reducing amplitude fluctuations. We show that the Eye Opening factor estimated on the re-modulated recovered clock is also enhanced when increasing the FPF finesse and tends towards 1.

In order to get, in the following experimental part, an optical clock quality suitable for optical system application, we chose a Fabry-Perot finesse corresponding in the simulation, to an Eye Opening factor value close to 1. This finesse value is about 500 and corresponds to a Fabry-Perot linewidth of about 100 MHz at 40 GHz. This spectral range corresponds to natural wavelength fluctuations of a standard DFB laser used in optical telecommunications. This point allows to consider the technique completely compatible with an experimental validation.

#### 4. Experimental set-up

For the experimental set-up, we used a commercial Fabry-Perot filter (FFP-I from Micron Optics) with 43.2 GHz of FSR. The finesse value requested to the manufacturer was 500. The delivered filter finesse value has been experimentally measured to  $546 \pm 20$ . The SOA is a commercial module from Alcatel which operated at an input power level of  $-10$  dBm. When used like this, the SOA operates as a high pass optical filter, which is able to reduce low frequency optical fluctuations.

In Fig. 3, we show the experimental set-up used for the optical clock recovery evaluation in a system environment.

The Transmitter block consists of an Anritsu MP1758 pattern generator which is synchronised by an external variable frequency synthesizer at  $N$  GHz, a 4:1 electrical multiplexer SHF 404 to obtain a  $4xN$  Gbit/s electrical signal and a  $x2$  multiplier to generate a  $2xN$  GHz electrical clock. The optical signal from the laser is firstly modulated through a Lithium Niobate modulator (Shaper) driven, with the electrical reference clock to obtain an optical clock with 8 ps FWHM pulses at  $4xN$  GHz. Next, the data are coded on this optical clock through a second modulator (carver) to obtain the data optical signal at  $4xN$  Gbit/s (shown in the left hand inset eye diagram in Fig. 3) with a typical extinction ratio of 15 dB. A very stable laser (OFS 300 from Dicos) with a wavelength fluctuation of a few Megahertz was used in all the experiment.

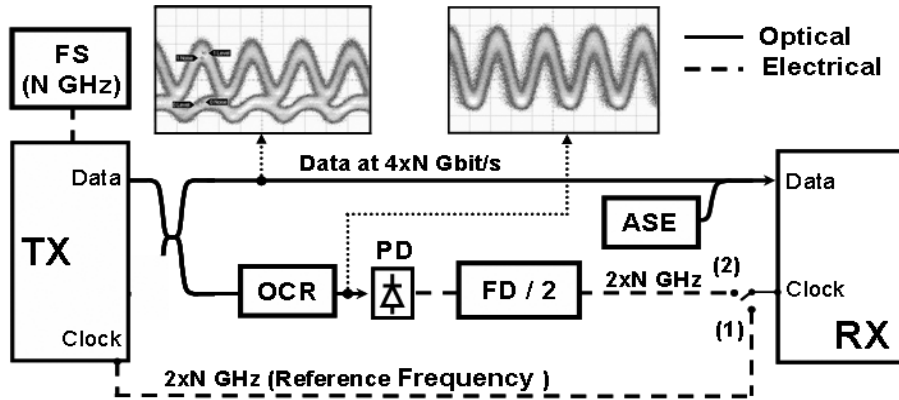


Fig. 3. 43 Gbit/s back to back experimental set-up. Tx: transmitter, Rx :receiver, FS: Frequency Synthesizer, PD: high-speed Photo-detector, OCR: Optical Clock Recovery, FD: Frequency Divider by 2, ASE: amplified spontaneous emission source.

The Receiver block consists of a SHF 423 electrical demultiplexer driven by a  $4xN$  Gbit/s signal and a  $2xN$  GHz electrical clock, followed by an Anritsu MP1776 error detector at  $N$  Gbit/s.

The Clock Recovery section consist of three elements: the optical clock recovery scheme we described earlier, a 50 GHz bandwidth photodetector which converts the optical clock to an electrical clock at  $4xN$  GHz and finally, a divide by two frequency divider to reduce the electrical clock from  $4xN$  GHz to the  $2xN$  GHz required by the electrical demultiplexer.

#### 4. Results and set-up comparison

To assess the clock recovery performance, we measured the Bit Error Rate (BER) versus the Optical Signal to Noise Ratio (OSNR) in a bandwidth of 1 nm. The OSNR could be degraded by the classical technique of the addition of ASE noise to the data. We tested the receiver using the degraded signal and an electrical clock. The electrical clocks used were 1) the direct electrical reference clock and 2) the optically recovered clock followed by a digital by two frequency divider as shown in Fig. 3.

Fig. 4 shows clearly that the receiver performance does not depend on the clock used: performance is almost identical whether the reference or optically recovered clock is used. In both case a sequence length of  $2^{31}-1$  was employed. Similar results were obtained using an analogue frequency divider.

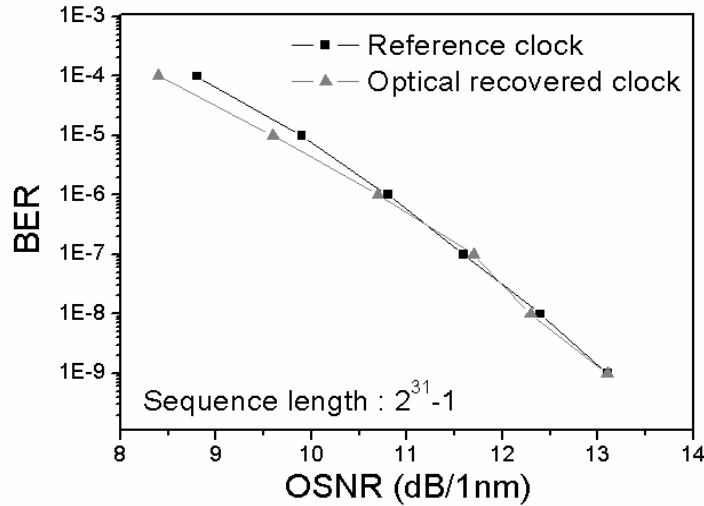


Fig. 4. Stability and performance of the clock recovery scheme. Receiver sensitivity measurement with the reference clock (squares) and with optical clock recovery (triangles)

We studied BER penalty evolution versus input signal frequency detuning in order to investigate the performance of the optical clock recovery ahead of an electrical receiver. For this experiment, we compared two different frequency dividers to reach a frequency suitable for driving the RX block. One is an analogue phase lock loop and the other a commercial digital frequency divider. Fig. 5 shows the relative receiver penalty when the data frequency is detuned from the 43.2 GHz nominal FPF FSR. For the analogue frequency divider, we measured a detuning range larger than 200 MHz. For the digital frequency divider, we measured a detuning range of about 40 MHz. These results show a considerable difference depending on electrical set-up ahead of the receiver. This performance difference is due to the filtering effect on the analogue divider which has the effect of increasing the overall quality factor of the clock recovery subsection. In addition, logic components as the digital divider appear to be more sensitive to the quality of the recovered optical clock and, in particular, to its contrast. Cut-off frequency and timing jitter analysis of this OCR device has been studied in system environment with an original technique based on data re-modulation of the optically recovered clock [14].

Finally, we investigated BER dependence on pattern sequence length which is known to have an influence on optically recovered clock [16]. Results in Fig. 6 show clearly a penalty of 2 dB between  $2^7-1$  and  $2^{15}-1$  sequences with almost the same penalty at  $2^{31}-1$ . For this experiment, we use the set-up described in Fig. 3 with an analogue frequency divider and the data modulation frequency slightly shifted from the optimal operating point.

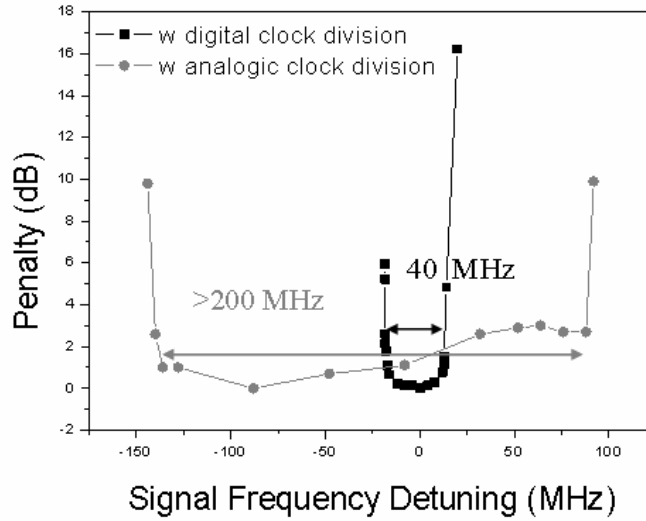


Fig. 5. Penalty introduced by input signal frequency modulation detuning for two electronic frequency dividers. Circles: analogue frequency divider. Squares: digital frequency divider.

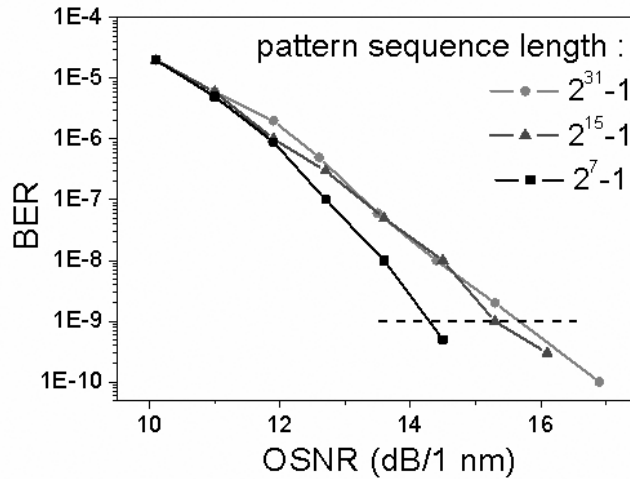


Fig. 6. Pattern sequence length influence on receiver sensitivity using optically recovered clock synchronisation.

## 7. Conclusion

We show for the first time with BER assessment at 40 Gbit/s stability and robustness of this type of optical clock recovery in a data transmission system experiment.

We report a complete study of a simple all optical clock recovery used directly ahead of a receiver compared to an ideal electrical reference.

These results show that it is possible to use an optically recovered clock at 43 Gb/s to synchronise a transmission receiver.

On the other hand, the quality of the electrical clock obtained from the optically recovered clock, depends on electronic processing such as frequency division or data demultiplexing. Therefore, this is not the best way to characterize the optical clock recovery function.

### **Acknowledgments**

The authors are especially grateful to all the partners of the ROTOR project for sharing their expertise and fruitful discussions. System results have been achieved in the PERSYST Platform of CNRS FOTON-ENSSAT laboratory. The authors would like to thank the Region Bretagne and the Ministère de la Recherche for their support.



# Multi-Data-Rate System Performance of a 40-GHz All-Optical Clock Recovery Based on a Quantum-Dot Fabry–Pérot Laser

V. Roncin, A. O'Hare, S. Lobo, E. Jacquette, L. Bramerie, P. Rochard, Q.-T. Le, M. Gay, J.-C. Simon, A. Shen, J. Renaudier, F. Lelarge, and G.-H. Duan, *Senior Member, IEEE*

**Abstract**—Bit-error-rate assessment of a multi-rate all-optical clock recovery (OCR) based on a narrow linewidth mode-locked quantum-dot (QD) Fabry–Pérot laser is presented in this letter. OCR has been achieved without external feedback. We use a QD Fabry–Pérot semiconductor laser designed for 40-GHz clock extraction. We then present OCR performance with 40-, 80-, and 160-Gb/s input data signal and demonstrate that clock recovery has been obtained thanks to subharmonic locking process. Results are presented through penalty measurement using an original characterization based on recovered clock remodulation with electrical data from the transmitter. This technique allows us to evaluate the quality of the recovered clock.

**Index Terms**—Clock synchronization, error analysis, optical communication, semiconductor lasers.

## I. INTRODUCTION

OPTICAL transmission systems beyond 40 Gb/s require complex arrangements to carry out the optical clock extracting [1], [2] needed for signal processing like optical time-domain signal demultiplexing [3] or all-optical regeneration [4]. Mode-locked (ML) semiconductor lasers have been often employed for direct [5] or subharmonic optical clock recovery (OCR) [6], [7], and particularly for the recovery of a 40-GHz clock from a 160-Gb/s data stream [8]. In the this letter, an ML quantum-dot (QD) Fabry–Pérot laser (FPL) is used for the all-OCR operation. Such a laser, exhibiting an extremely narrow mode-beating spectral linewidth, has previously been shown to be able to recover optical clock with jitter performances compatible with ITU G285-1 recommendations for 40-GHz clock recovery [9]. In this experimental report, we demonstrate that ML-QD-FPL can also be used for multi-data-rate OCR at 40, 80, and 160 Gb/s. The method

Manuscript received February 5, 2007; revised May 25, 2007. This work was carried out within the framework of the ROTOR Project. This work was supported by Region Bretagne, by FEDER, and by the Ministère de la Recherche. System results were achieved in the PERSYST Platform of the CNRS FOTON-ENSSAT Laboratory.

V. Roncin, S. Lobo, E. Jacquette, L. Bramerie, P. Rochard, Q.-T. Le, M. Gay, and J.-C. Simon are with FOTON-ENSSAT, CNRS-UMR 6082, 22300 Lannion, France (e-mail: vincent.roncin@enssat.fr).

A. O'Hare is with the School of Physics, Dublin Institute of Technology, Dublin 8, Ireland (e-mail: arthur.ohare@dit.ie).

A. Shen, J. Renaudier, F. Lelarge, and G.-H. Duan are with Alcatel-Thales III-V Laboratory, 91767 Palaiseau, France (e-mail: guanghua.duan@3-5lab.fr).

Color versions of one or more of the figures in this letter are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2007.902299

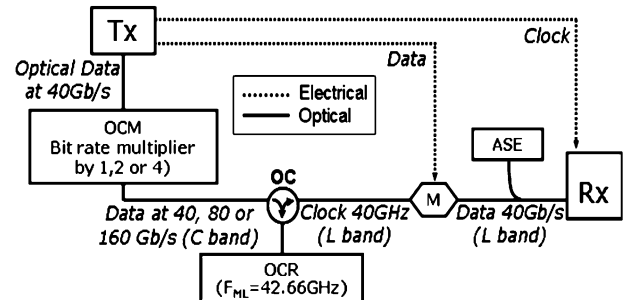


Fig. 1. Experimental arrangement for BER testing with 40-Gb/s remodulation of the recovered clock. Tx: 40-Gb/s RZ data. OCM: Optical time-domain multiplexing. OC: Optical circulator. OCR: Optical clock recovery ( $f_{ML}$ : passively laser repetition frequency). M: Electrooptical modulator. ASE: optical noise injection for OSNR degradation. Rx: 40-Gb/s receiver.

consists of recovering the optical clock with the laser by injecting an optical data stream. The optically recovered clock is remodulated with data for then being coded. Thus, the quality of the recovered clock can be evaluated from bit-error-rate (BER) measurements from the remodulated signal [10]. Such an experiment gives us, in a system environment, a method both of evaluating the quality of the optically recovered clock and of characterizing the clock recovery performance.

## II. EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup is shown in Fig. 1. The transmitter unit (Tx) consists of an actively fiber-ring laser (Pritel Inc) which generates 1.5-ps optical pulses at the standard frequency of 42.66 GHz. This optical clock is then modulated with electrical data at 42.66 Gb/s in an electrooptic modulator (EOM) to create an optical data stream at 1550 nm. This is followed by an optical time-division-multiplexing (OTDM) stage consisting of an optical clock multiplier (OCM) also from Pritel Inc., which generates optical data trains at 85.32 and 170.64 Gb/s. While preserving the pseudorandom bit sequence (PRBS) for BER testing, we use a  $2^7 - 1$  PRBS. This arrangement makes it possible to test the clock recovery at three different input bit rates with the same PRBS length.

The clock recovery section consists of a self-pulsating ML-QD-FPL with a peak emission wavelength around 1570 nm (L-band). Varying the current and temperature of the laser allows the locking of the self-pulsating signal to the repetition frequency of 42.66 GHz, in a range of 20 MHz, obtaining the clock extraction from the optical data signal. The operating laser parameters have been chosen in order to recover the clock

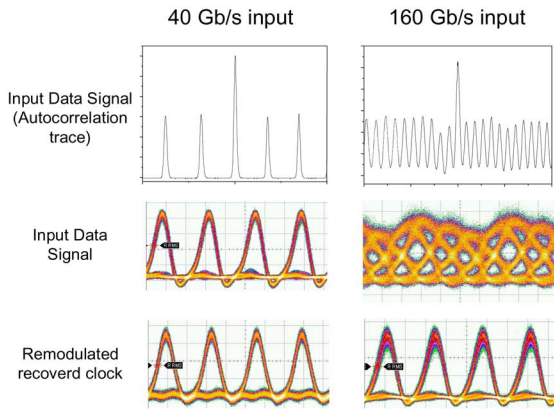


Fig. 2. Temporal traces of input data signals at 40 and 160 Gb/s, and remodulated clock at 40 Gb/s for BER measurement.

precisely at 42.66 GHz and are not optimized to achieve the best mode-locked spectral linewidth. In the best configuration, corresponding to a passively mode-locked frequency at 42.71 GHz, a linewidth of 10 kHz has been measured.

Once recovered, this optical clock is then remodulated at 40 Gb/s with nondegraded data from the transmitter for BER evaluation. In this way, the error detection process allows us to evaluate the optical data stream quality. Electrical data used for remodulation are nondegraded, which implies that data quality on the receiver corresponds to the quality of the recovered optical clock. Experimentally, we use the electrical data at 42.66 Gb/s directly taken from the transmitter to remodulate the recovered clock in an EOM. An optical delay line, placed before the modulator, allows us to synchronize clock and data.

Therefore, by synchronizing the receiver with the electrical clock from the transmitter, it is possible to measure the introduction of extra errors arising from clock recovery. The benefit of this technique is that it allows impairments investigations of the OCR by timing jitter, optical noise, or PDL, to appear as a BER penalty at the receiver. BER versus optical signal-to-noise-ratio (OSNR) measurements are made by adding optical noise ahead of the receiver. The OSNR are measured in a 1-nm bandwidth at 40 Gb/s.

### III. MULTI-RATE CLOCK RECOVERY

Given that nominal transmitter bit rate is at the standard 42.66 Gb/s, then the bit rates applied to the clock recovery stage are exactly 42.66, 85.32, and 170.64 Gb/s. Fig. 2 shows temporal traces corresponding to generated optical signal at 40 and 160 Gb/s (autocorrelator and oscilloscope traces) and remodulated optically recovered clock from 40- and 160-Gb/s input (oscilloscope traces). The extinction ratio of the remodulated recovered clocks is up to 15 dB. The pulsewidth of the recovered clock pulses is 4 ps. It is important to note that the optical time multiplexing is carried out in such a manner that there is no 40-GHz component at 80 or 160 Gb/s. This point has been verified by checking carrier frequency suppression with the RF spectrum analyzer. Given this, the clock recovery from 80 and 160 Gb/s is due to the subharmonic locking process. Fig. 3 shows the output laser for optical data injection

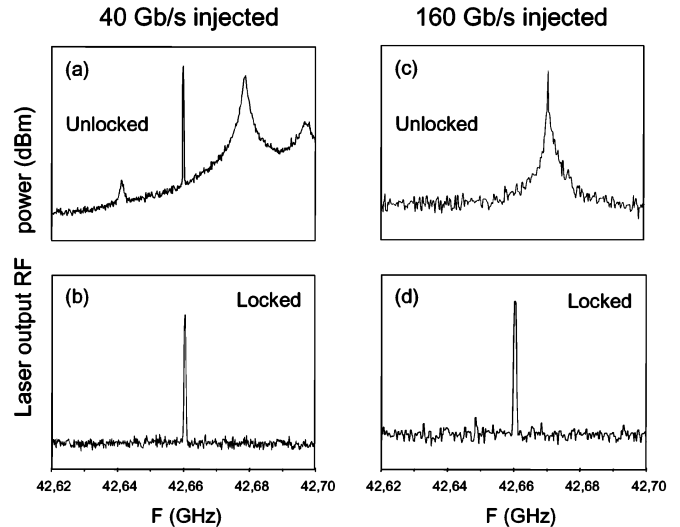


Fig. 3. RF spectrum measured at the clock recovery output (ML-QD-FPL) for 40 Gb/s injected: (a) when clock recovery is unlocked to the data carrier frequency and (b) when it is locked. For 160-Gb/s input: (c) for free running laser (no injected carrier frequency at 40 GHz) and (d) when the laser is locked by subharmonic process.

at 40 and 160 Gb/s. For the clock recovery at 160 Gb/s, the locking process is clearly obtained by phase correlation of the Fabry-Pérot modes, induced by 160-GHz internal carrier density modulation [11] as there is no 42.66-GHz frequency component in the unlocked case.

For the experiment, data optical power injected into the ML-QD-FPL for clock recovery operation is in the 5- to 10-dBm range for all bit rates. The polarization of the injected signal is also controlled to minimize well-known polarization dependency in QD structures. Using this, we obtained a very stable clock recovery operation. Furthermore, the laser driving current was 470 mA and the temperature was controlled at 29.2 °C. We determine that the ML-QD-FPL is still locked with the input data for temperature variations of 0.5 °C and driving current variations of 50 mA.

### IV. BER RESULTS

We measured the receiver sensitivity with remodulated optically recovered clock for  $2^7 - 1$  PRBS sequence length. It should be noted that the OCM used does not maintain the PRBS properties when used with sequence lengths longer than  $2^7 - 1$ . From Fig. 4, it can be seen that the performances for the three bit rates used are almost identical, with a penalty of less than 1 dB at a BER of  $10^{-9}$ . These results confirm experimentally that ML-QD-FPL lasers can perform clock recovery at different bit rates in a system environment. It also demonstrates that subharmonic synchronization (80 and 160 Gb/s producing a clock at 40 GHz) is possible without degrading the quality of the recovered clock. For this study, the receiver sensitivity reference has not been done with a return-to-zero (RZ) signal at 42.66 Gb/s with the same pulsewidth. As a reference, we give two different receiver sensitivity results: the first one with Pritel source pulses (1.5-ps pulsewidth), which presents a negative penalty of 1 dB, and the second one with 33% RZ format (8-ps pulsewidth), which presents a positive penalty of 1 dB.

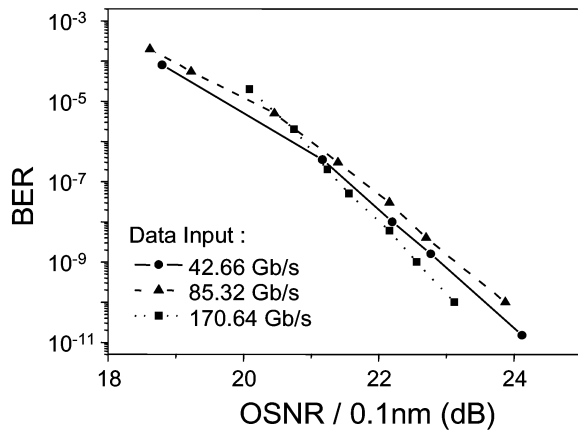


Fig. 4. BER at 40 Gb/s for three different bit rates input to the OCR.

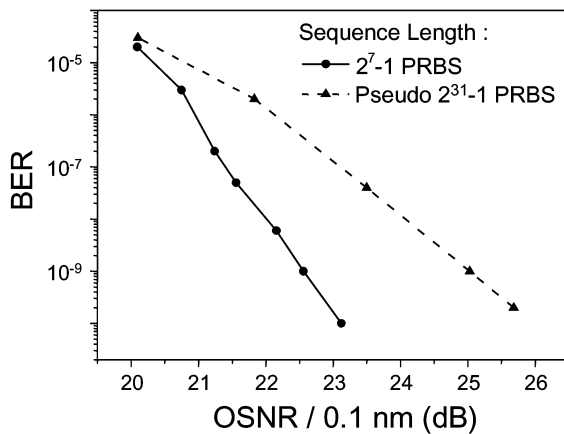


Fig. 5. Receiver sensitivity at 40 Gb/s for 160-Gb/s clock recovery operation with exact  $2^7 - 1$  PRBS and pseudo  $2^{31} - 1$  PRBS inputs to the OCR.

The effect of the sequence length at 160 Gb/s was then investigated. First, we used for the OCR operation  $2^7 - 1$  PRBS sequences for which the OCM preserves the PRBS relation after multiplexing to 160 Gb/s. Second, we used a pseudo  $2^{31} - 1$  PRBS obtained by multiplexing a real  $2^{31} - 1$  from 40 to 160 Gb/s. Then we made the comparison between the two different sequences. The pseudo  $2^{31} - 1$  sequence has long runs of zeros, which have to degrade the optically recovered clock quality. The results are shown in Fig. 5. A penalty of 2 dB is seen between a  $2^7 - 1$  PRBS and a pseudo  $2^{31} - 1$  PRBS. There is no indication of an error rate floor, thus confirming the quality of the recovered clock. Penalty related to PRBS length should

be certainly improvable by choosing a mode-locked laser operating point with pulsating frequency closer to the injected data bit rate.

### V. CONCLUSION

All-OCR using an ML-QD-FPL has been successfully demonstrated at 160 Gb/s, without external feedback. The compactness, stability, and robustness of the laser make it a strong candidate for OCR and high-bite-rate OTDM applications.

### ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Pr. P. Besnard for fruitful discussions.

### REFERENCES

- [1] A. D. Ellis, K. Smith, and D. M. Patrick, "All optical clock recovery at bit rates up to 40 Gbit/s," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 15, pp. 1323–1324, Jul. 22, 1993.
- [2] T. Yamamoto, L. K. Oxenlowe, C. Schmidt, C. Schubert, E. Hilliger, U. Feiste, J. Berger, R. Ludwig, and H. G. Weber, "Clock recovery from 160 Gbit/s data signals using phase-locked loop with interferometric optical switch based on semiconductor optical amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 8, pp. 509–510, Apr. 12, 2001.
- [3] O. Brox, S. Bauer, C. Bobbert, G. Bramann, J. Kreissl, B. Sartorius, M. Schmidt, K. Schuh, B. Junginger, and E. Lach, "160 to 40 Gb/s demultiplexing using a self-pulsating laser based clock recovery," in *Proc. OFC 2003*, Anaheim, CA, vol. 1, pp. 105–106.
- [4] S. Arahira, S. Sasaki, K. Tachibana, and Y. Ogawa, "All-Optical 160-Gb/s extraction with a mode-locked laser diode module," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 6, pp. 1558–1560, Jun. 2004.
- [5] I. D. Phillips, A. D. Ellis, T. Widdowson, D. Nasset, A. E. Kelly, and D. Trommer, "100 Gbit/s optical clock recovery using electrical phase-locked loop consisting of commercially available components," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 7, pp. 650–652, Mar. 30, 2000.
- [6] M. Jinno and Matsumoto, "All-optical timing extraction using 1.5 mm self pulsating multielectrode DFB LD," *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 1426–1427, 1988.
- [7] H. Yokoyama, Y. Hashimoto, H. Kurita, and I. Ogura, "All-optical subharmonic clock recovery and demultiplexing," in *Proc. OFC*, 2000, vol. 3, pp. 232–234.
- [8] T. Ohno, K. Sato, T. Shimizu, T. Furuta, and H. Ito, "Recovery of 40 GHz optical clock from 160 Gbit/s data using regeneratively mode-locked semiconductor laser," *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 453–455, 2003.
- [9] J. Renaudier, B. Lavigne, M. Jourdan, P. Gallion, F. Lelarge, B. Dagens, A. Accard, O. Legouezigou, and G.-H. Duan, "First demonstration of all clock recovery at 40 GHz with standard-compliant jitter characteristics based on a quantum-dots self-pulsating semiconductor laser," in *Proc. ECOC*, 2005, vol. 6, pp. 31–32.
- [10] V. Roncin, S. Lobo, L. Bramerie, and J.-C. Simon, "Phase noise reduction in all optical clock recovery at 43 Gb/s for 3R Regeneration," in *Proc. ECOC*, Cannes, France, 2006, Paper We3.P.91.
- [11] J. Renaudier, G.-H. Duan, J. G. Provost, H. Debregeas-Sillard, and P. Gallion, "Phase correlation between longitudinal modes in semiconductor self-pulsating DBR lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 4, pp. 741–743, Apr. 2005.



# Bit-Error-Rate Performance Enhancement of All-Optical Clock Recovery at 42.66 Gbit/s using Passive Pre-Filtering

M.N. Ngo, V. Roncin, Q. T. Le, L. Bramerie, D. Chevallier, L. Lablonde, A. Shen, G.-H. Duan and J.-C. Simon

**Abstract**—In this letter, we demonstrate the Bit Error Rate performance enhancement of an all-optical clock recovery device at 42.66 Gbit/s using a pre-filtering operation in front of a self-pulsating semiconductor laser. The pre-filter is composed of a simple passive fiber Bragg Grating based Fabry-Perot band-pass filter. The assessment is obtained thanks to Bit Error Rate measurement using data remodulation technique.

**Index Terms**—Semiconductor lasers, Bragg gratings, Optical filter, Optical communication, Clock synchronization, Error analysis.

## I. INTRODUCTION

Optical Clock Recovery (OCR) is a key function of all-optical signal processing for high bit rate above 40 Gbit/s [1]. This all-optical approach can be attractive for simple optical 3R regeneration in future high speed transmission systems [2], [3], or for OCR through sub harmonic locking process [4]. Two main approaches are usually studied for all-optical clock recovery. The first one is a passive technique based on the spectral modulation components filtering thanks to optical Fabry-Perot filter. Its free spectral range (FSR) corresponds to the data frequency modulation in RZ data format [5]. The performance of this simple technique depends intrinsically on optical noise magnitude and input polarization state [6]. The second technique is based on active modulation synchronization in self-pulsating lasers which generates an optical clock signal at the frequency corresponding to data modulation [7], [8]. However, this technique requires a mode locked laser with ultra low phase noise. Classical bulk based self-pulsating lasers do not have sufficient phase noise performances. On the contrary, recent results demonstrated very high performances of OCR with quantum dot self-pulsating lasers [9]. In order to improve the quality of OCR, we present in this letter an original solution for OCR quality enhancement. The OCR block is composed by a Bragg Gratings based Fabry-Perot (FP-BG) filter [10] as a pre-filtering function, followed by a self-pulsating Distributed Bragg Reflector (SP-DBR) laser based on bulk structure. This original set up has been tested in a transmission system at 42.66 Gbit/s. The recovered clock

quality is assessed via remodulation and Bit Error Rate (BER) measurement method. This technique of optical clock quality assessment in a system environment has been already proposed in references [4] and [6].

## II. EXPERIMENTAL SET UP

The experimental set up is presented in Fig. 1. The optical data signal is a 33% return to zero (RZ) format with an extinction ratio up to 15 dB and a very low amplitude noise. It is emitted by the transmitter (Tx) which is composed by a distributed feedback (DFB) laser at 1553 nm, a first electro-optic modulator (EOM) driven in  $2V_\pi$  to generate the 8 ps pulsewidth optical clock at 42.66 GHz, and a second EOM driven by a 42.66 Gbit/s pseudo random binary sequence (PRBS) electrical data of  $2^{31} - 1$  bits. The OCR set up is composed by two parts: the optical band pass filter (FP-BG) for pre-filtering and the mode locked laser (SP-DBR) for optical clock recovery. The wavelength is accurately adjusted to the central peak of the FP-BG filter. The polarization controller allows to minimize the influence of Polarization Dependence Loss (PDL) of the filter. An optical circulator (OC) allows injecting pre-filtered signal in the laser and recovering the optical clock. A 5 nm band pass filter centered at 1547 nm is used to select the wavelength of the mode locked laser signal at the output. The recovered clock is then optically remodulated by the modulator (M) and analyzed by the receiver through BER measurements.

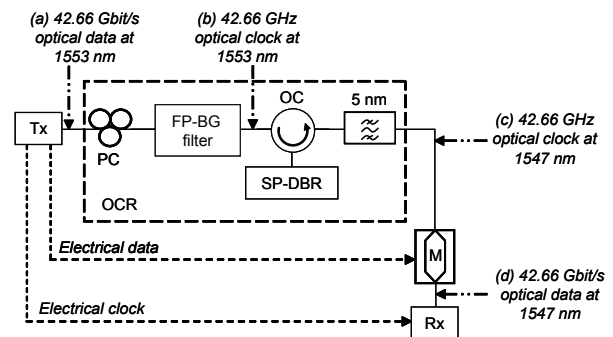


Fig. 1. Experimental set-up.

The SP-DBR laser (from Alcatel Thales III-V Lab) is constituted of three different sections: Bragg section, phase section and active section. The electrical modulation linewidth has been measured at 3 dB with a typical value of 1 MHz.

M.N. Ngo, V. Roncin, Q. T. Le, L. Bramerie and J.-C. Simon are with the CNRS UMR 6082 FOTON, 6 rue Kerampont, 22300 Lannion, France (e-mail: vincent.roncin@enssat.fr).

D. Chevallier, L. Lablonde are with IXFiber, rue Paul Sabatier, 22300 LANNION, France (e-mail: laurent.lablonde@ixfiber.com).

A. Shen, G.-H. Duan are with Alcatel-Thales III-V Lab, Route Départementale 128, 91767 Palaiseau, France (e-mail: Guanghua.Duan@3-5lab.fr).

Manuscript received .....; revised .....

The drive current of the gain section is 141 mA for generating an optical self pulsation at 42.66 GHz. The drive current of the Bragg section is 33 mA corresponding to an output clock at 1547 nm. In this experimental configuration, the locking range of the laser is close to 40 MHz. A 6 to 10 dBm range of input power is required to lock the laser with optical data. The FP-BG filter (from IXFiber) is placed before the SP-DBR laser to pre-filter the optical data. The FP-BG is an all fiber based device, which is formed by two identical and uniform 1.3 mm Fiber Bragg Gratings separated by approximately 2 mm. We show in Fig. 2 (a) the transmission response of the FP-BG obtained by injecting optical white noise in the filter. We used a high precision optical spectrum with 0.08 pm of resolution for the characterization. Because of the photo-induced birefringence, the Fabry-Perot peaks are duplicated into two classes of FSR of the cavity. In order to reduce influences of this problem, the gratings were photo written in a polarization maintaining fiber, which enables to select separately one of the two Fabry-Perot peak classes by adjusting the input polarization with a polarization controller. The three main peaks are separated by 347 pm and 342 pm corresponding to FSR of 43.4 GHz and 42.7 GHz. The measured 3-dB bandwidth is 0.7 pm for the central peak and close to 1.5 pm for the adjacent peaks, thus corresponding to a finesse of 500 for the central peak. In this range bandwidth, the filter is not sensitive to the input laser frequency jitter which is typically less than 10 MHz (0.08 pm) for semiconductors DFB lasers. Nevertheless the bandwidth is about 10 times narrower than the wavelength tolerance recommended in WDM specifications. Insertion loss of 7 dB has been measured for the central peak. This component is packaged in a passive thermal insensitive module without temperature control.

### III. EXPERIMENTAL RESULTS

Firstly, we study the pre-filtering stage by injecting the optical data at 42.66 Gbit/s in the FP-BG filter. We can observe in Fig. 2 (b) the optical spectrum showing components of the modulation at 42.66 GHz obtained by a 10 pm of resolution optical spectrum analyzer. However, we mention that the slight shift of transmission peaks wavelength shown in Fig. 2 is caused by the calibration of the two different equipments. An asymmetric transfer function of the filter introduces an asymmetric pre-filtering of the data modulation lines. Therefore, the two adjacent peaks do not have the same power level. In the inset of Fig. 2 (b), we observe the corresponding optical clock trace with a 50-GHz-bandwidth electrical sampling oscilloscope. This clock is degraded by amplitude noise degradation and has a contrast of only 8 dB. A better quality of the recovered clock would be obtained with a more symmetric filter followed by a SOA [6]. In spite of this low clock quality we used this filter to synchronize the SP-DBR laser.

Now, the all-optical clock recovery performances obtained with and without pre-filtering are compared, through BER measurements. The clock remodulation technique is the most efficient way to validate the clock recovery function in a data transmission system environment. The curves obtained

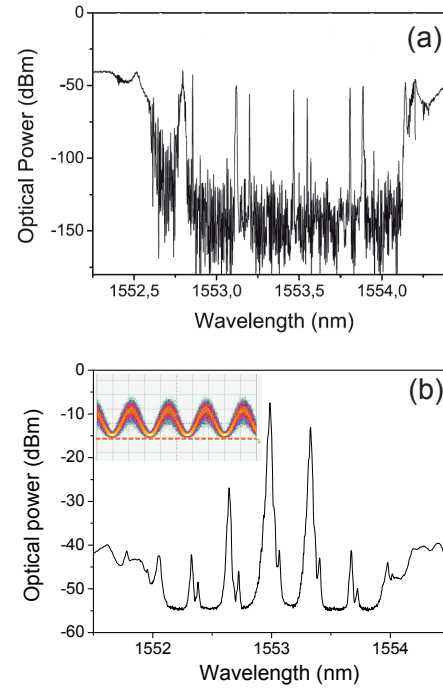


Fig. 2. Characterization of the pre-Filter: the FP-BG transmission response (a); the pre-filtered optical clock spectrum and corresponding oscilloscope trace in inset (b).

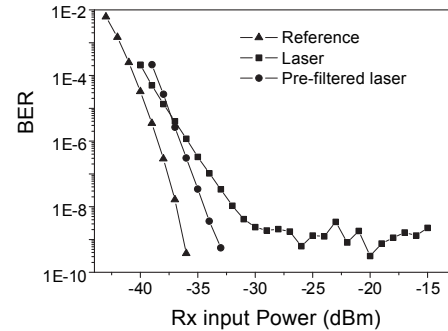


Fig. 3. OCR performance using BER measurement of remodulated optical clock from both configurations: without pre-filtering (Laser) and with pre-filtering (Pre-filtered laser).

for the different configurations are shown in Fig. 3. The sensitivity reference curve of the receiver corresponding to the back to back configuration is firstly plotted (triangles). The configuration corresponding to the SP-DBR laser alone is then plotted (squares), and shows a penalty of 5 dB at a BER of  $10^{-8}$  and an error floor around  $10^{-9}$ . This result is clearly caused by an insufficient quality of the recovered clock, which is probably due to an excessive internal phase noise and an insufficient jitter transfer function of the mode locked laser.

The last curve (circles) is plotted in the configuration corresponding to the cascade of FP-BG pre-filter and the SP-DBR laser. The pre-filtering process improves the quality of the output recovered clock. At a BER of  $10^{-8}$  the penalty is reduced to 2.5 dB and the error floor disappeared. The substantial penalty is mainly brought by the response of the

receiver with the two different pulse widths: the reference is 8 ps and the clock extracted from the laser is 2 ps. Nevertheless, transmission is error free for an optical power above -32 dBm at the receiver input. The enhancement of the clock recovery process can be more simply understood by observing temporal traces of the recovered optical clock. Two traces are shown in Fig. 4. They are obtained using an optical sampling oscilloscope with the persistent "Eye diagram" mode and a high timing resolution of 1 ps (Picosolve, PSO 100 Series). Fig. 4 (a) presents the optical recovered clock at 42.66 GHz from the laser synchronized with optical data at 42.66 Gbit/s. Fig. 4 (b) presents the optical recovered clock from the laser synchronized with optical clock at 42.66 GHz. Both traces obtained in the similar experimental conditions, allow a qualitative estimation of the clock amplitude noise. Particularly we observe that the variance on the clock is greater if the laser is synchronized with data. Moreover, we present in Fig. 4 (c) the phase noise measurement of the recovered clock injected with optical data or with an optical clock. We show that the noise level of the recovered clock is lower if injected by a clock rather than data. In order to offer a quantitative measurement, we compared these results with the ITU-T G825.1 recommendation on jitter tolerance in clock recovery. We made the measure in the frequency range [20 kHz-320 MHz]. For the clock recovered from data, we measured a jitter rms of 7.3 ps which is above the maximum tolerated of 2.8 ps. However, the jitter rms for the clock recovered from the laser injected with an optical clock is 1.53 ps, which is under the threshold and demonstrates a suitable clock quality. We note that the jitter rms value of the injected clock (reference) was 0.76 ps. Thanks to this comparative analysis, we show that the pre-filtering stage leads to a reduction of the amplitude and phase noise introduced by the data modulation in the laser. This stage is useful if the spectral purity of the laser is not sufficient to recover the clock. Thus, in our experiment, the remodulated clock quality is enhanced and we then understand why the error floor observed in Fig. 3 has disappeared.

#### IV. CONCLUSION

In this letter, we studied the performance enhancement of an OCR based on self-pulsating DBR laser at 42.66 Gbit/s by using a simple passive Fabry-Perot optical pre-filter. The proposed pre-filter is a fiber Bragg Gratings based Fabry-Perot filter with a high finesse, which generates a medium-quality optical clock. This filter is placed before the DBR laser. We showed, thanks to BER measurements, that the penalty is reduced of 2.5 dB and the error floor observed by using the laser alone is removed. Phase noise measurements are also proposed to quantify this effect and to compare the solution to other optical clock recovery devices.

#### V. ACKNOWLEDGMENTS

This work has been carried out in the framework of the research program ROTOR supported by "Région Bretagne", by FEDER, and by the "Ministère de la Recherche". System results were achieved in the PERSYST Platform.

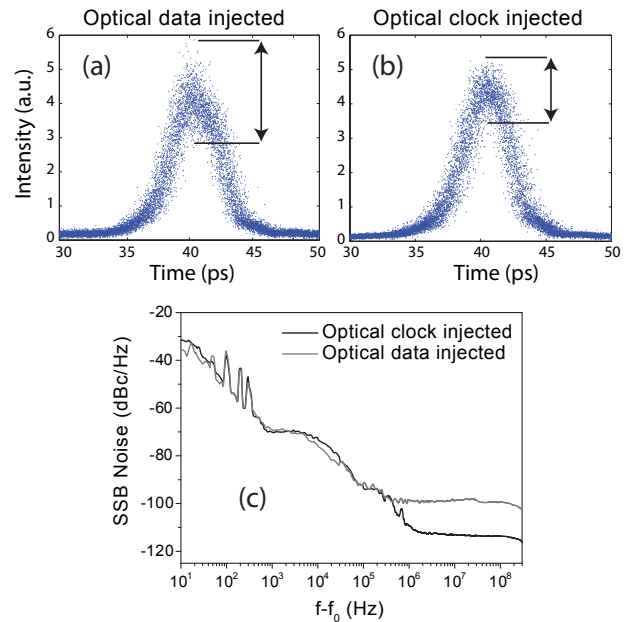


Fig. 4. Output recovered clock of SP-DBR laser analysis: Optical sampling oscilloscope traces of the clock recovered from injected optical data (a) and injected optical clock (b); Phase noise measurement of the clock at  $f_0 = 42.66$  GHz recovered from injected optical data and clock (c).

#### REFERENCES

- [1] S. Arahira, S. Sasaki, K. Tachibana, and Y. Ogawa, "All-optical 160-Gb/s clock extraction with a mode-locked laser diode module," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 16, no. 6, pp. 1558–1560, June 2004.
- [2] B. Sartorius, "All-optical clock recovery for 3R optical regeneration," *Optical Fiber Communication Conference*, vol. 1, pp. 1–3, 2001.
- [3] Q. Le, L. Bramerie, V. Roncin, S. Lobo, M. Gay, M. Joindot, J. Simon, D. Massoubre, J.-L. Oudar, A. Shen, F. Van Dijk, and G.-H. Duan, "Cascadability assessment of an all optical 3R regenerator based on synchronous modulation in a saturable absorber and optical clock recovery," in *proceedings of European Conference on Optical Communication*, vol. 2, Berlin (Germany), 2007, pp. 167–168.
- [4] V. Roncin, A. O'Hare, S. Lobo, E. Jacquette, L. Bramerie, P. Rochard, Q.-T. Le, M. Gay, J.-C. Simon, A. Shen, J. Renaudier, F. Lelarge, and G.-H. Duan, "Multi-data-rate system performance of a 40 GHz all-optical clock recovery based on a quantum-dot fabryprot laser," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 19, no. 19, pp. 1409–1411, Oct.1, 2007.
- [5] M. Jinno and T. Matsumoto, "Optical tank circuits used for all-optical timing recovery," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 28, no. 4, pp. 895–900, Apr 1992.
- [6] V. Roncin, Q.-T. Le, J. Poette, S. Lobo, L. Bramerie, J.-C. Simon, D. Chevalier, C. Le Rouzic, L. Lablonde, and B. Cadier, "Passive all-optical clock recovery demonstration at 42.66 Gbit/s with bragg-gratings based Fabry-Perot filter," in *proceedings of European Conference on Optical Communication*, vol. 2, Berlin (Germany), 2007, pp. 189–190.
- [7] C. Bornholdt, J. Slovak, M. Mohrle, and B. Sartorius, "Jitter analysis of all-optical clock recovery at 40 GHz," *Optical Fiber Communications Conference, 2003. OFC 2003*, pp. 120–121 vol.1, 23–28 March 2003.
- [8] J. Renaudier, B. Lavigne, F. Lelarge, M. Jourdran, B. Dagens, O. Legouezigou, P. Gallion, and G.-H. Duan, "Standard-compliant jitter transfer function of all-optical clock recovery at 40 GHz based on a quantum-dot self-pulsating semiconductor laser," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 18, no. 11, pp. 1249–1251, June 2006.
- [9] B. Lavigne, J. Renaudier, F. Lelarge, O. Legouezigou, H. Gariah, and G.-H. Duan, "Polarization-insensitive low timing jitter and highly optical noise tolerant all-optical 40 GHz clock recovery using a bulk and a quantum-dots-based self-pulsating laser cascade," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 25, no. 1, pp. 170–176, Jan. 2007.
- [10] S. Doucet, R. Slavik, and S. LaRochelle, "High-finesse large band fabry-perot fibre filter with superimposed chirped bragg gratings," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 9, pp. 402–403, Apr 2002.





# Experimental investigation of self-pulsation starting in mode-locked Fabry-Perot semiconductor lasers

V. Roncin<sup>a</sup>, J. Poëtte<sup>a</sup>, J-F. Hayau<sup>a</sup>, P. Besnard<sup>a</sup>, J-C. Simon<sup>a</sup>, A. Shen<sup>b</sup> and G-H. Duan<sup>b</sup>

<sup>a</sup>CNRS Foton-Enssat, 6 rue de Kerampont, F-22300 Lannion Cedex, France;

<sup>b</sup>Alcatel-Thales III-V Lab, Route Départementale 128, F-91767 Palaiseau Cedex, France

## ABSTRACT

We propose in this communication an experimental study of the self-pulsation starting in mode-locked lasers. The semiconductor self-pulsating laser diode is composed by two gain sections, without saturable absorber. It is made of bulk structure and designed for optical telecommunication applications. This specific device let us show two different regimes of optical modulations: the first one corresponds to the resonance of the relaxation oscillation and the second one, the mode-locking regime at the frequency corresponding to the FSR value. This singular behaviour leads to propose an interpretation of the influence of relaxation oscillations in the mode-locking process. We propose then the characterization of the self-pulsating device, the resonance at the oscillation relaxation frequency and its role in the starting of the self-pulsating lasers at 40 GHz.

**Keywords:** Semiconductor lasers, Fabry-Perot, laser cavity resonators, Self-pulsating laser, Mode-locked lasers, Relaxation oscillations, Optical pulse generation

## 1. INTRODUCTION

Recent advances in semiconductor lasers sources propose new devices allowing to generate high-frequency optical pulsed sources compatible with optical communications requirements. This type of lasers is based on passive mode-locking at the frequency imposed by the laser geometry<sup>1</sup> and particularly imposed by the length of the cavity. The telecommunication applications such as high bit-rate optical transmitter need very stable and high spectral purity mode-locked lasers based on the self-pulsation process<sup>2</sup>. Other specific applications such as all-optical regeneration<sup>3</sup> impose specific optical injection properties for the all-optical clock recovery stage at high frequencies above 40 GHz<sup>4,5</sup>. This all-optical telecommunication context require high performances without electrical modulation neither external feedback. One of the most studied self-pulsating lasers is designed using multi-sections allowing the combination of optical properties such as phase control and wavelength tuneability<sup>6</sup>. Recently, it has been proposed a simple Fabry-Perot semiconductor laser offering high-speed optical performances characterized by short pulses generation compatible with telecommunication applications<sup>7,8</sup>. The principle of the self-pulsating process is partially described in the literature<sup>9</sup> but without a clear explanation of the mode-locking starting. Furthermore, classical references on passive mode-locking process in lasers<sup>10</sup> and particularly in semiconductor lasers<sup>11</sup> describe it in one hand thanks to the saturable absorption allowing a passive phase selection of the optical modes, and on the other hand, thanks to an internal modulation or perturbation at the harmonic frequency of the FSR<sup>12,13</sup>. Thus, the origin of self-pulsation in multimode semiconductor lasers without saturable absorber is usually attributed to nonlinear mechanisms of interaction between the optical modes in the gain region. We propose in this paper a pure experimental study of the self-pulsating semiconductor lasers starting and the role of the relaxation oscillations in this process. We described firstly the self-pulsating laser provided in the frame-work of the french research program ROTOR and particularly their dynamic properties at 42 GHz. We present spectral and time domain analysis of the resonance of the optical modulation observed at the relaxation frequency. Then, we propose an hypothesis for the understanding of the role of the relaxation frequency in the birth of the self-pulsation in the laser.

---

Further author information: (Send correspondence to Vincent RONCIN)

V. Roncin: E-mail: vincent.roncin@enssat.fr, Telephone: +33 (0)2 96 46 91 50

G-H. Duan: E-mail: guanghua.duan@3-5lab.fr, Telephone: +33 (0)1 69 41 57 39

## 2. SELF-PULSATING LASER CHARACTERISATION

The laser studied in the following experimental report is a fabry-Perot Bulk semiconductor laser with a length of about  $970 \mu\text{m}$  emitting over a bandwidth of  $10 \text{ nm}$  at  $3 \text{ dB}$  centered at  $1.6 \mu\text{m}$ . The ridgewaveguide, which is  $1.3 \mu\text{m}$  wide over two gain sections, is buried with bulk p-doped InP. The two sections are electrically isolated from the others by ion implantation of the interelectrode regions. The principal section call after the *section 1* corresponds to about  $90\%$  of the laser length. The secondary section is  $10\%$  of the laser length and call after the *section 2*. Firstly we realized the basic characterisation of the laser output power with a laser threshold  $I_{th}^L$  corresponding to a couple of current values in the *section 1* equal to  $18 \text{ mA}$  and  $0 \text{ mA}$  in the *section 2*:  $\{I_1, I_2\} = \{100, 40\}$ . The self-pulsating threshold  $I_{th}^{SP}$  has been measured for about 4-time  $I_{th}^L$  corresponding to a value of  $73 \text{ mA}$ . We observed that the simple connection of the *section 2* to an electrical potential induced the self-pulsation of the laser which is not possible when this section is not polarized. Besides, the current in the *section 2* does not modify the laser threshold since it is higher than  $4 \text{ mA}$ . The *section 2* is not behave such as an absorber section because it is definitely a gain section, like the *section 1*. We present in figure 1 the classical autocorrelation trace of the optical pulse-train with a deconvoluted value of  $5.5 \text{ ps}$  for the pulsewidth and a repetition rate around  $25 \text{ ps}$  corresponding to a frequency of about  $40 \text{ GHz}$ . This value is close to the value of the FSR of the fabry-Perot cavity. This temporal trace was obtained with all the spectrum of the laser without optical bandwidth filtering. This point implies that the mode-locking of the optical modes present a chirp according to the wideness of the spectrum. Moreover we had to be able to obtain shorter pulsewidth by using narrowband optical filters allowing to reduce the chirp influence and then to get a pulsewidth closer to the Fourier transform limit. Thus, we propose the more suitable characterisation of the self-pulsation process. This measurement is obtained thanks to an electrical spectrum analyser using appropriate frequency converters allowing the high frequency conversion and then the modulation analyse in the band of the equipment. In our experiment we use a FSUP-8 with a range  $[20 \text{ Hz} - 8 \text{ GHz}]$  from R&S. In figure 2, we present the measurement of the electrical narrowest linewidth obtained for the self-pulsating using our electrical spectrum analyser. The width of  $50 \text{ KHz}$  corresponds to a very high spectral purity of the optical modulation at  $42.2 \text{ GHz}$ . This result is obtained for a couple of current in the *section 1* and *section 2* of  $\{100, 40\}$ . In a further measurement we give the evolution of the linewidth as compared to a fixed current in the principal gain *section 1* and a variable current in the gain *section 2*. The result is presented in figure 3. We show clearly that the linewidth is varying in 2 orders of magnitude and is also very sensitive to the current value.

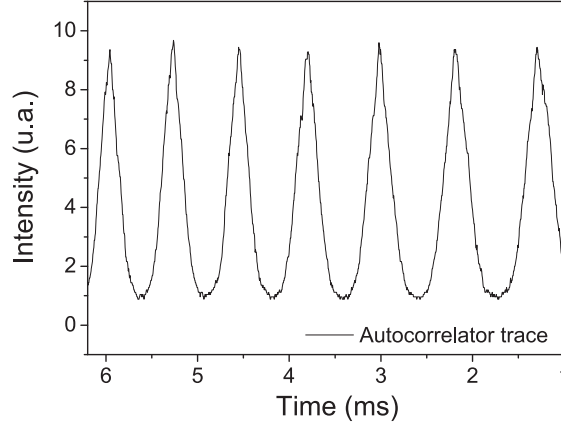


Figure 1. Autocorrelation trace of the self-pulsation laser at  $40 \text{ GHz}$  the total spectrum: the measurement of the deconvoluted pulsewidth is  $5.5 \text{ ps}$ .

The high threshold observed for the self-pulsation as compared to the low laser threshold allows a study of the laser relaxation frequency resonance, in this range of current for the *section 1*:  $[I_{th}^L, I_{th}^{SP}]$ . In the following part we describe the experimental observations using both the electrical spectrum analyser and a real-time oscilloscope of the resonance of the relaxation oscillations which is leading to a deep optical modulation.

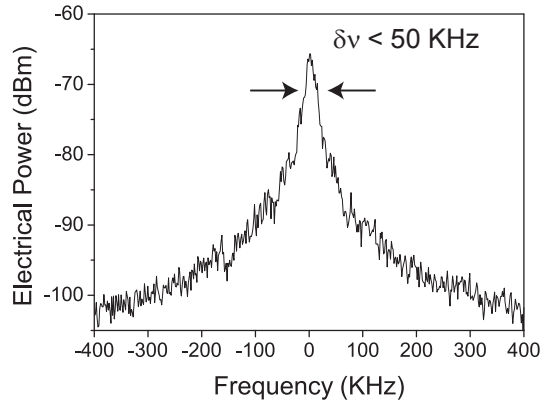


Figure 2. Electrical bandwidth of the self-pulsation. The narrowest modulation is 50 KHz at a frequency of 42.2 GHz for the couple of current  $\{100, 40\}$ .

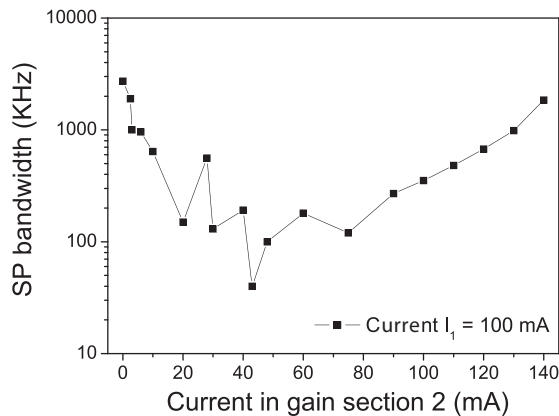


Figure 3. Evolution of the modulation bandwidth by varying the current in the secondary gain *section 2* with a constant current in the main *section 1*. The minimum linewidth is less than 50 KHz for 40 mA in the *section 2*.

### 3. HIGH RESONANCE OF THE RELAXATION OSCILLATIONS

#### 3.1 Frequency and Time domain observation

We propose in this section the analysis in the time and spectral domain of the resonance induced by the carrier relaxation in semiconductor laser. Ancient works have already proposed numerical studies and experimental observations on oscillation resonance due to carrier relaxation in semiconductor lasers<sup>14</sup> or feedback in coupled cavity.<sup>15</sup> This phenomena leads to an output oscillation allowing to generate an optical modulation enhanced by a resonance effect. Thanks to the high nonlinearities existing in the self-pulsating lasers, the effect of resonance of the relaxation oscillations proper to semiconductor dynamics in lasers is assisted. Before the self-pulsating threshold an important optical modulation at the characteristic relaxation frequency has been observed both in the time domain using a real time oscilloscope with a wide bandwidth until 4 GHz and simultaneously in the frequency domain using an electrical spectrum analyser. The observations of the phenomena are plotted in figure 4. The curves on the left hand figure presents the peak of resonance at  $f_{relax}$  and the harmonics. The curves on the right hand figure presents the corresponding modulation observed in the time domain. We show the evolution of the phenomena by increasing the current in the *section 1* for a fixed current in the *section 2* equal to few milliamps. The modulation observed in the time domain appears for  $I_1 \approx 40 \text{ mA}$ , under the self-pulsation threshold  $I_{th}^{SP}$ , and disappears as soon as  $I_1$  is reaching the  $I_{th}^{SP}$  value. Besides, the relaxation frequency is

moving with the injected current in *section 1* in accordance to the behaviour proper to semiconductor bulk lasers<sup>16</sup>.

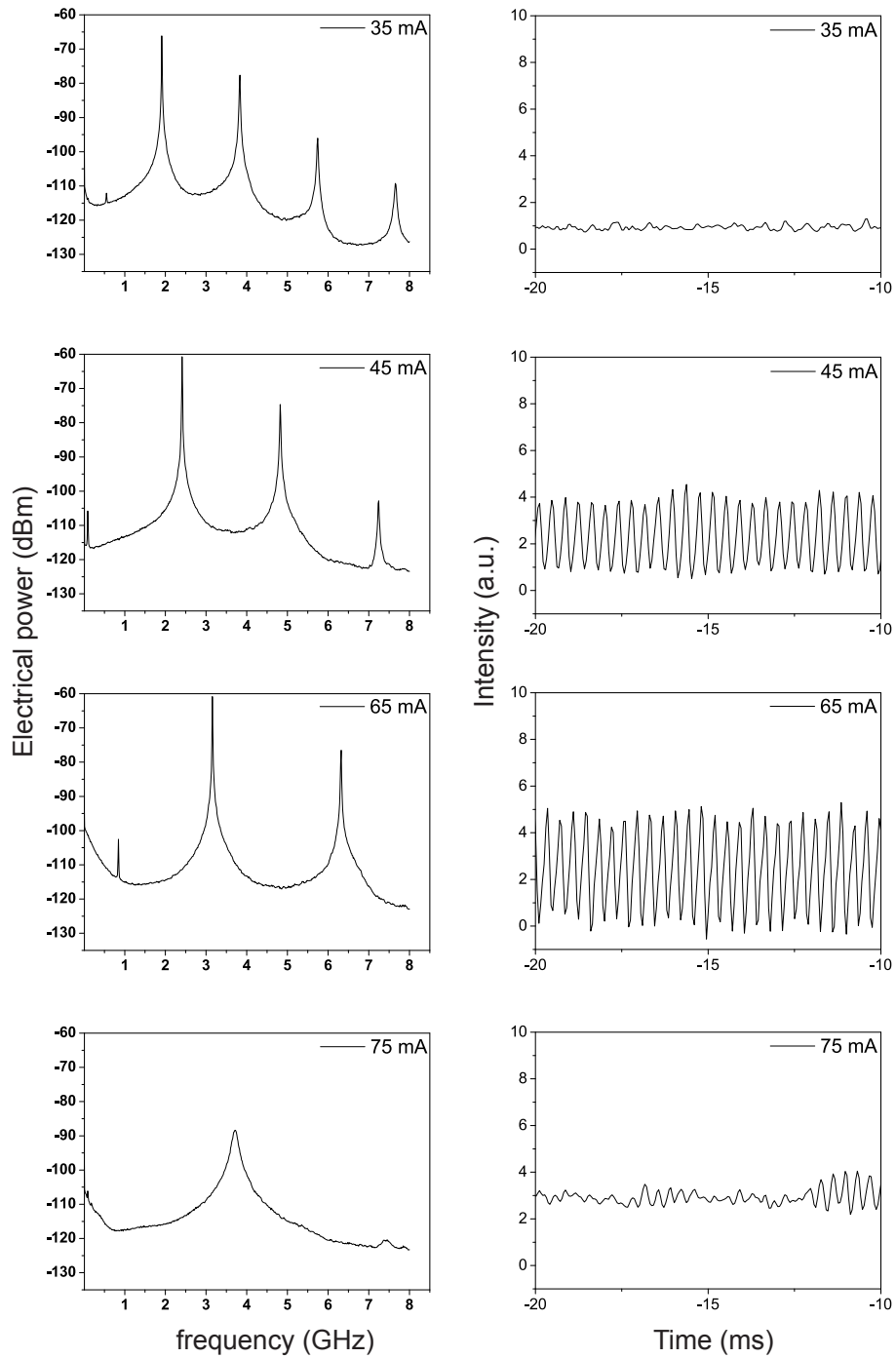


Figure 4. Frequency and time domain experimental analysis of the resonance of the relaxation oscillations and its harmonics in the self-pulsating Fabry-Perot laser. The increase of the current in the *section 1* is changing the magnitude of the modulation. The current in the secondary gain *section 2* is fixed to a value of 2 mA.

### 3.2 Optical domain observation

The characterisation of the resonance is following thanks to optical spectrum analysis with 10 pm of resolution and high sensitivity equipemnet. We show in figure 5 the optical spectrum of the laser under the self-pulsating threshold at the maximum of optical power. We show clearly a modulation of the Fabry-Perot modes. The experimental measurement of the modulation give a value close to the relaxation frequency. The limited accuracy of the equipment does not allow a precise measurement of the frequency in the optical domain. On the other hand, it is possible to observe that the modulation seems to be asymmetric with regard to the Fabry-Perot modes. We present after in figure 6, the optical spectrum of the laser at the same wavelength, above the self-pulsating threshold. Regarding to the symmetry of the modulation lines with the Fabry-Perot modes, we deduce that they are in phase with the modulation at the relaxation frequency.

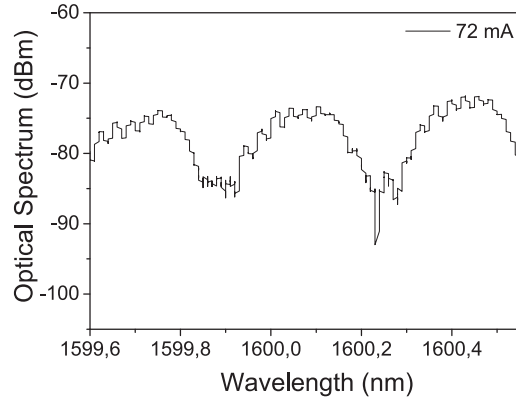


Figure 5. Optical spectrum observation of the fabry-Perot modes under the self-pulsation threshold  $I_{th}^{SP}$ .  $I_1 = 72$  mA and  $I_2 = 2$  mA. The modulation is observed on the spectrum thanks to the 10 pm of resolution for the optical spectrum analyser

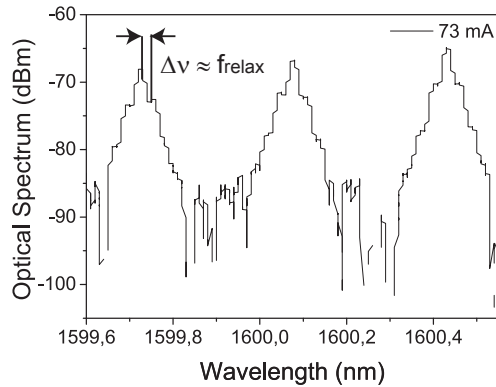


Figure 6. Optical spectrum observation of the fabry-Perot modes above the self-pulsation threshold.  $I_1 = 73$  mA and  $I_2 = 2$  mA. The modulation seems to be "in phase" with the the Fabry-Perot optical modes corresponding to a phase correlation of both modulations.

The result allows us to understand the phase correlation process at the FSR frequency. Such as it is proposed in the laser theory of mode-locking without saturable absorption,<sup>17</sup> the gain modulation at a harmonic frequency of the FSR leads to lock in phase the optical modes. Thus, the quality of the mode-locking is enhanced thanks

to the nonlinearities in the laser<sup>18</sup> and the estimation of the phase correlation is deduced from the phase noise measurement.<sup>19</sup> In the following section we propose an additional result allowing the improvement of the main subject proposed in this paper which is, according to the experimental results, an hypothesis concerning the origin of the self-pulsation in this type of lasers.

#### 4. THE SELF-PULSATION STARTING

We propose hereafter to synthetize the experimental observations by plotting the frequency evolution of the relaxation oscillations resonance and compared it with the the evolution of the self-pulsation starting around the self-pulsating threshold. The relaxation frequency evolution is directly measured in the band of the electrical spectrum analyser corresponding to the frequency limited at 8 GHz. Besides, the self-pulsation modulation at 42.2 GHz is too high for our equipment. So we resolved this by using a specific frequency converter which transpose the high frequency in the the band of the analyser. We compared the two frequency measurements by multiplying the frequency of the relaxation resonance by an entire value. It was then possible to show the evolution of both modulation frequency in the same scale. The result is presented in figure 7. We choose for this measurement a current of 4 mA in the *section 2*. The current in the *section 2* varies between 57 and 75 mA. We show that the crossing of the two curves corresponds to a current value  $I_1$  of about 73 mA which is exactly the experimental value of the self-pulsating threshold  $I_{th}^{SP}$ . With this result we demonstrate clearly that the mode-locking of the laser starts when the self-pulsation frequency is equal to 14-time the relaxation frequency. We ensure then that the high gain modulation induced by the relaxation oscillations in the laser is the origin of the mode-locking process. By this way we identify experimentally the relaxation oscillation as a phenomena which is widely involved in the start of the self-pulsating lasers and especially in Fabry-Perot structures.

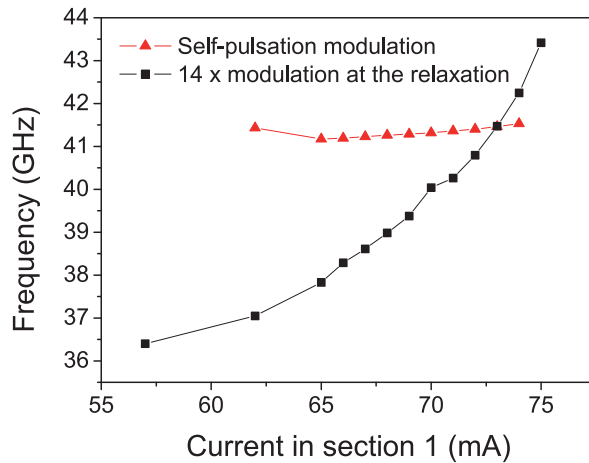


Figure 7. Experimental measurement of the frequency evolution of the coexisting modulations. The self-pulsation modulation evolution (triangles) and the modulation induced by the relaxation oscillation multiplied by an entire value equal to 14 (squares).

#### 5. CONCLUSION

We reported an experimental investigation of the self-pulsating process in a Fabry-Perot laser made of bulk semiconductor structure. We observed a high resonance of the relaxation oscillations under the self-pulsating threshold which is the origin of the mode-locking, induced by a sub-harmonic modulation. We proposed numerous curves and observations of this process which is, by your knowledge, the first report on the phenomena. This result has been obtained thanks to the singularity of the laser which presents a self-pulsation threshold equal to 4-time the laser threshold. Then we got the opportunity of analysing the two regimes of modulation in the laser and highlighting the relationship in the start of the self-pulsation.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work has been supported by the "Région Bretagne" and the "ANR" french agency in the framework of the research programs DisTO and Rotor. The authors want to specially thanks all the projects partners for fruitful discussions.

## REFERENCES

1. Pham, G. and Duan, G.-H., "Self-pulsation in two-section dfb semiconductor lasers and its synchronization to an external signal," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**(6), 1000–1008 (1998).
2. Bobbert, C., Kreissl, J., Molle, L., Raub, F., Rohde, M., Sartorius, B., Umbach, A., and Jacumeit, C., "Compact 40 ghz rz-transmitter design applying self-pulsating lasers," *Electronics Letters* **40**(2), 134–135 (2004).
3. Simon, J.-C., Billes, L., Dupas, A., Kowalski, B., Henry, M., and Landousies, B., "All-optical regeneration," *24th European Conference on Optical Communication, ECOC 1998* **1**, 467–469 vol.1 (1998).
4. Sartorius, B., Bornholdt, C., Brox, O., Ehrke, H., Hoffmann, D., Ludwig, R., and Mohrle, M., "All-optical clock recovery module based on self-pulsating dfb laser," *Electronics Letters* **34**(17), 1664–1665 (1998).
5. Roncin, V., O'Hare, A., Lobo, S., Jacquette, E., Bramerie, L., Rochard, P., Le, Q.-T., Gay, M., Simon, J.-C., Shen, A., Renaudier, J., Lelarge, F., and Duan, G.-H., "Multi-data-rate system performance of a 40-ghz all-optical clock recovery based on a quantum-dot fabryprot laser," *IEEE Photonics Technology Letters* **19**(19), 1409–1411 (2007).
6. Duan, G.-H. and Landais, P., "Self-pulsation in multielectrode distributed feedback lasers," *Photonics Technology Letters, IEEE* **7**(3), 278–280 (1995).
7. Gosset, C., Merghem, K., Martinez, A., Moreau, G., Patriarche, G., Aubin, G., Ramdane, A., Landreau, J., and Lelarge, F., "Subpicosecond pulse generation at 134 ghz using a quantum-dash-based fabry-perot laser emitting at 1.56 m," *Applied Physics Letters* **88**(24), 241105 (2006).
8. Lavigne, B., Renaudier, J., Lelarge, F., Legouezigou, O., Gariah, H., and Duan, G.-H., "Polarization-insensitive low timing jitter and highly optical noise tolerant all-optical 40-ghz clock recovery using a bulk and a quantum-dots-based self-pulsating laser cascade," *Journal of Lightwave Technology* **25**(1), 170–176 (2007).
9. Radziunas, M., Wunsche, H.-J., Sartorius, B., Brox, O., Hoffmann, D., , Schneider, K., and Marcenac, D., "Modeling self-pulsating dfb lasers with an integrated phase tuning section," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**(9), 1026–1034 (2000).
10. Siegman, A. E. and Kuizenga, D. J., "Simple analytic expression for am and fm mode-locked in homogeneous lasers," *Applied Physics Letters* **14**(6), 181–182 (1969).
11. Haus, H., "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **11**(9), 736–746 (1975).
12. Haus, H., "Mode-locking of lasers," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **6**(6), 1173–1185 (2000).
13. Jones, D., Zhang, L., Carroll, J., and Marcenac, D., "Dynamics of monolithic passively mode-locked semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31**(6), 1051–1058 (1995).
14. Vahala, K., Harder, C., and Yariv, A., "Observation of relaxation resonance effects in the field spectrum of semiconductor lasers," *Applied Physics Letters* **42**(3), 211–213 (1983).
15. Tager, A. and Petermann, K., "High-frequency oscillations and self-mode locking in short external-cavity laser diodes," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**(7), 1553–1561 (1994).
16. Poette, J., Besnard, P., Bramerie, L., and Simon, J.-C., "Highly-sensitive measurement technique of relative intensity noise and laser characterization," *Noise and Fluctuations in Photonics, Quantum Optics, and Communications* **6603**(1), 66031R, SPIE (2007).
17. Vahala, K. and Yariv, A., "Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers–part ii," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **19**(6), 1102–1109 (1983).
18. Renaudier, J., Duan, G.-H., Provost, J.-G., Debregeas-Sillard, H., and Gallion, P., "Phase correlation between longitudinal modes in semiconductor self-pulsating dbr lasers," *IEEE Photonics Technology Letters* **17**(4), 741–743 (2005).

19. Tsuchida, H., "Wideband phase-noise measurement of mode-locked laser pulses by a demodulation technique," *Opt. Lett.* **23**(4), 286-288 (1998).



# Patterning effects in All-Optical Clock recovery: Novel Analysis using a clock remodulation technique

Vincent Roncin, Sébastien Lobo, Minh-Nguyêt Ngo, Laurent Bramerie, Art O'Hare, Michel Joindot and  
Jean-Claude Simon

**Abstract**—In this paper we present a complete study of the pattern sequence length influence in the optical clock recovery (OCR) process using passive filtering. We use for this analysis a commercial Fabry-Perot filter (FPF) in front of a semiconductor optical amplifier. This recovers a 40 GHz optical clock from an optical data stream at 40 Gbit/s. For analyzing the recovered clock quality, we build our study on an original technique based on the remodulation of the optical clock with electrical data. Then we perform two studies in order to explore the dependency of the recovered clock to patterning effects: firstly, we carry out a numerical simulation of the tandem filter and amplifier, in order to study its performance as an optical clock recovery process. The impact of each constituent component of the clock recovery process is clearly observable via the quality of the remodulated clock. Secondly, we study experimentally the sensitivity of optical clock recovery to the incoming pattern length using phase noise and bit error rate measurements in an optical communication system environment. This study allows an in-depth study of this simple and frequently used optical clock recovery configuration and outlines some limitations of the technique, linked to the compatibility between the Finesse of the FPF, the pattern length and the general optical communication system properties.

**Index Terms**—Optical filters, Clock Recovery, Fabry-Perot interferometers, Error analysis, Optical communication.

## I. INTRODUCTION

**P**atterning effects are well-known in optical communications and particularly in Optical Clock Recovery (OCR) operations for modifying the device intrinsic response as a function of the number of consecutive marks and zeros [1]. Several techniques using original set-ups have been investigated and particularly in association with an external electrical feedback allowing the enhancement of the clock recovery performances [2]. Patterning effects in OCR may be reduced by improved digital coding based on reducing the number of consecutive zeros. Nonetheless, we focused our study on the Pseudo Random Binary Sequence (PRBS) coding which is commonly used in optical communication testing. In addition, our present study is limited to a simple and reliable process for the clock recovery technique based on passive filtering of optical data. This technique is well suited to the intensity-modulated formats and particularly RZ format. This format is

also required for optical regeneration and OCR of more complexe format such as DPSK [3], [4]. This basic optical clock recovery technique consisting of periodic narrow-band optical filtering of modulation lines and typically carried out with Fabry-Perot filter (FPF), was firstly proposed by Jinno in [5] and then extensively studied [6]. A set-up which is frequently used for this application is composed of a FPF followed by a semiconductor optical amplifier (SOA) operating in the saturation regime. The linear filtering process in association with a nonlinear optical function leads to an enhancement of the quality of the optically recovered clock. Firstly, the passive FPF filters out the high frequency components of the PRBS, producing an optical clock whose quality depends on the filter finesse. Secondly, the SOA used in nonlinear regime acts as a high-pass filter, removing amplitude modulations introduced by the FPF [7]. This technique has been used as pre-processing operation in all-optical clock recovery using injected mode-locked laser [8], [9], as optical circuit for packet switching applications [10] and recently, as a retiming block in 3R optical regeneration application [11].

In this paper, we present a complete study of the patterning effect in an OCR device based on passive filtering. We focused our study on the quality of the optical clock recovered with the passive filtering process and the degradation introduced by the modification of the sequence lengths. We study in detail the set-up composed of a Fabry-Perot filter with high finesse and a SOA in an optical communication system and particularly the sensitivity to the pattern sequence length of each configuration: the filter alone and then the combination of the filter and the SOA. We advance experimental results consisting of two characterizations: the first one is qualitative using spectral electrical power density measurement of the carrier frequency, in order to give an analogue estimation of the clock recovery quality and the patterning sensitivity. The second characterization offers a Bit-Error Rate (BER) analysis in a data transmission environment at 40 Gbit/s which gives a quantitative estimation of the clock quality. To do this, we propose an original technique previously validated for active and passive OCR characterizations, based on the remodulation by the electrical data, of the recovered optical clock [12], [13].

## II. THE REMODULATION TECHNIQUE

In this work, the remodulation technique is used to estimate the compatibility of the recovered clock with optical transmis-

Vincent Roncin, Sébastien Lobo, Laurent Bramerie, Michel Joindot and Jean-Claude Simon are with the CNRS FOTON, UMR 6082, ENSSAT 6 rue Kerampont, 22300 Lannion, FRANCE (e-mail: vincent.roncin@enssat.fr).

Art O'Hare is with the SCHOOL OF PHYSICS, Dublin Institute of Technology, Kevin St., DUBLIN 8, Ireland (e-mail: arthur.ohare@dit.ie)

sion system requirements. Without this technique it is impossible to make the bit error rate (BER) measurement which allow us to determine the penalty introduced by the clock recovery block in the transmission set-up. BER measurements are an appropriate quantitative criterion of the degradation introduced by the OCR as compared to a reference without a clock recovery operation. This technique allows a global analysis of the extracted clock degradation corresponding to the impact of the optical filter in the transmission system.

The remodulation technique is based on the remodulation of the recovered clock (RCK) by the electrical data in order to produce an optical data signal (RCK-Data). BER measurements are then carried out on this signal. Fig. 1 depicts the set-up of the remodulation technique used in both experimental and numerical parts of the study. The transmitter (Tx) generates an RZ optical data signal. The BER reference is obtained by directly connecting the transmitter ahead of the receiver (back to back configuration). In the next step, the data signal is then injected into the optical clock recovery device under test. The recovered clock is delayed in the optical delay line (ODL) in order to keep it in phase with the electrical data in the optical modulator (M). The RCK-Data signal is then analyzed with the error detector of the receiver block (Rx). Any noise affecting the recovered clock is directly transferred onto the remodulated signal and can cause errors, which can then be related back to the quality of the recovered clock. In the following study, we extensively use this technique in order to study the influence of the PRBS length on the optical clock recovery process.

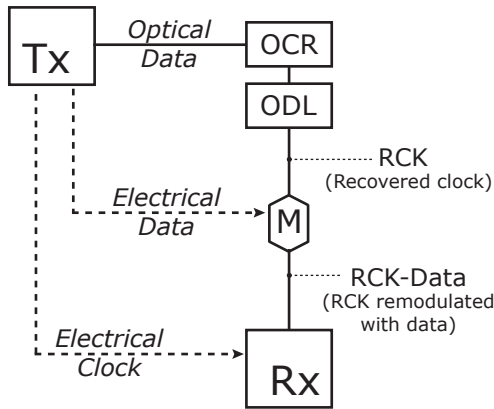


Fig. 1. Set-up of the remodulation technique used in the numerical and experimental analysis of the recovered clock quality: Tx is the optical data transmitter; OCR is the Optical Clock Recovery; ODL is the Optical Delay Line; M is the optical modulator and Rx is the optical data receiver. **RCK** is the recovered clock and **RCK-Data** the data signal obtained after remodulating electrical data on the **RCK**.

### III. NUMERICAL STUDY

A dynamic approach of the passive clock recovery using filtering allows us to understand the sensitivity of the Fabry-Perot resonator to pattern sequence length by introducing the photon lifetime  $\tau_p$ . This parameter which is relevant in the OCR application context, is expressed as following:

$$\tau_p = \frac{1}{2\pi \delta\nu} \tag{1}$$

$\delta\nu$  is the Airy function linewidth directly linked to the Finesse by  $F = FSR / \delta\nu$ , with  $FSR$ , the Fabry-Perot free spectral range. The expression (1) has been introduced by Saleh [14] and gives a photon lifetime of 2 ns for a finesse of 500, at 40 Gbit/s corresponding to 80 binary symbols. When the number of consecutive spaces in a binary sequence exceeds this value, the quality of the clock recovered with a FPF decreases. This clock degradation is thus directly linked to the sequence length, which determines the maximum number of consecutive spaces encountered in the signal.

A numerical simulation is presented in order to study the clock recovery process in an optical transmission environment. We use the commercial software Optisystem from *Optiwave Inc.*, which allows the simulation of a transmission at 40 Gbit/s. The clock recovery set-up is presented in Fig. 2. It is composed of a Fabry-Perot filter followed by an SOA in output power saturation regime.

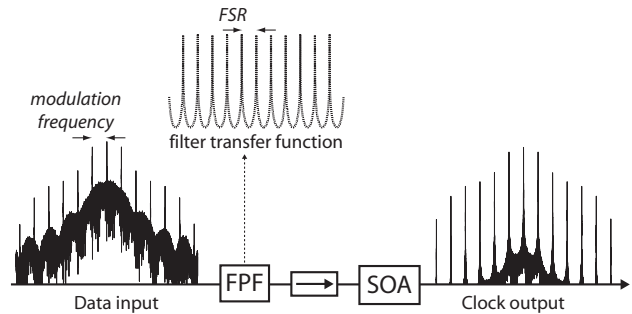


Fig. 2. Spectral approach of the passive clock recovery principle using the numerical simulation software. The clock recovery set-up is composed of a high finesse optical filter (FPF), an optical isolator and a SOA in output power saturation regime. This configuration provides a high quality optical clock.

Fig. 2 depicts the spectrum of the input optical signal, consisting into a continuous spectrum and discrete lines, and the filter transfer function which allows a filtering of the discrete lines of the spectrum, if the FSR is close to the frequency modulation (bit-rate). The filtered spectrum of the recovered clock is also depicted. These basic spectra are obtained using our simulation results and shows the filtering process based on the extraction of the modulation from the data spectrum. We can then observe that the quality of the recovered clock depends intrinsically on filter characteristics and particularly, on the finesse value. If the filter is not ideal, we assume that residual part of the continuous spectrum is transmitted through the filter and is present in the output spectrum. Therefore, we used this numerical simulation in order to study the impact of an imperfect filtering on the recovered clock quality and then the impact of the pattern length and the recovered clock enhancement introduced by the SOA as a post-processing operation.

The simulation has been carried out with the commercially available software tools in order to give reliable results. To this end, numerical iteration time and repeatability of results has been optimized with 32 samples per bit for each PRBS

sequence length. The number of bit per sequence was varied from  $2^7 - 1$  to  $2^{13} - 1$  (*i.e.* 127 to 8191 bits/sequence) at a bit rate of 40 Gbit/s. We did not succeed in simulating longer sequences because of the limitations in our computational equipment. The physical parameters used for the simulation are: the SOA input power equal to 2.4 dBm, the SOA current drive equal to 300 mA, the SOA length equal to 500  $\mu\text{m}$ , the effective area equal to  $2.4 \cdot 10^{-13} \text{m}^2$  and the confinement factor equal to 0.3. A first qualitative estimation of the clock recovery performance is given by the Eye Opening Factor (EOF) which is an available parameter in our software. The EOF definition is extracted from reference [15] and given by the following expression.

$$\text{EOF} = \frac{(\mu_1 - \sigma_1) - (\mu_0 - \sigma_0)}{(\mu_1 - \mu_0)}, \quad (2)$$

The EOF is deduced from the eye diagram and calculated after the remodulation step.  $\mu_0$  and  $\mu_1$  are the mean values of marks and spaces levels and  $\sigma_0$  and  $\sigma_1$ , rms value of the marks and spaces levels. In the simulation software, the EOF is directly measured using the statistical data from the eye diagram construction. The receiver (Rx) is composed of an erbium doped fiber amplifier (EDFA) and an optical band-pass filter (bandwidth 125 GHz) in order to keep a constant input power of 0 dBm in front of the photo-detector and then, to be able to characterize the Rx sensitivity. The optoelectronic RX is optically pre-amplified and composed of an optical attenuator, an optical amplifier, a band-pass optical filter, the photo-detector and the electronic processing. It is then possible, by reducing the input signal, to reach the Rx threshold sensitivity and plot the bit error rate versus the input optical power. This characterization is a quantitative analysis usually used in transmission experiment. Using these two qualitative and quantitative approaches, we are able to estimate the sensitivity of the passive clock recovery versus the finesse and the input sequence length.

Firstly we focus our study on the intrinsic sensitivity of the passive filtering of the FPF without SOA. Secondly we focus on the tandem sensitivity which is composed of the FPF followed by the SOA. This configuration is experimentally studied in the next section and frequently used in the literature, particularly for reducing patterning and sequence effects in the passive clock recovery process. Fig. 3 depicts the simulated evolution of the EOF versus the finesse value on one hand for the FPF alone (grey colored curves with squares, diamond and circle), and on the other hand, with the SOA (black colored curves with up, right and left triangles). The continuous curves correspond to  $2^7 - 1$  bits per sequence, the dashed lines correspond to  $2^{11} - 1$  bits per sequence and the dot-lines correspond to  $2^{13} - 1$  bits per sequence. We show that the EOF after the FPF is lower than the EOF after the FPF + SOA and that for all sequence lengths, demonstrating the global efficiency of the SOA in this clock recovery configuration. In order to illustrate this effect, the insets in Fig. 3 depict the eye diagrams obtained after the remodulation (RDK-Data) for a finesse of 500 (our reference for the FPF finesse). We observe a partially closed eye diagram for an EOF of 0.77 ( $2^7 - 1$  bits/sequence) and a widely opened eye diagram for an EOF

of 0.93 ( $2^{11} - 1$  bits/sequence). On the same plot, a second axes has been introduced presenting BER estimation. This parameter is calculated by the simulation software, considering a gaussian noise added to the signal. The rms values are extracted from the  $Q$  factor calculation of the probability density function of the amplitude modulation. In our study, this approximation is not entirely justified but allows a qualitative estimation of the eye diagram and then, via the remodulation technique, of the clock recovery performance.

Overall, we show that the SOA after the FPF enhance the recovered clock quality as compared to the configuration without SOA. On the other hand, we show that this behavior depends on the sequence length and the finesse value. The tendency is different when injected data are composed of short sequences or long sequences: for a finesse of 500, the EOF enhancement introduced by the SOA is 0.03 for  $2^7 - 1$  bits/sequence, 0.16 for  $2^{11} - 1$  bits/sequence and 0.2 for  $2^{13} - 1$  bits/sequence. This implies that the SOA itself is also sensitive to the pattern length, as widely reported in the literature. This study gives information on the eye diagram opening as a preliminary step in a system characterization. In order to give quantitative information on the recovered clock sensitivity to pattern length, we suggest a BER analysis with the numerical simulation tool. Using the remodulation technique described in Fig. 1 and an optical attenuator in order to reduce the input optical power of the RCK-Data signal ahead of the receiver, we are able to measure the BER evolution versus the Rx input power.

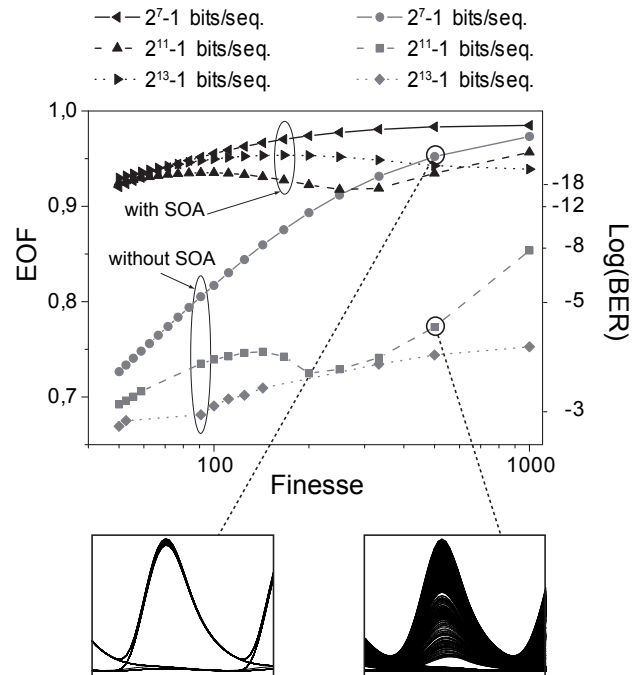


Fig. 3. Numerical results of simulation for a qualitative estimation of the passive OCR process sensitivity to pattern length using the EOF of RCK-Data. The finesse of the filter varied in order to modify the eye diagram opening. This operation is repeated for different lengths of PRBS sequences varying from  $2^7 - 1$  to  $2^{13} - 1$  bits/sequence. The results are given for two configurations of OCR: FPF alone and FPF followed by an SOA.

Firstly we fix the FPF finesse to 500 to match the component used in the experimental part ( section IV). Fig. 4 depicts the BER measurements obtained using the simulation software, and showing the clock recovery sensitivity to pattern sequence length, with and without SOA in the set-up. The degradation results in a shift of the BER curve plotted versus the optical power in front of the optical receiver (Rx). The curves obtained for the configuration without the SOA are depicted in Fig. 4 (a). For  $n = 7$ , corresponding to  $2^7 - 1$  bits/sequence, BER decreases with the input power as it should be expected with a high quality incoming signal. Otherwise, we show clearly a constant BER for  $n = 11$  and  $n = 13$ , this implies a signal highly degraded by long sequences of zeros, and consequently, that the clock recovery set-up is highly sensitive to PRBS length. This behavior called "error floor" is characterized by a BER value which cannot be reduced even if the input power is increased. This is the signature of a dramatic degradation of the signal quality. So, we show on the plot that the error floor introduced by the OCR sensitivity to pattern length is very high and the estimation of the BER calculated from eye diagram is around  $10^{-2.5}$ . This result shows that only short sequences of data ( $n = 7$ ) are compatible with this OCR configuration. On the contrary, we show in Fig. 4 (b) that the introduction of the SOA in the OCR set-up produces an important reduction of the error floor which tends towards calculated BER values around  $10^{-35}$  for  $n = 11$  and  $10^{-20}$  for  $n = 13$ . In other words, the sensitivity of the receiver for a BER of  $10^{-9}$ , for a PRBS length corresponding to  $n = 7$ , is - 23.5 dBm. The modification of the PRBS length gives a penalty around 1.3 dB for  $n = 11$  and a further 1.3 dB for  $n = 13$ .

In summary, we suggested in this section, a numerical simulation in order to study the sensitivity of the passive OCR sensitivity to the number of zeros in the data sequence. We demonstrated the influence of the SOA in the clock recovery process and particularly the sensitivity to pattern length thanks to qualitative approach (eye diagram and EOF) and a quantitative approach (BER). The dependency of the performance number of zeros is a classical result in digital communications because, when the optical filter bandwidth is reduced (i.e. its finesse increases), its time response becomes longer. This observation means that a larger number of consecutive bits has to be taken into account. The worst case, when all these bits are "zeros", must be considered when testing the robustness of the device. Remembering that a  $2^n - 1$  PRBS sequence does not contain more than  $n - 1$  consecutive "zeros", it becomes clear that  $n$  must be roughly at least to the time response length of the device under test.

In the next section, we propose an experimental study of this behavior, in order to validate the remodulation technique, applied to optical clock recovery characterization and corroborate simulation results.

#### IV. EXPERIMENTAL STUDY

The experimental set-up described in this section is physically equivalent to the set-up used for the numerical simulation. This means that the optical data signal uses a 33% return

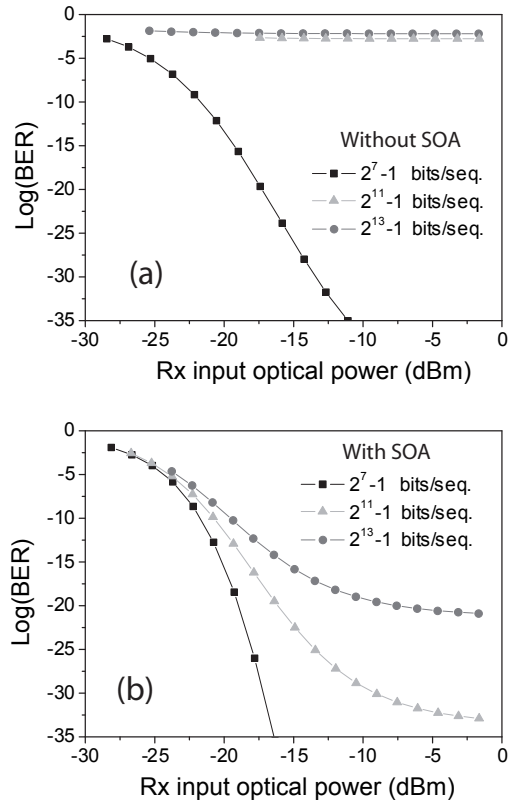


Fig. 4. Numerical results of simulation for a quantitative estimation of the passive clock recovery process sensitivity to pattern length using BER. The finesse of the FPF used for the simulation is fixed at 500 as the finesse of the filter used for the experimental study.

to zero (RZ) format. The extinction ratio is 15 dB corresponding to the limit of the measurement using our equipment (sampling oscilloscope). The amplitude noise corresponds to an OSNR value of 30 dB/nm. The signal is generated by the transmitter (Tx) which is composed of a high stability DFB laser from *Dicos* emitting at 1551 nm. A first electro-optic modulator (EOM) driven at  $2V_{\pi}$  is used in order to generate the 8 ps wide pulses of the optical clock at 43 GHz. A second EOM driven by a 43 Gbit/s PRBS electrical data with N varying from 7 to 31, produces the optical data at 43 Gbit/s. The OCR set up is composed of a commercial FPF from *Micron Optics, Inc* with a specified finesse of 500. The FSR of the FPF has been measured precisely at 43.17 GHz with a bandwidth of 79 MHz (+/-1MHz), corresponding to an effective finesse of 546. The SOA from Alcatel is driven by a 250 mA current, and worked in the saturation regime requiring an injected signal higher than -15 dBm. So, the optical power of the data signal injected into the FPF is 7 dBm and the power injected into the SOA is about -3 dBm. In the experiment we used a RF synthesizer for synchronizing the Tx in order to adjust the data frequency modulation precisely to the filter FSR. In the following characterizations, we used a high-speed detector with a bandwidth of 45 GHz, a low noise frequency converter designed by MITEQ and a phase-noise analyzer from *Rohde & Schwarz* (FSUP) with a 30 MHz bandwidth internal Phase Locked Loop. For the BER measurements, we

used an optically pre-amplified receiver (Rx) with an optical attenuator in order to measure the system sensitivity and then measure possible penalties introduced by the recovered optical clock.

A. linewidth Analysis

The first analysis concerns the measurement of the electrical power spectral density at 43 GHz of the optical modulated signals involved in the clock recovery. In a first part, we analyse the electrical linewidth of the optical data signals for different PRBS sequence length. Fig. 5 depicts the linewidth analysis of the 43 Gbit/s optical signals. This measurement has been carried out for three different PRBS sequences lengths:  $2^7 - 1$ ,  $2^{15} - 1$  and  $2^{31} - 1$  bits/sequence which are used in optical system characterization. These PRBS sequences are available in the pattern generator and are also used for BER measurement (section IV b). We observe that the linewidth is enlarged when the sequence length increases. This is understandable because the data spectrum is composed of tones spaced by a range of  $1/(N * Fm)$  where  $Fm$  and  $N$  are respectively, the modulation frequency and the number of bits/sequence. The resolution of this measurement does not allow redus to discriminate the spectral lines for  $2^{31} - 1$  as compared to  $2^7 - 1$  bit/sequence.

Moreover, we know that the OCR studied is based on a linear filtering process which produces an optical clock with non filtered residual modulation spurs in a frequency range limited by its cut-off frequency. Thus, for a fixed finesse, if  $N$  is increased, the number of modulation tones which pass into the filter band is increased, generating amplitude modulation in excess on the recovered clock. Then the transmission of a part of the data spectrum through the passive OCR, leads to a residual amplitude noise on the recovered clock. This principle already studied in Ref. [6] suggests that both amplitude and phase noise in the optical domain are converted into phase noise in the electrical domain. Jitter can then be deduced from the phase noise analysis.

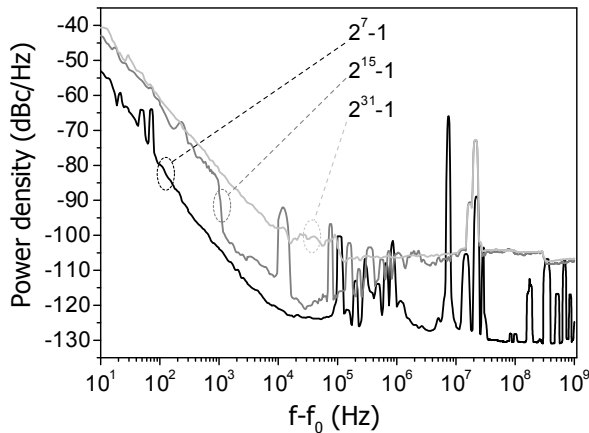


Fig. 5. Impact of the PRBS sequence on the spectrum close to the modulation carrier of a 43 Gbit/s data signal.

In order to quantify the efficiency of the jitter filtering process in the OCR, we analyse in a second part, the electrical

power spectral density of the recovered clock with and without SOA. This measurement is achieved for injected optical data composed of a  $2^{31} - 1$  PRBS sequence. Fig. 6 compares them with the optical clock generated by the transmitter, considered as our reference. We analyze qualitatively the clock recovery process in three separate frequency bands.

The A band extends from 10 Hz to 300 kHz. In this band the curves are similar corresponding to the transparency range of the clock recovery.

The B band extends from 300 kHz to 40 MHz. We observe in this band that the recovered clock exhibits a higher noise level as compared to the reference. The passive clock recovery based on data filtering generates additional amplitude and phase noise on the recovered clock which is enhanced by the optoelectronic detection. Nevertheless, we observe that the SOA reduces the noise floor as previously observed in the simulation section.

The cut-off frequency of the filtering function of both configuration (with and without SOA) appears in C band which extends from 40 MHz to 1 GHz. Beyond this bound, the noise reduction is accentuated as then, the influence of the SOA becomes negligible.

In order to give an estimation of the jitter reduction introduced in the clock recovery process, we measure the rms jitter of the recovered clock with and without SOA and compare it to the reference. The jitter measurement is carried out in the range [20 kHz-320 MHz] in accordance with the ITU-T G825.1. recommendation. This specification is relative to the jitter transfer through a 3R regeneration interface including a clock recovery, which is an operation similar to our remodulation technique. We find a rms jitter of 145 fs for the recovered clock without SOA which is reduced to 97 fs with the SOA. We also note that our OCR is thus compatible with mentioned recommendation which impose an output jitter less than 2.79 ps in this range.

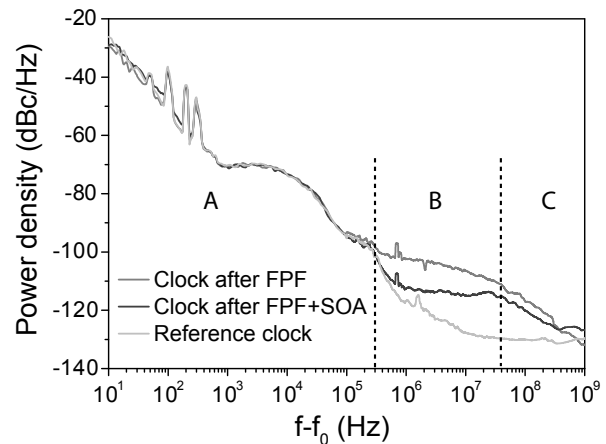


Fig. 6. Experimental phase noise analysis of the optically recovered clocks from the two OCR configurations: FPF with and without SOA in output power saturation regime. Three frequency bands are distinguished allowing the comprehension of OCR process and the impact of the SOA.

In the next part, we present the BER measurements as a quantitative analysis of the passive clock recovery in a system environment at 43 Gbit/s.

**B. Bit Error Rate Analysis**

Now we present an original experiment of the OCR influence to pattern sequence length thanks to the remodulation technique. The OCR set-up is still composed of the FPF with a finesse of 500, followed by the SOA in the saturation regime. This OCR characterization has been previously studied in the numerical simulation part of the paper and in the linewidth analysis section. The remodulation technique is again used for characterizing the clock recovery performance in a data transmission environment. The optical data signal is still a 33% return to zero format (RZ) with an extinction ratio of 15 dB. BER measurements are made on the remodulated RCK-Data using the same principle as already described. Fig. 7 depicts the typical eye diagrams obtained using a 45 GHz sampling oscilloscope. We show the injected data signal; the recovered clock after the FPF with residual amplitude noise and an extinction ratio of 7 dB; the clock after the SOA (RCK) with an extinction ratio of 10 dB; and the remodulated clock (RCK-Data) with also an extinction ratio of 10 dB. This preliminary observation of the eye diagram opening for the RCK-Data signal brings us an estimation of the clock recovery performance and particularly its suitability for system application. Then, in practice to carry out a BER investigation, the measurement of BER under  $10^{-11}$  is required. But for these lower values, the number of errors is too small within the observation time over which errors are counted. So, we choose a different operating point slightly shifted from the optimal modulation frequency in order to measure a sufficient number of errors. Artificial errors may be obtained by shifting either the laser or the data frequency modulation relative to the Fabry-Perot filter. The latter solution has been chosen for its higher stability and its reversibility. So, the following results correspond not to the optimal but to a slightly degraded configuration in order to measure the pattern length sensitivity. Optimal BER results have been already presented in reference [16].

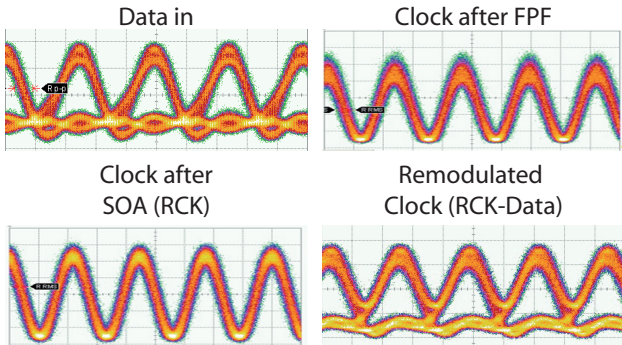


Fig. 7. Eye diagrams obtained using 45GHz-bandwidth high-speed detector for different locations in the set-up used for BER analysis.

With this, we then measured the receiver sensitivity with the incoming recovered optical clock remodulated with data. This original configuration allows the detection of very small degradations on the recovered clock possibly caused by the sensitivity of the clock recovery to pattern length. The BER

measurement for the RCK-Data onto the receiver is compared with the reference obtained in back to back. This measurement is carried out for the three different PRBS sequences. The BER curves are plotted in Fig. 8.

We firstly observe no significant penalty between the RCK-Data generated from RCK recovered from  $2^7 - 1$  PRBS data and the reference obtained in back to back. The second observation is the appearance of an error floor for  $2^{15} - 1$  PRBS length and the evolution of this error floor for a  $2^{31} - 1$  PRBS length, corresponding to the degradation of the remodulated clock. We then measured the penalties introduced by the OCR sensitivity to pattern length, at a BER of  $10^{-5}$ . We found a penalty of 2.2 dB between RCK-Data from  $2^7 - 1$  and  $2^{15} - 1$ , and 3.7 dB between  $2^{15} - 1$  and  $2^{31} - 1$ . These experimental results demonstrate the pattern length sensitivity of the OCR based on passive filtering and are to be compared to the results obtained in the simulation part. However, the BER values can not be directly compared to each other, because on one hand the experimental set-up is not perfectly similar to the simulated one, and on the other hand, the calculated BER employs a gaussian noise distribution which is not a realistic hypothesis.

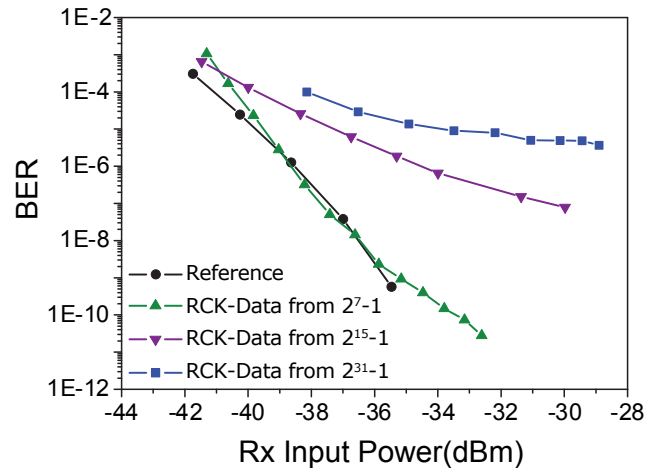


Fig. 8. Experimental analysis of the clock recovery dependency to pattern length using BER. Optical clocks at 43 GHz obtained from the passive clock recovery block are remodulated with data in front of the receiver. BER is measured for pattern lengths of  $2^7 - 1$ ,  $2^{15} - 1$  and  $2^{31} - 1$  bits per sequence.

**V. DISCUSSION**

The remodulation technique used together with BER measurement, in both numerical and experimental investigation allows a quantification of the penalties produced in the clock recovery process and particularly its sensitivity to the number of zero when a PRBS sequence is used for the study. Previous works cited in the introduction gave the main principles and limitations of the OCR set-up composed of FP and SOA. In our extensive work based on experimental and simulation results, we studied the impact, in terms of penalties, of this well-known patterning limitation. One of the main result of this study is that the higher the finesse, the lower the transmitted noise level. On the other hand, the higher the finesse, the less the device is tolerant to injected wavelength fluctuations,

leading to instabilities in the system. The simulation results do show that the use of a narrow FPF is preferable and the use of a SOA in the set-up is also necessary. Unfortunately, we did not achieve simulation with long enough sequences allowing us to determine precisely the most suitable finesse to use for limiting the pattern length effect. However, BER analysis as well in simulation and experiments, shows that an error floor appears when the sequence is too long as compared to the finesse. Nevertheless, a compromise seems to be obtained, according to previous experimental results, with a finesse of 500 for the FPF. Finally it seems to us that digital study is essential for characterizing an optical function dedicated to digital signal processing or transmission. The originality of our technique is that by using the remodulation of the recovered clock, we can measure its performance with digital BER measurement.

## VI. CONCLUSION

In this paper, we have presented a complete study of the sensitivity of high bit rate OCR using passive filtering and SOA to the PRBS length of the input data. We have investigated the passive filtering process with numerical simulation and experimental analysis using remodulation technique. We note the impact of the SOA in the OCR process. The simulation shows that the correct combination of the FPF and SOA enhances the clock quality and reduces the PRBS length sensitivity. Numerical results which have been corroborated by experiments, show that the injection of long sequences modifies the modulation linewidth and causes an error floor to appear. This behavior of the passive clock recovery has been observed. The reasons for the pattern length sensitivity have been explained. The consequences of this effect and the limitations of the investigated optical clock recovery set-up have been also discussed.

## VII. ACKNOWLEDGMENTS

The authors are grateful to all the partners of the ROTOR and DisTO projects and especially to Dr. Bruno LAVIGNE for fruitful discussions. System results have been achieved in the PERSYST Platform of CNRS FOTON-ENSSAT laboratory. The authors would like to thank the Région Bretagne and the Ministère de la Recherche for their financial supports.

## REFERENCES

- [1] E. Shapiro, M. Fedoruk, and S. Turitsyn, "Numerical estimate of BER in optical systems with strong patterning effects," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 19, pp. 1179–1181, 13 Sep 2001.
- [2] Z. Hu, K. Nishimura, H. Chou, L. Rau, M. Usami, J. Bowers, and D. Blumenthal, "40-Gb/s optical packet clock recovery with simultaneous reshaping using a traveling-wave electroabsorption modulator-based ring oscillator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 12, pp. 2640–2642, 2004.
- [3] A. Striegler, M. Meissner, K. Cvecek, K. Sponsel, G. Leuchs, and B. Schmauss, "NOLM-based RZ-DPSK signal regeneration," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 639–641, 2005.
- [4] G. Contestabile, M. Presi, N. Calabretta, and E. Ciaramella, "All-optical clock recovery for NRZ-DPSK signals," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 23, pp. 2544–2546, 2006.
- [5] M. Jinno and T. Matsumoto, "Optical tank circuits used for all-optical timing recovery," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 4, pp. 895–900, 1992.

- [6] X. Zhou, C. Lu, P. Shum, H. Shalaby, T. Cheng, and P. Ye, "A performance analysis of an all-optical clock extraction circuit based on Fabry-Perot filter," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 19, no. 5, pp. 603–613, May 2001.
- [7] G. Contestabile, A. D'Errico, M. Presi, and E. Ciaramella, "40-GHz all-optical clock extraction using a semiconductor-assisted Fabry-Perot filter," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 16, no. 11, pp. 2523–2525, Nov. 2004.
- [8] T. Wang, C. Lou, L. Huo, Z. Wang, and Y. Gao, "Combination of comb-like filter and SOA for preprocessing to reduce the pattern effect in the clock recovery," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 16, no. 2, pp. 614–616, Feb. 2004.
- [9] M. Ngo, V. Roncin, Q. Le, L. Bramerie, D. Chevallier, L. Lablonde, A. Shen, G. Duan, and J. Simon, "Bit-Error-Rate Performance Enhancement of All-Optical Clock Recovery at 42.66 Gb/s Using Passive Prefiltering," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 18, pp. 1557–1559, 2008.
- [10] C. Bintjas, K. Yiannopoulos, N. Pleros, G. Theophilopoulos, M. Kalyvas, H. Avramopoulos, and G. Guekos, "Clock recovery circuit for optical packets," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 14, no. 9, pp. 1363–1365, Sep 2002.
- [11] Z. Zhu, M. Funabashi, Z. Pan, L. Paraschis, D. Harris, and S. Yoo, "High-performance optical 3R regeneration for scalable fiber transmission system applications," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 25, no. 2, pp. 504–511, Feb. 2007.
- [12] V. Roncin, A. O'Hare, S. Lobo, E. Jacqueline, L. Bramerie, P. Rochard, Q.-T. Le, M. Gay, J.-C. Simon, A. Shen, J. Renaudier, F. Lelarge, and G.-H. Duan, "Multi-data-rate system performance of a 40 GHz all-optical clock recovery based on a quantum-dot Fabry-Perot laser," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 19, no. 19, pp. 1409–1411, Oct. 1, 2007.
- [13] V. Roncin, S. Lobo, L. Bramerie, A. O'Hare, and J.-C. Simon, "System characterization of a passive 40 Gb/s all optical clock recovery ahead of the receiver," *Opt. Express*, vol. 15, no. 10, pp. 6003–6009, 2007.
- [14] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [15] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, S. ed., Ed. New York: John Wiley & Sons, 1997.
- [16] V. Roncin, S. Lobo, L. Bramerie, and J.-C. Simon, "Phase noise reduction in all optical clock recovery at 43 Gb/s for 3R regeneration applications," in *Proceedings of ECOC, (European Conference on Optical Communications)*, no. We3-P-91, 2006, pp. 303–304.

**Vincent Roncin** received the Master degree in "lasers, communications and metrology" from the University Paris XIII and the *Conservatoire National des Arts et Métiers*, France, in 2000; and the Ph.D degree in Physics from the University of Rennes, France, in 2004. He is now researcher in optics at laboratoire CNRS FOTON and manager of projects on optical clock recovery using passive and active techniques. His background is within optical regeneration, optical signal processing based on SOA and optical clock recovery until 160 Gbit/s. Its recent interest is in phase and intensity optical noise, in self-pulsating lasers based on quantum-dot structure.

**Sébastien Lobo** Bibliography not available

**Minh-Nguyêt Ngo** Bibliography not available

**Laurent Bramerie** received the opto-electronic engineering degree from ENSSAT, University of Rennes I, France, in 1999 and the PhD degree in 2004. He worked as technical expert on ultra-long haul 40 Gb/s DWDM systems for 2 years in Corvis Algety in Lannion, France. In 2003 he has joined laboratoire CNRS FOTON where is now research engineer on PERSYST platform, independent public research and test facility offering a testbed for 160,40 and 10 Gb/s optical telecommunications systems open to private companies and university teams.

**Arthur O'Hare** Bibliography not available

**Michel Joindot (M84, SM93)** graduated from Ecole Polytechnique Paris in 1967 and Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications Paris in 1970. Since that time, he has been working in Cnet, now France Telecom R&D, successively on millimeter waveguide, radio systems and communications (modulation, equalization, synchronisation) and after 1990 on optical transmission and transport networks. He has been in position of member of the technical staff, in the fields of optical transmission and digital communications. Between 1984 and 1992, he has been in charge of the PhD level in signal processing and digital communications at the University of Rennes 1. Since December 2006, he has left France Telecom and is now with Enssat (University of Rennes 1), where he works about optical functions and systems within the FOTON laboratory.

**Jean-Claude Simon** received the Doctorat d'Etat degree from University of Nice, France, in 1983. From 1975 to 1998 he was with CNET, the research centre of the French PTT (now Orange Lab.) as a researcher in the field of semiconductor optical amplifiers and non-linear optical signal processing, principally 2R and 3R all-optical regeneration. In 1999 he moved to ENSSAT, an engineering school, as a full professor in optoelectronics. He is director of Laboratoire FOTON, a research lab. associated with CNRS and Université de Rennes 1. He has authored or co-authored approximately 160 journal and conference papers including some 25 invited presentations, 10 patents, and 3 book chapters. He has contributed to European research programs (RACE 1027, ESPRIT 3 MOSAIC and ACTS KEOPS). He is recipient of the Fabry-de Grammont award from the French Optical Society.



# Low Noise and High Gain Brillouin Optical Amplifier for narrowband active-optical-filtering based on a Pump-to-Signal Optoelectronic Tracking

YAHIA SOUIDI<sup>1</sup>, FETHALLAH TALEB<sup>1</sup>, JUNBO ZHENG<sup>1</sup>, MIN WON LEE<sup>1</sup>, FRÉDÉRIC DU BURCK<sup>1</sup>, AND VINCENT RONCIN<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne-Paris-Cité, CNRS, 99 Avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France

\* Corresponding author: [vincent.roncin@univ-paris13.fr](mailto:vincent.roncin@univ-paris13.fr)

Compiled January 8, 2016

We implement and characterize an optical narrowband amplifier based on stimulated Brillouin scattering with Pump to Signal relative frequency fluctuations overcome thanks to an active pump tracking. We achieve a precise characterization of this amplifier in terms of gain and noise degradation (Noise Figure). The performances of this stable selective amplification are compared to those of conventional Erbium Doped Fiber Amplifier in order to highlight the interest of Brillouin amplification solution for active narrow optical filtering with a bandpass of 10 MHz. Thanks to the simple optoelectronic pump-to-signal tracking, Brillouin active filter appears as a stable and reliable solution for narrowband optical processing in coherent optical communication context and optical sensor applications. © 2016 Optical Society of America

**OCIS codes:** (060.2320) Fiber optics amplifiers and oscillators; (290.5830) Scattering, Brillouin; (070.2615) Frequency filtering; (070.4340) Nonlinear optical signal processing.

<http://dx.doi.org/10.1364/ao.XX.XXXXXX>

## 1. INTRODUCTION

All-Optical signal processing requires selective optical filtering in order to extract specific spectral components from the optical spectrum for various applications such as WDM [1], heterodyne detectors sensitivity enhancement [2], [3], self-coherent detection [4] and all-optical passive clock extraction in transparent optical networks [5]. Recent progress in optical carrier stability [6] makes new needs for selective amplification of the optical carrier, in order to minimise the bandwidth of optical noise in coherent applications like remote fiber optic sensors [7], millimeter and terahertz carrier generation [8] or long distance optical fiber loss cancellation [9].

Conventional frequency selective amplification requires three steps: firstly the extraction of the useful spectral component using passive filtering, secondly the amplification of the extracted line using wide-band conventional amplifier such as Erbium-doped fiber amplifier (EDFA) and in the third step, the use of bandpass optical filters (the bandwidth of which being at least equal to 10 GHz) for reducing the excess of optical noise introduced by Erbium spontaneous emission. However, the low power of extracted components, combined with the amplification step may lead to a strong deterioration of optical signal to noise ratio (OSNR) which dramatically affects the signal quality after photodetection [10].

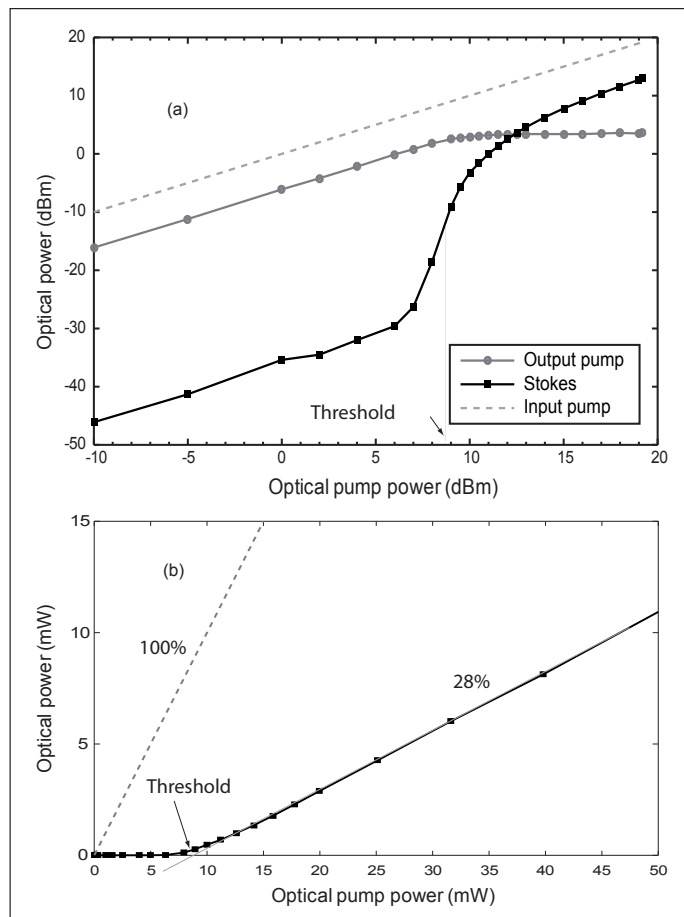
Brillouin amplifier provides both a high gain and a 10 MHz bandpass optical filtering, generating optical noise into a narrow optical band limited by the Stokes linewidth [11]. It can offer an attractive alternative to EDFA for narrowband amplification dedicated to optical communication, optical signal processing [12], low-power signals amplification for fiber optic losses cancellation in long distance optical frequency transfer [13] and supercontinuum spectrum component extraction for THz wave generation [14]. In the Stimulated Brillouin Scattering (SBS) process, the Stokes wave is generated at a frequency ( $\nu_0$ ), shifted of  $\Omega_B$  with respect to the pump frequency ( $\nu_P$ ). Hence, any relative frequency variations between the Stokes wave, so the pump and the signal may produce dramatic gain fluctuations leading to frequency-to-amplitude conversion.

We present a simple, low cost and robust Brillouin amplifier for narrowband filtering based on an optoelectronic tracking of the pump frequency over the signal frequency, in order to reduce the relative frequency fluctuations between pump and signal. So Stokes wave follows the incoming signal frequency, canceling gain fluctuations and providing stabilized amplification. This gives us the possibility of a precise characterization of the Brillouin amplification (gain, noise). In section 2, we recall the basics of the Brillouin amplification and particularly the correspondence between Stimulated regime and saturated regime.

In section 3, the frequency-amplitude conversion in the Brillouin process is investigated, and we describe the pump frequency locking. The performances in terms of noise are presented in section 4. Finally in section 5, we compare Brillouin gain and noise characteristics with that of conventional EDFAs [15].

## 2. BRILLOUIN AMPLIFICATION THRESHOLD

Brillouin amplification in optical fiber has been extensively studied in the context of optical communications development [16]. Because of its typical 10 MHz limited amplification bandwidth, its interest was reduced when wide-band-modulation format and later Wavelength Division Multiplexing (WDM) were developed. Raman and Erbium amplification technologies took advantage of this evolution despite of a higher threshold for Raman effect than for Brillouin effect. More recent studies in SBS, have rather been oriented towards the optical sensor development for its simplicity, sensitivity to the fiber geometry and material parameter modifications, and potential high gain [17]. In this section, we propose to explore the pump power range to implement a Brillouin amplifier.



**Fig. 1.** Experimental SBS characterization: (a) Evolution of the different optical powers in the SBS process presented in logarithm scales; (b) Observation in linear scale of the Stokes power threshold delimiting the Brillouin amplification operating region.

Classical characterization of the conversion of photons between injected pump and counter-propagating Stokes wave is illustrated in Fig. 1. The optical fiber is a 25-km-long single

mode fiber (SMF) spool. The pump is generated by a standard distributed feed-back (DFB) laser diode delivering a maximum optical output power of 20 mW (13 dBm). It is amplified with an EDFA in order to reach a pump power up to 100 mW (20 dBm). Two optical couplers have been used, one at each sides of the fiber spool in order to achieve the different power measurements (pump, counter-propagating Stokes wave and residual pump). All measurements have been achieved thanks to an Optical Spectrum Analyzer with a spectral resolution of about 9 GHz (0.07 nm).

Fig. 1 (a), plotted in log-log scale shows the different operating regimes: the linear Spontaneous Brillouin Scattering regime in which the ratio between Stokes power and injected pump power remains constant and the Stimulated Brillouin Scattering in which the output pump power tends towards saturation. This corresponds to the pump depletion. The interaction between pump photons and phonons has been extensively studied in optical fiber [18] as a nonlinear process initiated by spontaneous acoustic waves (thermal phonons) and stimulated thanks to electrostriction [19].

One of the most used criterion for distinguishing the two regimes is a threshold which corresponds to the pump power value when the Stokes power is equal to 1% of the pump power [20]. In Log-log scale, we find experimentally a threshold power between 8 and 9 dBm.

It is seen in Fig. 1(b) plotted in linear scale that this "critical power" corresponds to a pump power threshold from which the conversion of photons between pump and Stokes is constant. Above it, the efficiency of the conversion is maximal and the Stokes power is saturated. In the same way as EDFA, this regime corresponds to a saturation of the Stokes power and thus to a saturated amplification [21]. The pump power threshold value is between 7 and 8 mW. An uncertainty of 1 mW is estimated for the power measurements. This estimation is deduced from the power measurement calibration and the different power corrections introduced by the optical couplers.

We observe that above an injected pump power threshold, the conversion efficiency between pump and Stokes is 28%. In a context of optical amplification, the output power will be proportional to the pump power above this threshold, ensuring a stable amplification for a stable pump power, with an output power independent to input signal power.

In the following of the study, we will take care to verify if the optimum theoretical 3-dB of Noise-Figure will be reached in the Brillouin amplification process as soon as the amplification process is dominated by stimulated process [22], [23].

In the following of the study we use for the pump power a standard DFB laser in order to propose a simple optical amplifier solution based on standard and low cost equipments. Thus, the Brillouin pump power is limited to 8 dBm which is approximately the theoretical threshold for the saturated amplification regime. We will see that even in those conditions, the saturation of amplification is reached and, thanks to this stable configuration, we will be able to get a precise study of the gain and noise behavior of the Brillouin amplifier, especially for low pump powers and low input signal powers.

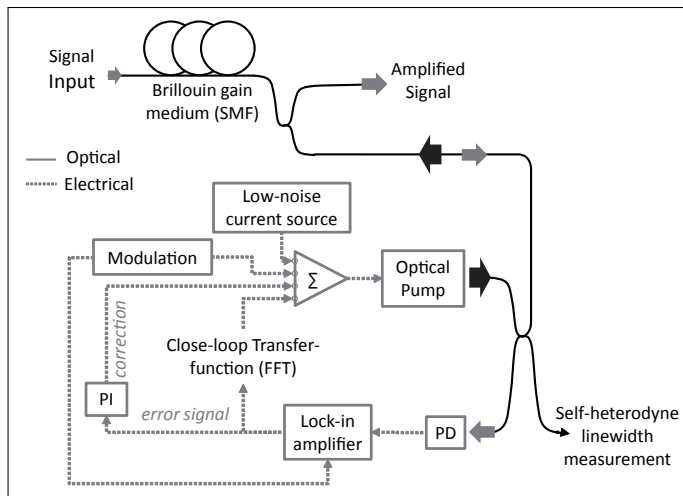
## 3. AMPLIFIER DESIGN

The Brillouin amplifier scheme is detailed in Fig. 2. The signal of frequency  $\nu_0$  at 1542.12 nm is injected into the SMF fiber in the opposite direction of the optical pump at  $\nu_p$ . Thanks to Brillouin scattering in optical fiber, a Stokes wave is generated at  $\nu_p - \Omega_B$

in the opposite direction of the pump. Thus, the input signal and the Stokes wave are co-propagating, leading to enhance the stimulated scattering if the Stokes wave frequency matches the signal frequency, that is to say if  $(\nu_p - \Omega_B) = \nu_0$ .

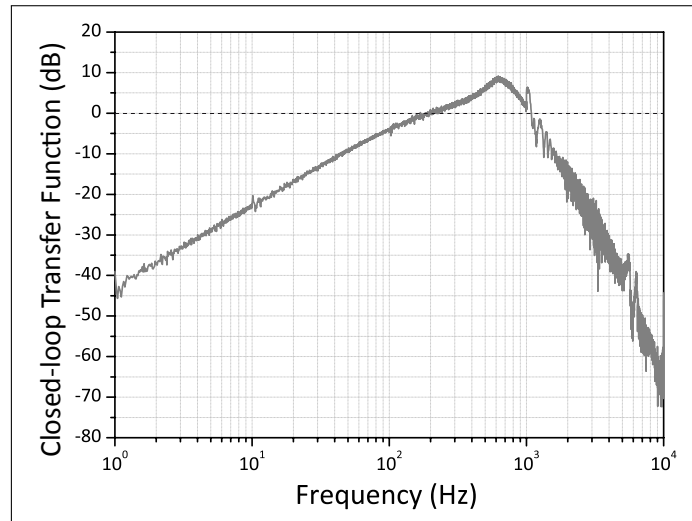
In order to ensure stable amplification, the maximum of the gain (the Stokes peak power) needs to follow the signal frequency fluctuations. This operation is achieved in our setup by tuning constantly the pump frequency, using both the laser diode current and temperature. The coarse Stokes wave frequency tuning is obtained by temperature adjustment with the sensitivity of 10 GHz/°C. Fine frequency tuning is achieved by driving the injection current with the sensitivity of 250 MHz/mA. Relative frequency fluctuations between the gain response and the signal are converted into amplitude fluctuations of the amplified signal. The latter are used as error signal to adjust the pump optical frequency in order to track the signal frequency.

We use a low noise current source and a temperature controller in order to reduce pump frequency fluctuations into a range of few megahertz within a period of 5 minutes. For the error signal generation, the Brillouin pump current is firstly modulated by a sine wave at 12 kHz, with a modulation index of 1. The modulation of the Brillouin gain is transferred to the signal. The error signal is detected and demodulated by a lock-in amplifier with a time constant of 1 ms. A Proportional-Integrator corrector (PI) is used to achieve the tracking. The closed loop transfer function obtained by a fast Fourier transform (FFT) analyzer is presented in Fig. 3.



**Fig. 2.** Brillouin pump frequency locked to the amplified signal. The electrical circuit consists of a low-pass photodetector (PD), a lock-in amplifier driven by the modulation, a proportional-integrator corrector (PI) and a low-noise continuous current source.

The correction efficiency is illustrated in Fig. 4 which shows the detected optical power measured with and without the correction. The two traces correspond to the photo-current directly extracted from the DC output of the photodetector PD of Fig. 2. Taking into account the Lorentzian linewidth of 10 MHz, open loop amplitude fluctuations correspond to relative frequency fluctuations between signal and gain curve estimated to be 5.8 MHz. These fluctuations are reduced to 500 kHz when the lock is on. This value has been confirmed by measuring the self-heterodyne beating spectrum of the stabilized pump laser (inset



**Fig. 3.** Transfer function of the closed-loop system. The correction band extends up to 200 Hz. The frequency noise is reduced by more than 45 dB at 1 Hz.

of Fig. 4) in the same experimental configuration. A linewidth of about 500 kHz has been deduced.

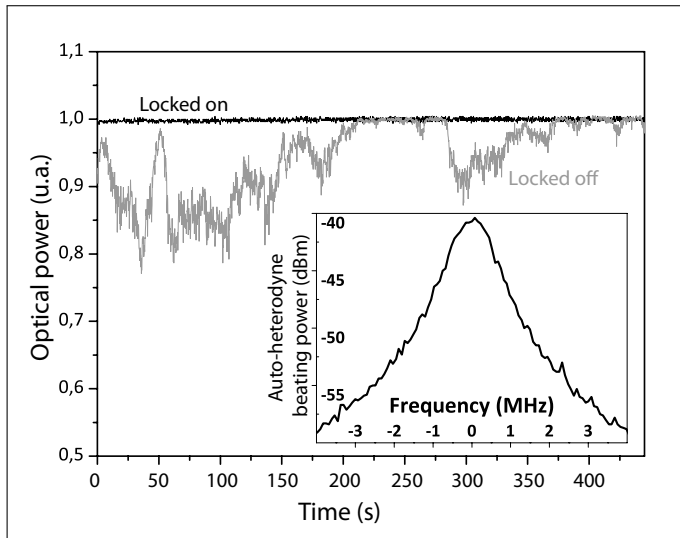
It is important to highlight the robustness of the stabilization circuit with regard to the critical optical parameters within real fiber optic systems. The setup has to maintain the locking into a large range of the input signal power, which means, to modify the loop gain in order to compensate the variations of the detected signal power. We show experimentally that the loop compensates at least 10 dB of optical power on the photodiode (PD) of figure 2. In particular, this large locking range is sufficient to allow the compensation of relative polarization fluctuations between pump and signal which are usually observed in fiber optic systems [24].

Hence, the set-up provides effective stabilization performances necessary to achieve a robust Brillouin amplification suitable for various applications and particularly for narrow-band optical signal active filtering.

#### 4. CHARACTERIZATION OF BRILLOUIN AMPLIFIER

The experimental setup allows the measurements of the gain and the Signal-to-Noise Ratio (SNR). The SNR is obtained from the beating between the input and the amplified signals. We use a stable laser (RIO Planex External Cavity Laser) which is split in two parts by an optical coupler, one used as Signal and the other as the local oscillator (LO). LO frequency is shifted by 35 MHz by an acousto-optic modulator (AOM). The beat note signal between the Signal and the LO is detected using a PIN-Photodetector connected to a RF spectrum analyzer for direct Gain and SNR measurements. The stable laser gives a high SNR of 73 dB within a bandwidth of 10 kHz which imposes the highest SNR which can be measured in our experiment.

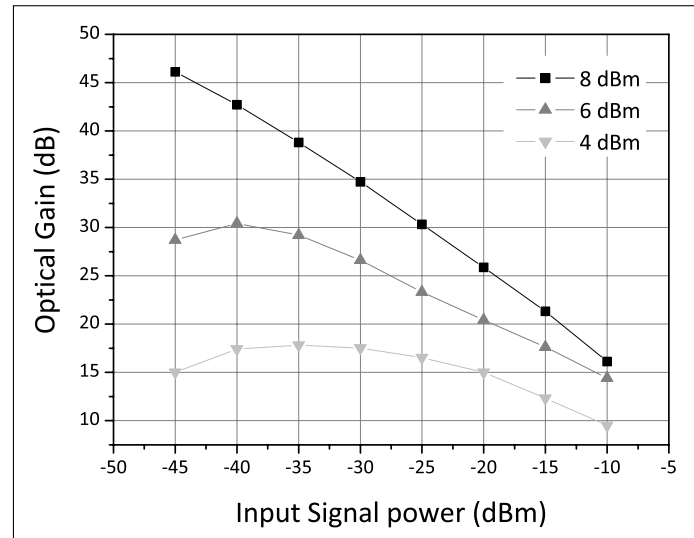
Fig. 5 gives the Brillouin gain, plotted versus the input signal. In order to investigate different amplification regimes, those measurements have been done for different pump powers around the amplification threshold observed in Fig. 1 (b): 4 dBm, 6 dBm and 8 dBm which is the maximum power available by using a standard DFB laser for the pump. SBS is a nonlinear process owing to electrostriction induced by the beating between pump and input signal in the amplification configuration. So, optical



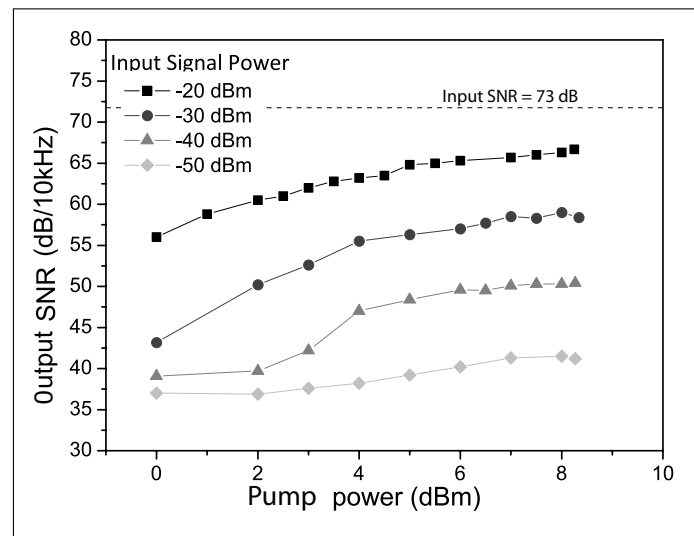
**Fig. 4.** Brillouin gain fluctuations induced by the Pump frequency instabilities with (locked on) and without (locked off) stabilization. Inset: Self-heterodyne beating spectrum of the stabilized pump.

gain is sensitive to both pump and input signal powers [25]. For a high pump power (8 dBm), the gain reduces continuously when the input signal power increases. The slope of the curve is -1. This reflects an saturated output signal power, independent to the pump power. This behavior shows that the amplifier is saturated for very low input powers (until -45 dBm) which is insuring a stable gain. For lower pump powers, the gain is smaller and we observe a limited gain (small signal gain) for low input signal powers: -35 dBm for 4 dBm of pump power and -40 dBm for 6 dBm of pump power. One observes that the pump power has to be above the amplification threshold to ensure a high gain and a saturated amplification limiting output fluctuations due to signal or pump amplitude fluctuations. Then, we show precisely that this amplifier design with a standard DFB laser gives a very high gain (up to 45 dB) for a very low input signal. This characteristic is compliant with the proposed application of an active filtering of potentially very low spectral components into a narrow band.

The Brillouin amplification noise characterization is based on the SNR directly measured from the heterodyne beating at 35 MHz, between the Signal and the Local Oscillator. Figure 6 shows the output SNR versus the pump power plotted for different input signal powers between -50 dBm and -20 dBm. The RF bandwidth is 10 kHz for all the SNR measurements. The SNR increases with the pump power and it seems to tend towards a quasi asymptotic value when the pump power exceed the amplification threshold. Moreover, we observe for a constant pump power (for instance 8 dBm) that the output SNR increases with the input signal power. This shows firstly that the optical noise power is constant because the SNR increases with the input signal with a constant gain ( $SNR_{out} = G \times P_{sin}/P_{noise}$ ). Secondly, by increasing the input signal power, the output SNR get closer to the input SNR of 73 dB into 10 kHz bandwidth. We deduce the noise figure of the amplifier which is the difference in decibel between output and input SNRs. For instance, a NF value of about 5 dB is reached for a pump power of 8 dBm and an input signal power of -20 dBm. In the following section, we compare these experimental results with those obtained with an



**Fig. 5.** Optical gain of the Brillouin amplifier gain vs input Signal powers for three different pump powers above the SBS threshold (4, 6 and 8 dBm).



**Fig. 6.** Signal to Noise Ratio of the Brillouin amplifier vs Pump power for different input Signal powers.

EDFA.

## 5. EXPERIMENTAL COMPARISON WITH EDFA

The EDFA is an optical amplifier presenting two different regimes [10]: (i) a small signal amplification regime with a maximum gain corresponding to a high noise power; (ii) a gain compression regime, which appears when the input signal is so high that the amplified signal power is saturated. Typically, we use this amplifier beyond the saturation point corresponding to an output saturated power in order to stabilized the amplification regime and offer a minimal degradation of the output SNR.

Fiber Brillouin Amplifier (FBA), which is managed by the electrostriction in stimulated regime, follows a non linear process and presents a specific gain behavior shown previously by our experimental results.

In this section compare experimentally thanks to our Pump-to-Signal tracking, the performances of the Brillouin amplifier with an EDFA. We have focused our study to the narrowband amplification context. For the SNR measurements, two different beating signals are used. The Brillouin SNR measurements is obtained from a beat-note at 35 MHz, limited by the SNR of the signal of 73 dB within 10 kHz as seen in the previous section.

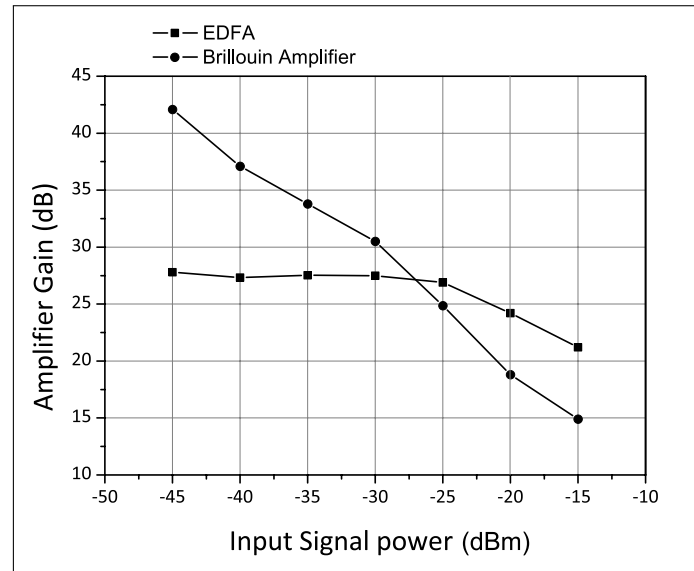
For the EDFA SNR measurements, The EDFA noise bandwidth is detected into the 10 GHz bandwidth of the photodiode. Consequently in order to avoid spectral aliasing problems, we have to increase the optical beat-note frequency up to 10 GHz. So, we use a beat-note at about 10 GHz between the pump and the signal. This beat-note is stable but the SNR measurements are then limited by the SNR of the pump which is measured at 66 dB within 10 kHz. In the case of the narrow noise-band of the Brillouin the problem did not arise.

The gain measurements for both, a standard single stage EDFA and the Brillouin amplifier, are given in Fig. 7. For this EDFA, the typical small signal gain regime is obtained for an input signal power smaller than -25 dBm. The maximum gain is 27 dB. For higher input power, the amplifier operates in the gain compression regime and the gain decreases regularly with the input power. With a pump power of 8 dBm, the Brillouin amplifier is still working in gain compression regime, which results in the possibility to reach very high gain for small input signal: we measure a gain of 42 dB for input signal power of -45 dBm, that is 14 dB higher than EDFA.

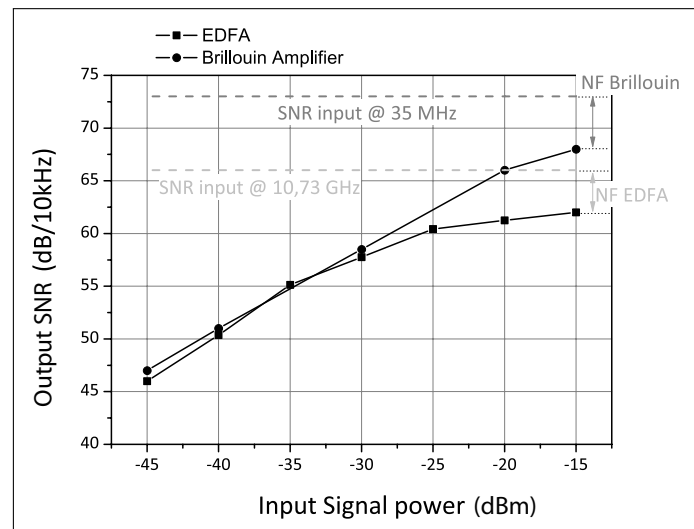
The SNR measured within 10 kHz for both the EDFA and the Brillouin amplifier are shown in Fig. 8. The circle dots correspond to SNR measurements in the Brillouin gain band at 1 MHz from the beat-note carrier at 35 MHz. The square dots represent EDFA SNR measurements at 100 MHz from the beat-note carrier at 10 GHz. Similar behaviors are observed for both amplifiers. The SNR increases with a constant slope of 20 dB/decade up to an input power of -35 dBm, corresponding to a SNR proportional to the input signal power. For higher input powers, the SNR tends towards an asymptotic value corresponding to the input SNR (73 dB or 66 dB according to the amplifier) decreased by the minimum NF of the amplifier which is theoretically equal to 3 dB.

## 6. CONCLUSION

We have demonstrated a stable and efficient optical narrowband amplifier based on stimulated Brillouin scattering in optical fiber with only 8 dBm of pump. The limitation of the set-up linked to the relative frequency fluctuations between pump and signal has been overcome by means of frequency tracking of the pump onto the amplified signal. A stable amplifier was thus obtained allowing an accurate characterization of its gain and its SNR. We showed that with a standard DFB laser for the pump, it was possible to reach the saturated amplification regime. This regime is characterized by a gain compression when the input signal increases, and corresponds to a constant photon conversion efficiency between pump and Stokes wave. With a pump power at the threshold of this regime, we have demonstrate that the Brillouin amplifier can provide very high gain: a gain of 45 dB was obtained with 8 dBm of pump power in 25 km SMF for a -45 dBm input power signal. Our measurements showed that the higher the pump power is, more the gain compression regime extends towards the low input powers. These results attest that the stabilized Brillouin amplifier is suited to narrowband amplification of low input signal.



**Fig. 7.** Gain comparison of Brillouin amplifier (circles) at a pump power of 8 dBm with the EDFA amplifier (squares).



**Fig. 8.** Comparison of Brillouin amplifier (circles) at a pump power of 8 dBm with the EDFA amplifier (squares) in terms of SNR (dashed curves).

The comparison with EDFA shows that the Brillouin amplifier gives easily the possibility of much higher gains for weak signals. On the other hand, both types of amplifiers behave similarly concerning the SNR. At low input power, one observes a proportional increase of the SNR with the power input and for high input power, the SNR is limited by the theoretical value of 3 dB of the NF.

As such, this stabilized Brillouin amplifier provides a low cost, stable and reliable optical amplifier solution corresponding to a "all-in-one" high gain amplifier with a low NF coupled to a 10 MHz Lorentzian optical filter.

## 7. FUNDING INFORMATION

This work was supported by the ANR LIOM project, grant ANR-11-BS04-0009 of the French Agence Nationale de la Recherche.

## 8. ACKNOWLEDGMENTS

The authors are especially grateful to Anne AMY-KLEIN and Giorgio SANTARELLI for sharing fruitful discussions, and to Olivier LOPEZ for its original idea and its valuable assistance in electronics designs.

## REFERENCES

1. A. R. Chraplyvy and R. W. Tkach, "Narrowband tunable optical filter for channel selection in densely packed wdm systems," *Electronics letters* **22**, 1084–1085 (1986).
2. J. Arnaud, "Enhancement of optical receiver sensitivities by amplification of the carrier," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **4**, 893–899 (1968).
3. C. Atkins, D. Cotter, D. Smith, and R. Wyatt, "Application of brillouin amplification in coherent optical transmissions," *Electronics Letters* **22**, 556–558 (1986).
4. L. Banchi, M. Presi, R. Proietti, and E. Ciaramella, "System feasibility of using stimulated brillouin scattering in self coherent detection schemes," *Optics Express* **18**, 12702–12707 (2010).
5. M. N. Ngo, V. Roncin, Q. T. Le, L. Bramerie, D. Chevallier, L. Lablonde, A. Shen, G.-H. Duan, and J.-C. Simon, "Bit-error-rate performance enhancement of all-optical clock recovery at 42.66 gb/s using passive prefiltering," *Photonics Technology Letters, IEEE* **20**, 1557–1559 (2008).
6. P. Williams, W. Swann, and N. Newbury, "High-stability transfer of an optical frequency over long fiber-optic links," *JOSA B* **25**, 1284–1293 (2008).
7. A. Fellay, L. Thévenaz, M. Facchini, M. Nikles, and P. Robert, "Distributed sensing using stimulated brillouin scattering: towards ultimate resolution." in "Optical Fiber Sensors," (Optical Society of America, 1997), p. OWD3.
8. T. Schneider, D. Hannover, and M. Junker, "Investigation of brillouin scattering in optical fibers for the generation of millimeter waves," *Lightwave Technology, Journal of* **24**, 295–304 (2006).
9. H. Jiang, F. Kéfélian, S. Crane, O. Lopez, M. Lours, J. Millo, D. Holleville, P. Lemonde, C. Chardonnet, and A. Amy-Klein, "Long-distance frequency transfer over an urban fiber link using optical phase stabilization," *JOSA B* **25**, 2029–2035 (2008).
10. E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications*, vol. 19 (Wiley New York, 1994).
11. T. Tanemura, Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated brillouin scattering in optical fiber," *Optics letters* **27**, 1552–1554 (2002).
12. W. Wei, L. Yi, Y. Zhang, Y. Jaouen, Y. Song, Y. Dong, and W. Hu, "A bandwidth-tunable narrowband rectangular optical filter based on stimulated brillouin scattering," pp. W4F–5 (2014).
13. O. Terra, G. Grosche, and H. Schnatz, "Brillouin amplification in phase coherent transfer of optical frequencies over 480 km fiber," *Optics Express* **18**, 16102–16111 (2010).
14. S. Preußler, N. Wenzel, R.-P. Braun, N. Owschimikow, C. Vogel, A. Deninger, A. Zadok, U. Woggon, and T. Schneider, "Generation of ultra-narrow, stable and tunable millimeter-and terahertz-waves with very low phase noise," *Optics express* **21**, 23950–23962 (2013).
15. M. Junker, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher, J. Klinger, K.-U. Lauterbach, and T. Schneider, "A comparative test of brillouin amplification and erbium-doped fiber amplification for the generation of millimeter waves with low phase noise properties," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* **54**, 1576–1581 (2006).
16. X. Yao, "Phase-to-amplitude modulation conversion using brillouin selective sideband amplification," *Photonics Technology Letters, IEEE* **10**, 264–266 (1998).
17. M. Nikles, L. Thevenaz, and P. Robert, "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers," *Lightwave Technology, Journal of* **15**, 1842–1851 (1997).
18. G. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century* pp. 195–211 (2000).
19. R. Chiao, C. Townes, and B. Stoicheff, "Stimulated brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves," *Physical Review Letters* **12**, 592–595 (1964).
20. R. W. Boyd, K. Rzazewski, and P. Narum, "Noise initiation of stimulated brillouin scattering," *Physical Review A* **42**, 5514–5520 (1990).
21. R. Laming, J. Townsend, D. Payne, F. Meli, G. Grasso, and E. Tarbox, "High-power erbium-doped-fiber amplifiers operating in the saturated regime," *Photonics Technology Letters, IEEE* **3**, 253–255 (1991).
22. H. Heffner, "The fundamental noise limit of linear amplifiers," *Proceedings of the IRE* **50**, 1604–1608 (1962).
23. D. M. Baney, P. Gallion, and R. S. Tucker, "Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers," *Optical fiber technology* **6**, 122–154 (2000).
24. A. Zadok, E. Zilka, A. Eyal, L. Thévenaz, and M. Tur, "Vector analysis of stimulated brillouin scattering amplification in standard single-mode fibers," *Optics express* **16**, 21692–21707 (2008).
25. R. W. Boyd, *Nonlinear optics* (Academic press, 2003).

# Stability transfer at 1.5 $\mu\text{m}$ for metrological applications using a commercial optical cavity

AMINE CHAOUCHE RAMDANE, PIERRE GRÜNING, VINCENT RONCIN, AND FREDERIC DU-BURCK\*

Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, Sorbonne-Paris-Cité, 99 av. J.-B. Clément, 93430 Villetaneuse, France

\*Corresponding author: [frederic.du-burck@univ-paris13.fr](mailto:frederic.du-burck@univ-paris13.fr)

Received XX Month XXXX; revised XX Month, XXXX; accepted XX Month XXXX; posted XX Month XXXX (Doc. ID XXXXX); published XX Month XXXX

**A compact device for optical frequency stability transfer based on a cavity referenced to a molecular transition at 1.5  $\mu\text{m}$  is described. The setup is essentially fibred and uses commercial components: a tunable confocal cavity, extended cavity laser diodes, a DFB laser and a  $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$  cell. The phenomena which limit the stability are carefully studied. It is shown that the short-term stability is limited by the spectral purity of sources and the long-term stability by the residual amplitude modulation inherent to our current setup. The stability transfer of the molecular reference over 7 nm is demonstrated at a level of  $10^{-10}$  in relative value, limited by the detected molecular linewidth. Improvements to the device are studied and it is shown that a stability transfer at  $10^{-12}$  level could be achieved.**

**OCIS codes:** (120.0120) Instrumentation, measurement, and metrology; (120.2230) Fabry-Perot; (120.3930) Metrological instrumentation; (120.3940) Metrology; (140.3425) Laser stabilization.

<http://dx.doi.org/10.1364/AO.99.099999>

## 1. INTRODUCTION

In atomic and molecular physics, it is often necessary to use laser sources with very stable, known and tunable optical frequency. Long-term stability and accuracy of a laser are obtained by locking its frequency onto that of an atomic or a molecular transition used as a frequency reference [1]. When the required laser frequency does not coincide exactly with that of the reference laser, the stability of the latter has to be transferred to the target laser. When the frequencies are close enough, the frequency offset can be achieved by creating sidebands by modulation techniques. Another possibility is to phase lock the beat note between the lasers to a RF source. In the first case, one is limited by the light modulation bandwidth and in the second case by the maximum beat frequency which can be detected.

When the transfer of stability covers several nanometers or tens of nanometers, the use of a frequency comb based on femtosecond laser has been demonstrated [2]. But this solution is costly, cumbersome and not convenient to the achievement of portable systems for a use out of metrology labs. Another possibility which can lead to a transportable setup, is to use an optical cavity to achieve the stability transfer. The principle is to lock the frequency of one of the cavity modes to the frequency of a reference laser and to lock the target laser frequency to another cavity mode. Since the stabilization of one mode of the cavity is sufficient to stabilize all the modes, the stability of the reference laser is thus transferred to the target laser.

Various devices based on this approach are described in the literature. The transfer of the stability of a laser diode locked onto the D2 line of cesium at 852 nm detected in a beam, to a slave laser diode frequency shifted by 32 nm is described in [3]. The stability of the slave laser diode is estimated at  $1.6 \cdot 10^{-11}$  for an integration time of 10 seconds. In [4], a long term drift smaller than 1 MHz per hour is reported for a Ti:Sapphire laser at 960 nm locked to a stabilized diode laser at 780 nm by polarization spectroscopy in a rubidium cell. In those setups, the control of the cavity optical length is performed by a piezo-electric transducer (PZT). For the long term, the temperature [5] or a  $\text{N}_2$  pressure in the cavity [6] can also be controlled. A continuous tunability can be obtained by generating sidebands using amplitude modulation. In this case the maximum frequency modulation has to reach at least the half of the free spectral range (FSR) of the cavity. To avoid RF modulation, it was also proposed to perform a scan of the cavity [7, 8, 9]. Long term stabilities in the MHz range were then demonstrated.

We have developed a stable transfer device based on a cavity referenced to a molecular transition. The setup is essentially fibred and uses commercial components: a confocal cavity tunable by means of a PZT, two extended cavity laser diodes (ECLD) tunable over 100 nm, a DFB laser and a cell containing a vapor of cyanide hydrogen ( $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ ). It will be used for the metrological study of compact frequency combs generated by self-pulsing semiconductor lasers at 1.5  $\mu\text{m}$  which can extend over tens of nanometers [10]. It will allow the stabilization of any tooth of the frequency comb by transferring the stability of the molecular reference and then, the determination of the absolute

frequency stability of any other tooth of the comb. Another intended application is the ultra-stable terahertz frequency generation by photomixing [11, 12]. In this case, the stability of the THz frequency is ensured by the relative frequency stability of two ECLDs locked to two cavity modes.

In the following, Sec. 2 describes the experimental setup for stability transfer. Sec. 3 gives the characteristics of the free cavity, when it is not locked to the molecular reference. Then, Sec. 4 studies different phenomena which limit the stability. It is particularly shown that the long-term stability is limited by a residual amplitude modulation. Sec. 5 shows the possibility to transfer the stability of the molecular reference over several nanometers. In Sec. 6, system limitations are analyzed and the ultimate stability is studied. Finally, Sec. 7 presents a summary of the paper.

## 2. EXPERIMENTAL SETUP

The general principle of the experimental setup is shown in Fig. 1. It is composed of commercial components and is entirely fibred, except the Fabry-Perot cavity.

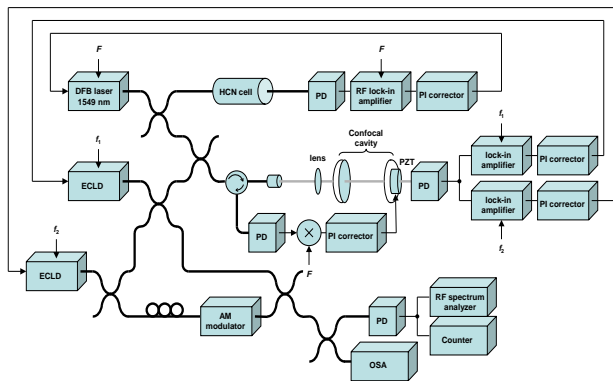


Fig. 1. Experimental setup.

PD: photodiode; PZT: piezoelectric transducer; OSA: optical spectrum analyzer; PI corrector: proportional-integral corrector;  $F = 160$  MHz ;  $f_1 = 60$  kHz ;  $f_2 = 80$  kHz .

The 5 cm long confocal cavity (Thorlabs SA200) is made of Invar. Its free spectral range (FSR) is  $c/(4L) = 1.5$  GHz and it has a 5 MHz resonance width (finesse 300) between 1275 nm and 2000 nm. Its length is adjustable by means of a PZT with a sensitivity of 155 MHz/V and a first resonance is measured at 15.7 kHz. The cavity is placed in a thermally insulated box. The light is injected into the cavity via an optical fiber. A collimator at the fiber output and a converging lens optimize the beam coupling into the cavity.

The ECLDs (Tunics OM provided by Yenista Optics) are based on Littman configuration. The emission wavelength is defined essentially by the geometry of the cavity (angle between the grating and the mirror) and more finely by the current (about 50 MHz/mA). A micrometer screw allows the mechanical adjustment of the geometry of the cavity to cover the wavelength range 1500 nm to 1600 nm. With the power supply delivered by the manufacturer, the width of the emission line is of the order of megahertz. A stable optical power, adjustable up to 6 dBm, is fixed by a servo loop driving the laser current. The control of the optical frequency of the source is achieved by controlling the laser current. Two correction signals are necessary for this purpose. One is added to the setpoint of the servo loop controlling the laser power. The bandwidth of this correction being

limited to a few hertz by the servo, the second signal which drives rapid corrections is directly added to the laser current.

In the present study, we have also tested low-noise current sources (Laserlabs) in order to power the ECLDs. In this case, the laser emission linewidth is a few tens of kilohertz. Only one correction signal is then necessary which is directly applied to a dedicated connector located on the current source.

The lock of ECLD frequency to a mode of the optical cavity is carried out by measuring the signal transmitted through the cavity. The laser current is modulated at a few tens of kHz ( $f_1$  and  $f_2$  in Fig. 1) and the transmitted signal is detected by a lock-in amplifier which produces the error signal. The modulation depth is adjusted in order to optimize the slope of the detected signal leading to a modulation index  $\beta \approx 10$ . A one-stage proportional-integral (PI) corrector generates the control signal which is added to the laser current. The correction bandwidth is about 100 Hz.

Because of a strong amplitude-frequency coupling in ECLD, direct modulation of the laser current results in a significant residual amplitude modulation which leads to a distortion of the detected line shape. We will see hereafter how this effect limits the device performances in the long term.

The molecular reference is a fibered multipass cell (interaction length of 80 cm) containing a vapor of hydrogen cyanide ( $H^{13}C^{14}N$ ) under pressure of 500 mTorr (66 Pa) (Wavelength References). The intense lines of the  $H^{13}C^{14}N$  absorption spectrum cover the range from 1528 nm to 1562 nm [13].

A DFB laser emitting at 1549 nm is locked to the molecular transition. It provides an optical power of 12 dBm and its linewidth is about 2 MHz. Its current is modulated at  $F = 160$  MHz and the signal transmitted by the cell is detected to generate the error signal of the frequency servo loop. A one-stage PI corrector controls the current of the laser in a bandwidth of 1 kHz. The DFB laser is also sent to the cavity and the PDH signal [14] is detected at frequency  $F$  from the cavity reflection. It is used as the error signal for locking the frequency of a cavity mode onto the DFB laser optical frequency (one-stage PI corrector with a correction bandwidth of 2 Hz). Thus the cavity is locked to the molecular reference.

For metrological characterization of the device, we benefit of a high stability (better than  $10^{-13}$  to 1 s) and high accuracy ( $10^{-13}$ ) optical reference at 1542 nm transmitted by the LNE-SYRTE (Observatoire de Paris, CNRS) by means of an optical fiber [15].

## 3. STABILITY OF THE FREE CAVITY

The characterization of the stability of the "free" cavity (when the cavity is not stabilized onto the molecular transition) is carried out by comparison with the optical reference at 1542 nm: the frequency of an ECLD is locked to a cavity mode close to 1542 nm allowing to measure the beat note with the optical reference. Its Allan deviation [16] is plotted in Fig. 2 (Curve 1).

A long term drift of the cavity mode frequency is observed. It is equal to a few kHz per second and is probably due to temperature variations. This drift is confirmed by direct observation of the beat signal on RF spectrum analyzer (deviations corresponding to time drifts from 1 kHz/s to 1 MHz/s are plotted in Fig. 2).

Allan deviation of the beat between the two free ECLD (not locked to the cavity) is also drawn in Fig. 2 (Curve 2). It shows a drift of a few hundreds of kHz to a few MHz per second. It is noted that the frequency lock of an ECLD to the cavity, even free, leads to an improvement of its stability.

The instability of the free cavity is due to variations of its optical length related to fluctuations of its geometric length under the effect of mechanical and acoustic vibrations in the short term as well as



temperature changes in the long term. The cavity is not under vacuum and variations of the index of air related to fluctuations of temperature, pressure and humidity have also to be taken into account. In order to quantify their importance, Tab. 1 reports the sensitivity of air index to these parameters at 1500 nm and at 1600 nm, corresponding to the limits of the range of tunability of our ECLDs. They are calculated from the modified Edlen formulas [17, 18, 19] using the NIST online calculator [20]. It is seen that it is primarily the temperature variations that must be taken into account.

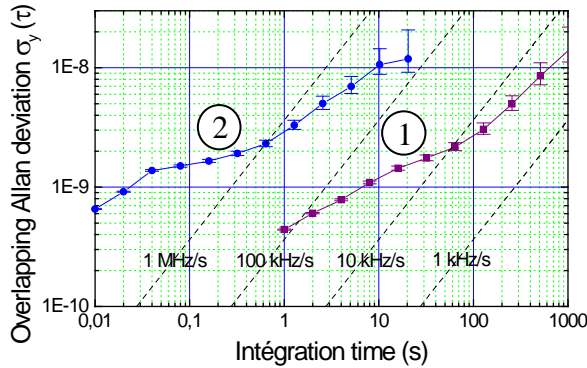


Fig. 2. Intrinsic cavity stability compared to that of free running ECLDs.

Curve 1: Allan deviation of the beat note between a frequency-locked ECLD to one mode of the cavity and the optical reference at 1542 nm; Curve 2: Allan deviation of the beat note between two free running ECLDs.

The frequency of a cavity mode being proportional to the inverse of the cavity optical length  $nL$ , one has  $\partial\nu/\partial L = -\nu/L$  and  $\partial\nu/\partial n = -\nu/n$ . The variation of  $\nu$  with  $\Delta T$ ,  $\Delta P$  and  $\Delta\alpha$ , respectively the temperature, pressure and humidity variations, is given by

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \frac{\partial\nu}{\partial L} \Delta L + \frac{\partial\nu}{\partial n} \Delta n \\ &= -\frac{\nu}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \Delta T - \frac{\nu}{n} \left( \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial n}{\partial P} \Delta P + \frac{\partial n}{\partial \alpha} \Delta \alpha \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Tab. 1 : Sensitivity of air index near  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $P = 1011\text{ hPa}$  and  $\alpha = 60\% \text{ H}_2\text{O}$  computed from modified Edlen formula [20].

	1500 nm	1600 nm
$n$	1.000 267 514	1.000 267 433
$\partial n/\partial T$	$-926.1 \cdot 10^{-9} / ^\circ\text{C}$	$-925.9 \cdot 10^{-9} / ^\circ\text{C}$
$\partial n/\partial P$	$2.6522 \cdot 10^{-9} / \text{Pa}$	$2.6514 \cdot 10^{-9} / \text{Pa}$
$\partial n/\partial \alpha$	$-8.7 \cdot 10^{-9} / \% \text{ H}_2\text{O}$	$-8.7 \cdot 10^{-9} / \% \text{ H}_2\text{O}$

The cavity is made of invar whose thermal coefficient is  $1.3 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ . The mechanical mounting ensures the compensation of thermal deformations of the invar cavity and of the PZT. By considering an overall temperature coefficient of the cavity of  $10^{-6}/^\circ\text{C}$ , it is found that the sensitivity of the frequency of a cavity mode to the temperature due to variations of the cavity length is  $-200 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ . The sensitivity due to changes in the index of air is  $185 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ . Both contributions, of the same order, partially compensate each other and a low temperature sensitivity of the frequency of the cavity mode is observed resulting in a free cavity frequency drift of  $10 \text{ kHz/s}$ .

## 4. RELATIVE STABILITY OF MODES OF THE FREE CAVITY

### A. Short term stability

We measured the stability of the beat note between two ECLDs locked onto two modes of the free cavity separated by several FSRs. The stability measurements obtained for frequency gaps ranging from 1.5 to 19.5 GHz all give the same result (except a small dispersion due to the non-stationarity of noise) and show no particular tendency. As an example, the Allan deviation obtained for a 13.5 GHz frequency gap is plotted in Fig. 3 (Curve 1). For short integration times, it is equal to  $3 \cdot 10^{-12} \times \tau^{-1/2}$  ( $600 \times \tau^{-1/2}$  in hertz) and a minimum of  $1.5 \cdot 10^{-12}$  (300 Hz) is reached at 10 s (the modulation of several tens of kHz applied to the lasers does not impact the Allan deviation in the range of integration times shown in Fig. 3).

This stability level is improved when ECLDs are driven by low-noise current sources. The linewidth of the free running ECLD is equal to a few tens of kHz when it is powered by the low-noise current source, instead of 1 MHz when it is powered by the current supply provided by the manufacturer. Those values are deduced from the beat note with the optical reference at 1542 nm measured with a high-bandwidth photodetector. The Allan deviation corresponding to ECLDs driven by low-noise current sources locked onto two modes of the free cavity separated by 13.5 GHz is the Curve 2 in Fig.3 which admits an asymptote equal to  $5 \cdot 10^{-13} \times \tau^{-1/2}$  ( $100 \times \tau^{-1/2}$  in hertz). A floor at  $8 \cdot 10^{-13}$  (160 Hz) is reached between 0.6 s and 10 s.

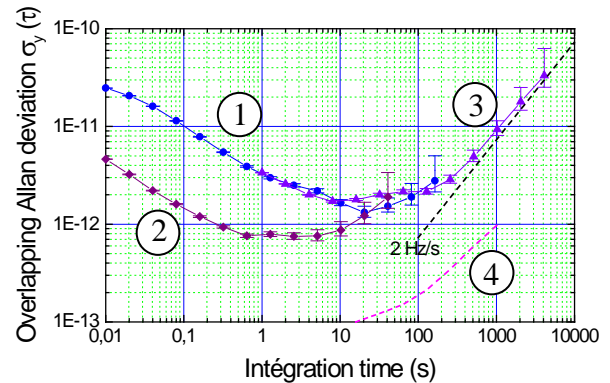


Fig. 3. Allan deviations of the beat note between two sources separated by 13.5 GHz and locked to the free cavity.

Curve 1: short term stability when the ECLDs are driven by the current supplies provided by the manufacturer; Curve 2: short term stability when the ECLDs are driven by the low-noise current supplies; Curve 3: long term stability; Curve 4: effect of the cavity frequency drift.

### B. Long term stability: effect of the residual amplitude modulation

Curves 1 and 2 of Fig. 3 both show a positive slope starting from  $\tau = 10$  to 30 s corresponding to the limitation of the long-term stability of the device. Allan deviation computed from a longer measurement is also drawn in Fig. 3 (Curve 3). A unity slope asymptote is clearly observed indicating a linear drift of about  $2 \text{ Hz/s}$ . It can be attributed to two origins: (i) a drift of the free cavity optical length during the measurement resulting in the variation of its FSR; (ii) a drift of the frequency lock of the ECLDs onto the cavity modes.

The magnitude of the first one can be deduced from stability measurements of the free cavity. When ECLDs at frequencies  $\nu_0$  and  $\nu_1$  are locked to two different cavity modes separated by  $N$  FSR ( $\nu_1 - \nu_0 = N \times FSR$ ), the variation of the spacing between the laser frequencies is given by

$$\Delta(N \times FSR) = \frac{N \times FSR}{\nu_0} \Delta \nu \quad (2)$$

where  $\Delta \nu$  is the frequency variation of the laser at frequency  $\nu_0$ . The corresponding Allan deviation, deduced from Curve 1 in Fig. 2 using formula (2), is drawn in Fig. 3 (Curve 4). It is significantly lower than the drift observed in our measurements (Curve 3).

The second origin of the drift is due to the slow evolution of the error signal over the time which is associated to a modification of the mode center frequency determination in the frequency lock of the ECLDs. This is a consequence of residual amplitude modulation (RAM). It is well known that phase or frequency modulation of an optical beam is always associated with RAM both in the case of an external modulator [21] as well as that of a direct current modulation of a laser diode [22]. The effect of RAM is to transfer the low frequency noise at the detection frequency, to add an offset to the detected signal that can fluctuate over the time and to generate a distortion of the lineshape. Thus, RAM leads to increase the noise and to distort the detected line. The long-term stability is limited by the latter effect. The error signal of the lock of the ECLD frequency to the cavity mode is obtained by detecting the first harmonic of the signal transmitted through the cavity. In the case of a pure phase or frequency modulation, the zero of the error signal is exactly at the center of the mode. In the presence of RAM, the deformations (distortion and offset) of the detected lineshape lead to shift the zero and consequently to produce an error in the detection of the mode center frequency.

In our setup, the control of ECLD frequency is achieved by adding the correction signal directly to the ECLD supply current. Consequently, the current mean value evolves over the long term in order to compensate the frequency drift of free ECLD (Curve 2 of Fig. 2). The level of RAM is related to the ECLD current and changes over time, resulting in a long-term evolution of the ECLD lock frequency: it appears a slow modification of the ECLD frequency compared to the center of the cavity mode.

We have estimated the effect of the RAM on the long-term stability. The level of RAM, measured by a lock-in amplifier at the output of a photodiode monitoring the ECLD power is found to be of the order of  $10^{-4}$  and varies from 10 to 20 % per mA of the ECLD current. Using the expressions of RAM demonstrated in ref. [23], and from the parameters of our setup, we deduce a sensitivity of the mode center frequency detection to a variation of ECLD current of about 100 Hz/mA. Considering a 1 MHz/s time drift of the free ECLD (deduced from Curve 2 of Fig. 2), one finds a correction of the current of 20  $\mu$ A/s. This results in a variation of the locking frequency of 2 Hz/s, in excellent agreement with the drift observed in Fig. 3.

In a subsequent version of the experiment, it will be possible to eliminate the coupling between the RAM and the frequency correction of the ECLD by using an external modulator. The RAM generated by the modulator could be controlled independently from the laser operation [24]. In case of an efficient cancellation of the RAM, the stability of the ECLD frequency is limited only by the drift of the cavity (Curve 4 in Fig. 3) which can be reduced by locking the frequency of one cavity mode onto the molecular reference.

## 5. STABILITY TRANSFER

The linear absorption signal is detected in the HCN fibered cell using a DFB laser emitting at 1549 nm, corresponding to one of the most intense lines of the branch P of its absorption spectrum. The Doppler linewidth is approximately 500 MHz. The DFB laser current is directly modulated at a frequency of 160 MHz and a commercial RF lock-in amplifier (Stanford Research SR844) is used for detection. The detected line is shown in Fig. 4 (a). One notes the excellent signal-to-noise ratio (86 dB in 1 Hz measured in/out the absorption line). The detected signal is the error signal for locking the DFB laser frequency to the center of the molecular line. The width of the correction band is optimized at 1 kHz.

The frequency of one mode of the cavity is then locked to that of the DFB laser by the PDH method [14]. The DFB laser light is sent into the cavity and the PDH signal is detected at 160 MHz on the reflected light (the width of the cavity mode is 5 MHz). The PDH signal is drawn in Fig. 4 (b). To avoid transferring rapid fluctuations of the DFB laser to the cavity, the correction bandwidth is limited to 2 Hz.

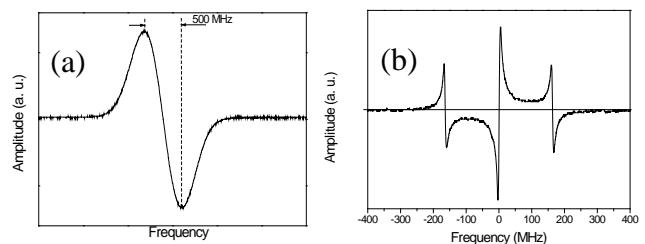


Fig. 4. Error signals of the two locks used for referencing the cavity onto the molecular transition.

(a) Linear absorption signal detected in the HCN fibered cell (lock-in time constant 100  $\mu$ s); (b) PDH signal for the lock of a mode of the transfer cavity to the DFB laser (filter cutoff frequency 1 kHz).

We have demonstrated the possibility of transferring the stability of the molecular reference to all modes of the cavity by performing a transfer stability over 7 nm (0.8 THz), corresponding to the wavelength difference between the molecular absorption line of HCN at 1549 nm and the optical reference at 1542 nm. For this purpose, the frequency of an ECLD is locked to a cavity mode near the frequency of the optical reference at 1542 nm. The stability of the molecular reference is therefore transferred to the ECLD through the cavity. The ECLD frequency stability is determined from the beat signal between the optical reference at 1542 nm and a sideband of the ECLD generated by modulation. The beat signal of frequency 30 MHz is generated in the bandwidth of the frequency counter.

The Allan deviation of this beat note is drawn in Fig. 5 (Curve 1). The Allan deviation of the free cavity is also reported for comparison (Curve 2). Referencing a cavity mode to the molecular reference allows the long term stabilization of the cavity since the observed instability is at the level of  $10^{-10}$  between 1 s and 1000 s, corresponding to 20 kHz.

This experiment shows that the stability can be transferred at least at the  $10^{-10}$  level. This level is greater than the effect of the RAM previously estimated at 2 Hz/s and which would only become significant for integration times beyond 10000 s. One can therefore state that in this experiment, it is the stability of the HCN reference which is measured and found to be at the  $10^{-10}$  level. Unfortunately, we do not currently have the possibility to directly determine the stability of this reference. It is interesting to compare this value to the molecular linewidth used as the frequency reference. Although this latter is quite broad (500 MHz), a stability of only 20 kHz is achieved corresponding to 1/25000 of the linewidth. This is due both to the good short term

stability of the cavity and to the high signal-to-noise ratio of the detected molecular line.

Using a narrower reference line should improve this result, for example by detecting the saturated absorption signal with a high spectral purity laser. Besides, this laser which is transmitted through the cavity must have a low amplitude noise at frequencies  $f_1$  and  $f_2$  at which the error signals for ECLDs locking are detected so as to avoid decreasing their short-term stability. Unfortunately, the high pressure of the HCN cell does not allow the implementation of this technique in the current experiment. This will be implemented in a subsequent experiment.

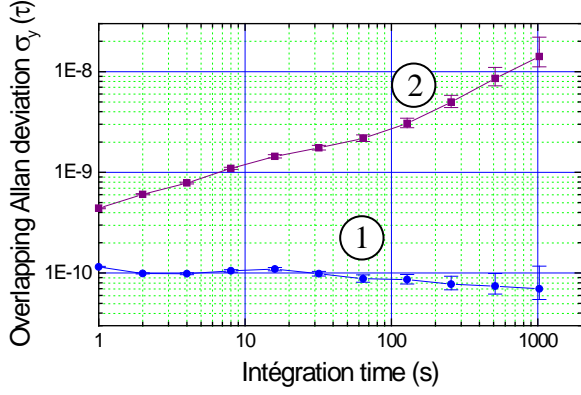


Fig. 5. Transfer stability over 7 nm.

Curve 1: Stability of the cavity referenced to HCN; Curve 2: Stability of the free cavity.

## 6. DISCUSSION

Our device allows the frequency stability transfer of a reference (e.g., a laser whose frequency is locked to a molecular transition) over several nanometers or tens of nanometers. In this case, the frequency of a cavity mode is locked to that of the reference laser and the frequency of the target laser is locked to another cavity mode. Our system also achieves the relative frequency stability of two sources locked to two cavity modes with a frequency spacing extending up to 12.5 THz (1500 - 1600 nm), especially for stable terahertz frequency generation by photomixing. What is the ultimate performance achievable with our setup in both cases?

In our current setup, the long-term relative stability of two lasers locked onto two cavity modes is limited by RAM. If it is assumed that this problem could be solved by introducing an external modulation of the ECLDs with the control of the RAM, instead of the direct modulation of their currents, the long-term stability would be limited by the frequency drift of the cavity. Again, this limitation can be eliminated by locking the frequency of one cavity mode to a reference. In that situation, determining the ultimate performance of the frequency stability transfer or that of the relative frequency stability of both sources is the same problem.

We have demonstrated a stability transfer over 7 nm at the  $10^{-10}$  level. This value is limited by the use of an absorption line of HCN broadened by Doppler effect as frequency reference. As mentioned above, the detection of a saturated absorption signal with a laser of high spectral purity would improve this point. For instance, stabilities of  $10^{-11}$  at 1 s and  $2 \cdot 10^{-13}$  at 1000 s were obtained for a DFB laser locked to a transition of  $C_2H_2$  detected in saturated absorption in cell [25]. With a  $C_2H_2$  cell in a cavity, stabilities of  $2 \cdot 10^{-12}$  at 1 s and  $6 \cdot 10^{-14}$  at 1000 s are reported in [26]. A stability of  $5 \cdot 10^{-14}$  at 1 s and  $6 \cdot 10^{-15}$  at

100 s is reported in [27] for a 1.5  $\mu m$  laser diode whose third harmonic is locked to a transition of iodine at 515 nm. Thus, a long-term frequency stability better than  $10^{-13}$  would seem achievable. However, Fig. 3 shows that ECLD have a floor at  $8 \times 10^{-13}$  corresponding to a frequency stability of 160 Hz. This is the actual ultimate limitation of our setup for the frequency stability transfer or for the generation of ultra-stable terahertz frequency.

To achieve this stability, the dispersion of the air and its variations with the temperature, pressure and humidity have to be taken into account. If one considers two cavity modes of frequencies  $\nu_0$  and  $\nu_1$  separated by  $N$  FSR, for free cavity, the variation of the frequency spacing is given by

$$\Delta(\nu_1 - \nu_0) = \Delta\nu_1 - \Delta\nu_0 \quad (3)$$

where  $\Delta\nu_0$  and  $\Delta\nu_1$  are given by formula (1). In practice, it is mainly the cavity length variations due to temperature variations that restrict stability.

For stabilized cavity, the mode of frequency  $\nu_0$  is locked onto the molecular transition (absolute reference). The variations of cavity parameters must not impact the frequency of this mode: in case of temperature, pressure or humidity variations, the servo loop changes the cavity length of the quantity  $\Delta L$  to ensure that  $\Delta\nu_0 = 0$  (i.e.  $\Delta(n_0 L) = 0$ ). One can deduce

$$\Delta L = -\frac{L}{n_0} \left( \frac{\partial n_0}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial n_0}{\partial P} \Delta P + \frac{\partial n_0}{\partial \alpha} \Delta \alpha \right) \quad (4)$$

Using (1), it is found that the variation of the frequency spacing  $\nu_1 - \nu_0$  (equal to that of  $\nu_1$ ) is given by

$$\begin{aligned} \Delta(\nu_1 - \nu_0) = \nu_1 \left\{ \left( \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial T} - \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial T} \right) \Delta T \right. \\ \left. + \left( \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial P} - \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial P} \right) \Delta P \right. \\ \left. + \left( \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial \alpha} - \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial \alpha} \right) \Delta \alpha \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

where  $n_0$  and  $n_1$  represent the indices of the air at optical frequencies  $\nu_0$  and  $\nu_1$  respectively. This corresponds to the expression given in ref. [4].

For the maximum frequency gap of 100 nm (12.5 THz) authorized by our tunable lasers, and according to the data of Tab. 1, a temperature variation of 1  $^\circ C$  leads to a frequency shift of 37.5 kHz, a pressure variation of 1 hPa leads to a frequency shift of 15 kHz and a humidity variation of 10 % leads to a frequency shift of 1.3 kHz. Taking into account only the influence of temperature, a sensitivity of 3 kHz/ $^\circ C$  is found for a microwave frequency difference of 1 THz ( $3 \cdot 10^{-9}$ /THz/ $^\circ C$  in relative value normalized to the microwave frequency difference). This analysis shows that the transfer of stability and the generation of ultra-stable terahertz frequency at the level of  $10^{-12}$  required to ensure a strict control of the cavity environment and particularly of the temperature which has to be stabilized at  $3 \cdot 10^{-4}$   $^\circ C$ . Another solution, which would lead to a less compact device, would be to maintain the cavity under vacuum.

## 7. SUMMARY

We have described and characterized a compact device for stability transfer or for generation of ultra-stable terahertz frequency based on commercial and essentially fibered components. We have analyzed the origin of the device limitations and identified possibilities of improvement that will lead to better performance.

We have observed that the relative stability of sources locked to two cavity modes was limited in the short term by the spectral purity of the sources. We were able to significantly improve it by using low-noise current sources.

Regarding the long-term stability, we have demonstrated the limitations provided by the RAM associated with the modulation of the ECLD current. A considerable scope for improvement is possible. This limitation could be suppressed by the use of external modulators and RAM control. The long-term stability would be then limited by the drift of the cavity. Stabilizing a cavity mode on a molecular reference will significantly limit this drift.

We also evaluated the transfer of absolute stability of our current setup. We have shown a transfer at the level of  $10^{-10}$  (20 kHz) over 7 nm. In this measurement, we are limited by the width of the Doppler broaden transition detected in linear absorption and the real level of stability transfer is certainly better. The detection of a saturated absorption signal with a narrow-linewidth laser should lead to a significant improvement of the transferred absolute stability.

Our analysis demonstrates that with these various improvements, both the frequency stability transfer and the generation of ultra-stable terahertz frequency could be achieved at the level of  $10^{-12}$ .

**Funding Information.** Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS); labex Formation, Innovation, Recherche, Services et Transfert en Temps-Fréquence (FIRST-TF); action spécifique Gravitation, Références, Astronomie, Métrologie (GRAM).

**Acknowledgment.** We thank O. Lopez at LPL and P.-E. Pottier *et al.* at LNE-SYRTE to provide the optical reference signal at 1542 nm.

## References

1. M. de Labachellerie, K. Nakagawa, Y. Awaji, and M. Ohtsu, "High-frequency-stability laser at 1.5 mm using Doppler-free molecular lines," *Opt. Lett.* **20** (6), 572-574 (1995).
2. T. W. Hänsch, "Nobel Lecture: Passion for precision," *Rev. Mod. Phys.* **78** (4), 1297-1309 (2006).
3. C. Xie, L. Wang, L. Chen, L. Xie, and Y. Wang, "Frequency stabilization of an AlGaAs laser diode by a FabryPerot interferometer locked to a laser beam frequency locked to the D2 line of a Cs atomic beam," *Appl. Opt.* **28** (21), 4552-4554 (1989).
4. P. Bohlouli-Zanjani, K. Afrousheh, and J. D. D. Martin, "Optical transfer cavity stabilization using current-modulated injection-locked diode lasers," *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 093105 (2006).
5. E. Riedle, S. H. Ashworth, J. T. Farrell, and D. J. Nesbitt, "Stabilization and precise calibration of a continuous wave difference frequency spectrometer by use of a simple transfer cavity," *Rev. Sci. Instrum.* **65** (1), 42-48 (1994).
6. J. Coker, H. Fan, C. P. McRaven, P. M. Rupasinghe, T. Z. Yang, N. E. Shafer-Ray, and J. E. Furneaux, "Cavity dispersion tuning spectroscopy of tellurium near 444.4 nm," *J. Opt. Soc. Am. B* **28** (12), 2934-2939 (2011).
7. W. Z. Zhao, J. E. Simsarian, L. A. Orozco, and G. D. Sprouse, "A computer-based digital feedback control of frequency drift of multiple lasers," *Rev. Sci. Instrum.* **69** (11), 3737-3740 (1998).
8. A. Rossi, B. Mai, and L. Tomassetti, "Long-term drift laser frequency stabilization using purely optical reference," *Rev. Sci. Instrum.* **73** (7), 2544-2548 (2002).
9. J. H. T. Burke, O. Garcia, K. J. Hughes, B. Livedalen, and C. A. Sackett, "Compact implementation of a scanning transfer cavity lock," *Rev. Sci. Instrum.* **76**, 116105 (2005).
10. J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Legouezigou, F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion, and G.-H. Duan, "45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5  $\mu\text{m}$ ," *Elect. Lett.* **41** (18), 1007-1008 (2005).
11. F. Hindle, C. Yang, G. Mouret, A. Cuisset, R. Bocquet, J.-F. Lampin, K. Blary, E. Peytavit, T. Akalin, and G. Ducourneau, "Recent developments of an opto-electronics THz spectrometer for high-resolution spectroscopy," *Sensors* **9** (11), 9039-9057 (2009).
12. L. Aballea and L. F. Constantin, "Optoelectronic difference-frequency synthesiser: terahertz-waves for high-resolution spectroscopy," *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **45** (2), 21201 (2009).
13. S. L. Gilbert, W. C. Swann, and C.-M. Wang, "Standard reference materials: Hydrogen Cyanide H<sup>13</sup>C<sup>14</sup>N absorption reference for 1530–1565 nm wavelength calibration – SRM 2519a," NIST Special publication, 260-137 (2005).
14. R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," *Appl. Phys. B* **31**, 97–105 (1983).
15. H. Jiang, F. Kefélian, S. Crane, O. Lopez, M. Lours, J. Millo, D. Holleville, P. LEMONDE, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, and G. Santarelli, "Longdistance frequency transfer over an urban fiber link using optical phase stabilization," *J. Opt. Soc. Am. B* **25** (12), 2029-2035 (2008).
16. "Characterization of frequency and phase noise," Report 580 of the International Radio Consultative Committee (C.C.I.R.), 142-150, (1986).
17. B. Edlén, "The refractive index of air," *Metrologia* **2**, 71-80 (1966).
18. K. P. Birch and M. J. Downs, "An updated Edlén equation for the refractive index of air," *Metrologia* **30**, 155-162 (1993).
19. K. P. Birch and M. J. Downs, "Correction to the updated Edlén equation for the refractive index of air," *Metrologia* **31**, 315-316 (1994).
20. J. A. Stone and J. H. Zimmerman, "Index of Refraction of Air," <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Edlen.asp>.
21. E. A. Whittaker, M. Gehrtz, and G. C. Bjorklund, "Residual amplitude modulation in laser electro-optic phase modulation," *J. Opt. Soc. Am. B* **2** (8), 1320-1326 (1985).
22. W. Lenth, "High frequency heterodyne spectroscopy with current-modulated diode laser," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20** (9), 1045-1050 (1984).
23. F. du Burck and O. Lopez, "Correction of the distortion in frequency modulation spectroscopy," *Meas. Sci. Technol.* **15**, 1327-1336 (2004).
24. N. C. Wong and J. L. Hall, "Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise-limited detection," *J. Opt. Soc. Am. B* **2** (9), 1527-1533 (1985).
25. P. Balling, M. Fischer, P. Kubina, and R. Holzwarth, "Absolute frequency measurement of wavelength standard at 1542nm: acetylene stabilized DFB laser," *Opt Exp* **13** (23), 9196-9201 (2005).
26. C. S. Edwards, H. S. Margolis, G. P. Barwood, S. N. Lea, P. Gill, G. Huang, and W. R. C. Rowley, "Absolute frequency measurement of a 1.5 $\mu\text{m}$  acetylene standard by use of combined frequency chain and femtosecond comb," *Opt. Lett.* **29** (6), 566-568 (2004).
27. C. Philippe, R. Le Targat, D. Holleville, M. Lours, T. Minh-Pham, J. Hrabina, F. Du-Burck, P. Wolf, and O. Acef, "Frequency tripled 1.5  $\mu\text{m}$  telecom laser diode stabilized to iodine hyperfine line in the 10-15 range," presented at the 2016 European Frequency and Time Forum (EFTF 2016), York, United Kingdom, 4-7 April 2016.

# All-Fiber Ring-Cavity for Frequency Stability Transfer at 1.55 $\mu\text{m}$

PIERRE GRÜNING, AMINE CHAOUCHE-RAMDANE, KARIM MANAMANNI, THINHINANE AOUJIT, VINCENT RONCIN\*, AND FREDERIC DU-BURCK

Laboratoire de Physique des Lasers, UMR CNRS 7538, Université Paris 13, Sorbonne-Paris-Cité, 99 av. J.-B. Clément, 93430 Villetaneuse, France

\*Corresponding author: [vincent.roncin@univ-paris13.fr](mailto:vincent.roncin@univ-paris13.fr)

Received XX Month XXXX; revised XX Month, XXXX; accepted XX Month XXXX; posted XX Month XXXX (Doc. ID XXXXX); published XX Month XXXX

**A compact set-up for transferring the stability of a metrological frequency reference at 1.55  $\mu\text{m}$  is described. One mode of a fiber-ring cavity is frequency locked onto the reference. The stability transfer is achieved by locking an extended cavity diode-laser, tunable over 100 nm onto one cavity mode. Once locked, this tunable laser exhibits a relative frequency stability close to  $10^{-12}$  for integration times from 1 s to 3000 s (minimum of  $6 \cdot 10^{-13}$  at 10 s). We show that this stability limitation is due to polarization fluctuations sensitivity of fiber optic components. Using a second cavity, the frequency stability transfer over 58 nm is demonstrated at a level of  $4 \cdot 10^{-12}$ . Associated to a local frequency reference and with an efficient acoustic and thermal insulation, this compact set-up is intended for embedded metrological applications.**

**OCIS codes:** 120.3930 Metrological instrumentation; 060.2340 Fiber optics component; 140.4780 Optical resonators

<http://dx.doi.org/10.1364/OL.99.099999>

## 1. Introduction

High Finesse optical cavities for laser frequency noise reduction are extensively used in the fields of metrology, spectroscopy, sensor applications, etc. [1]. The fundamental limit to the frequency stability of those cavities is usually imposed by the thermal noise. In the case of Fabry-Perot cavities, it is found to be of the order of  $10^{-16}$  for 1 s of integration time [2,3]. In metrology, such stable cavities can also be used for frequency stability transfer from an optical reference to a laser source [4]. One mode of the cavity is frequency locked to the reference and the frequency stability transfer is achieved by locking the optical frequency of a tunable laser onto another mode of the stabilized cavity. The stability is transferred from the reference to a distant wavelength into the tunability range of the laser. This scheme which is simpler than a frequency comb is attractive for metrological frequency synthesis chain implementation [5,6] and frequency stabilization over a wide range

of wavelengths [7]. The beat-note between two tunable lasers, frequency locked onto the same cavity leads to produce ultra-stable frequencies ranging from microwaves to terahertz [8], required for instance in satellite communications, radar or imaging applications [9,10]. This approach allowing the lock of several lasers onto the same cavity is also of great interest for coherent optical communications [11].

In a previous work, we have demonstrated the transfer of the frequency stability of a Distributed Feed Back semiconductor laser (DFB) locked onto a HCN molecular transition at 1549 nm using a commercial confocal cavity associated with an External-Cavity-Diode-Laser (ECDL) [12]. We achieved the frequency stability transfer over 7 nm with a relative frequency stability of  $10^{-10}$  (20 kHz) at 1s. This value was obtained by measuring the beat note between an ultra-stable optical reference at 1542 nm and the ECDL locked onto the transfer cavity at the same wavelength. It has been assumed, and confirmed in the present paper, that the measured stability was essentially limited by the frequency lock of the DFB laser onto the Doppler-broadened transition of HCN detected in linear absorption whose width is about 500 MHz.

We propose in this paper an original optical fiber-based set-up dedicated to the frequency stability transfer into a wide frequency range in the 1.55  $\mu\text{m}$  region. This device is dedicated to be implemented into a compact and transportable metrological subsystem. It is based on an all-fiber ring-resonator associated with a conventional telecom ECDL which is frequency locked onto one mode of the cavity. The tunability of the ECDL is 100 nm around 1.55  $\mu\text{m}$  and the cavity is stabilized onto a metrological reference at 1542 nm.

In the following, we first describe the all-fiber set-up used for frequency stability transfer. We then study the stabilities of the cavity mode frequency locked onto the reference and of the ECDL frequency locked onto a cavity mode. Our analysis shows that the long term stability is essentially limited by polarization fluctuations in the fibers. For demonstrating the ability of the stability transfer over a wide frequency range, we use a second transfer cavity, already characterized in a previous work [12]. Both cavities are locked onto the same optical reference. Using this configuration, we

achieve a frequency stability transfer over 58 nm, the ECDL frequency stability being in the range of  $10^{-12}$  in relative value.

## 2. The all-fiber ring-cavity for stability transfer

The detailed configuration of the all-fiber ring cavity is depicted in Fig. 1. The cavity is composed of Single Mode Fiber (SMF) based standard telecom components. Its length is 12.5 m. The Free Spectral Range (FSR) is 16 MHz. The mode linewidth is 800 kHz corresponding to a finesse of 20 which results essentially from the use of a 10/90 optical coupler. Beams from the ECDL and the metrological reference are coupled into the cavity and propagate in the ring in opposite directions. Two circulators are used to extract them from the cavity.

The length of the cavity is controlled by a piezoelectric ring actuator (PZT) with a diameter of 6.6 cm around which 25 turns of fiber are spooled. A polarization controller fixes the polarization state in the cavity. The mechanical stresses imposed on the fiber, in particular by the polarization controller, leads to a slight birefringence (typically  $10^{-6}$ ) resulting in the detection of two families of modes with slightly different FSRs (about 16 Hz), each of them associated with a main polarization state of the cavity. The cavity acts as a polarization discriminator by separating the input polarization along its two main polarization states. A second polarization controller is placed at the cavity input connected to the ECDL. The two polarization controllers are adjusted in order to excite only one family of cavity modes.

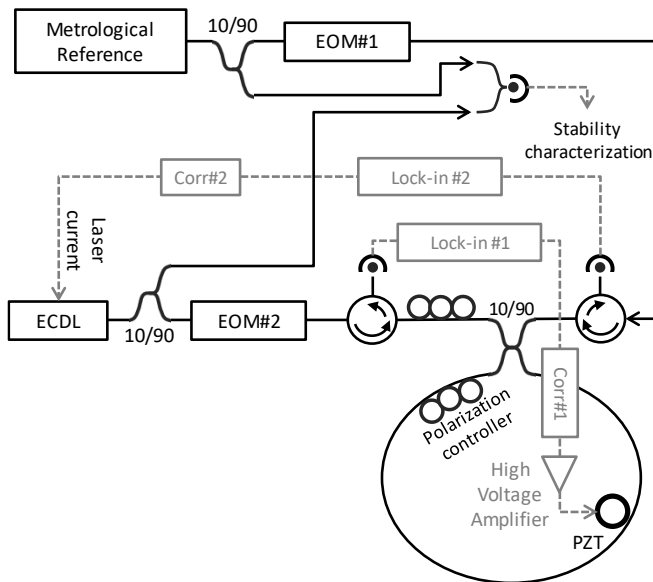


Fig. 1. Experimental design of the ring cavity composed of telecom 1.55  $\mu\text{m}$  fibered components: ECDL, EOM, optical circulators, couplers, polarization controllers, photodiodes. In dashed grey, electronics for the frequency stabilization of the ECDL and of the transfer cavity.

The sensitivity to the acoustic and thermal environment is reduced by enclosing the entire cavity in a home-made wooden box covered with polystyrene. The metrological reference used for the stability characterizations of the transfer cavity is provided by LNE-SYRTE (Observatoire de Paris). This is a single-frequency Erbium-doped fiber-laser emitting at 1542.13 nm (channel 44 of WDM ITU-T grid 13) stabilized onto an ultra-stable Fabry-Perot cavity [13]. For long term stability, it is referenced onto a hydrogen-maser ensuring stability better than  $10^{-13}$  until 10000 s of integration time.

The laser is transferred to our lab through a 43 km long optical fiber [14,15] and a local laser is phase locked onto this reference.

The ECDL, locked onto the fiber ring cavity in order to realize the frequency stability transfer, is a standard Telecom tunable laser (TUNICS-OM/Photonics) supplied by a low-noise current source (Laserlabs). In those conditions, its linewidth corresponding to the white frequency noise contribution was demonstrated to be smaller than 100 kHz [12].

The metrological reference is modulated at 12 kHz with a phase modulation index of about 2 by a Lithium-Niobate phase-modulator (IXBLUE/Photline) (EOM#1) before being injected into the cavity. Its optical power at the cavity's input is about 2 dBm. The signal reflected by the cavity is detected with a photodiode and demodulated by a locking (Lock-in#1). The correction signal applied to the PZT for locking the frequency of one cavity mode onto the reference is generated by a Proportional-Integral corrector (Corr#1) followed by a high-voltage amplifier. The maximum correction bandwidth is limited by the resonance of PZT ring actuator (15 kHz) at about 1,6 kHz. The ECDL is modulated at 60 kHz with a modulation index of about 2 by a second Lithium-Niobate phase-modulator (EOM#2) and injected into the cavity in the opposite direction with an optical power of about 0 dBm. The error signal for the lock of the ECDL frequency onto a cavity mode is detected with a second photodiode and demodulated by a second lock-in amplifier (Lock-in#2). The correction signal obtained from a Proportional-Integral corrector (Corr#2) is added to the laser current. The correction bandwidth is 3.2 kHz.

First, we measure the limitation of the stability measurement due to optoelectronic locks of the cavity onto the reference and the ECDL onto a cavity mode. For this, we lock the ECDL onto a cavity mode nearby the reference and we measure the stability of the beat note between the reference and the ECDL. The frequency of the beat note obtained from a 10 GHz bandwidth photodetector is measured by a frequency counter (Agilent 53132A -225 MHz – Universal Counter) operating in  $\Pi$ -type configuration [16]. Fig. 2(a) shows Allan deviation of this beat note.

When the cavity is not locked to the metrological reference, the ECDL frequency locked to the cavity mode shows a stability varying in  $\tau^{-1}$  for integration times higher than 0.1 s corresponding to a linear drift of the cavity of 200 kHz/s.

Once the cavity is locked onto the metrological reference, a significant improvement of its frequency stability is observed. However, the stability remains well above the fundamental stability levels imposed by the thermal noise in optical fiber, calculated to be  $1 \cdot 10^{-15}$  for our cavity [17] and by the shot noise corresponding to an optical power of 0.1 mW ahead of the photodiode, which is estimated at  $6 \cdot 10^{-13}$ .

At short term, the Allan deviation follows a decrease in the form of  $1.5 \cdot 10^{-12} \times \tau^{-1/2}$  and reaches  $10^{-12}$  (200 Hz) for an integration time of 2 s. This behaviour is attributed to the fact that in our setup, the correction is limited by the measurement noise, in particular, the noise introduced by the lock-in amplifiers (EG&G Princeton Applied Research Model 5209 Phase Lock-in Amplifier). The dominant noise source attributed to the second lock (ECDL/fiber-cavity) is a white noise of about  $500 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  measured at the output of the lock-in amplifier which leads to a frequency noise of  $185 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  (the slope of the error signal is  $2.7 \mu\text{V}/\text{Hz}$ ). One deduces a relative Allan deviation of  $7 \cdot 10^{-13} \times \tau^{-1/2}$  slightly smaller than the experimental value.

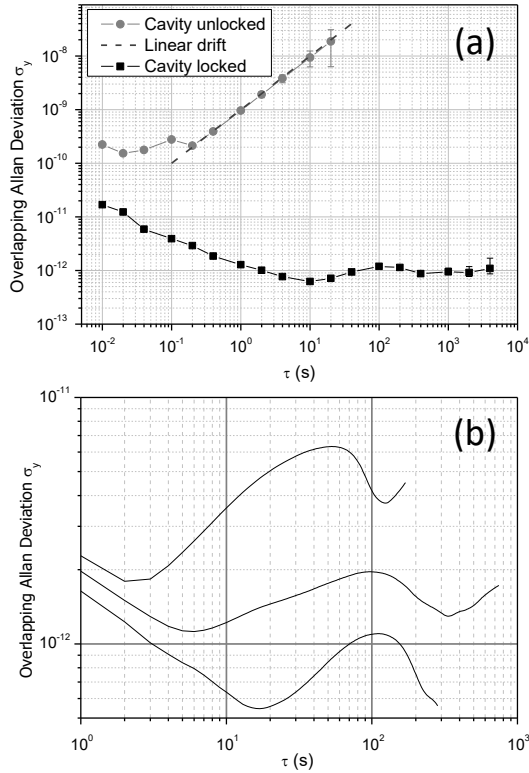


Fig. 2. (a) Relative frequency stability of the fiber cavity. The Grey curve shows the free cavity stability and the black curve shows the cavity stability locked onto the reference. (b) Three different curves for the cavity locked, showing the variability of the measurements.

Between 1 s and 4000 s, the Allan deviation reaches a limit and remains close to  $10^{-12}$  with a minimum value of  $6 \cdot 10^{-13}$  measured for an integration time of 10 s. This result was obtained during the night in particularly stable thermal and acoustic conditions. Nevertheless, we obtained less stable measurements in the daytime with a stability variability presented in Fig.2 (b). Three different curves have been measured at different moments of the same day. Some “bumps” are observed corresponding to oscillations with periods between 50 s and 200 s.

The analysis of the setup leads to attribute this behaviour to polarization effects essentially introduced by the EOMs. The tunable laser, the 10/90 coupler and the EOM are all polarization maintaining (PM) fiber components which ensures a linear polarization aligned with one main axis of the modulator. Nevertheless, in practice residual misalignment and ellipticity of the polarization still remain. The differential polarization extinction ratio (DPER) at the EOM input is about 25 dB [18]. This polarization modulation may be highlighted by placing a polarizer at the output of the EOM to analyse the polarization. An amplitude modulation is then observed at the phase-modulation frequency. The magnitude of this effect is highly sensitive to the EOM temperature because of the temperature sensitivity of the modulator optical length. In case of a linear temperature drift, the variation is periodic [19, 20], the period corresponding to a phase shift of  $2\pi$  between the main axis of the modulator. For EOMs used in our setup, we measure an oscillation period of  $0.85 \text{ }^\circ\text{C}$  in good agreement with the value of  $0.96 \text{ }^\circ\text{C}$  computed from the EOM characteristics.

Although there is no polarizer in the set-up, any component located after the EOM presenting polarization-dependent losses (PDL) converts this polarization modulation into residual amplitude modulation (RAM) leading to an offset added to the detected error signal which is sensitive to EOM temperature [21]. This temperature dependent offset leads to frequency fluctuations of the correction set point. For a DPER of 25 dB at the EOM’s input and a PDL of 0.1 dB (typical value for our fiber couplers and circulators), the computed relative amplitude of the frequency shift is  $3 \cdot 10^{-12}$ .

A second effect related to the polarization sensitivity of the fiber cavity also limits the frequency stability. We pointed out above that the cavity is slightly birefringent and behaves like a polarization discriminator. For a nonlinear polarization at the cavity input not aligned with the main axes of the cavity, a distortion of the detected signal at the cavity output appears. This is caused by a phase modulation with different modulation indices along the two EOM axes. This effect is illustrated in Fig. 3 (a). The polarization at the input of the cavity is adjusted to have a strong ellipticity and a strong misalignment. The resulting distortion leads to an offset of the zero-crossing frequency of the detected signal.

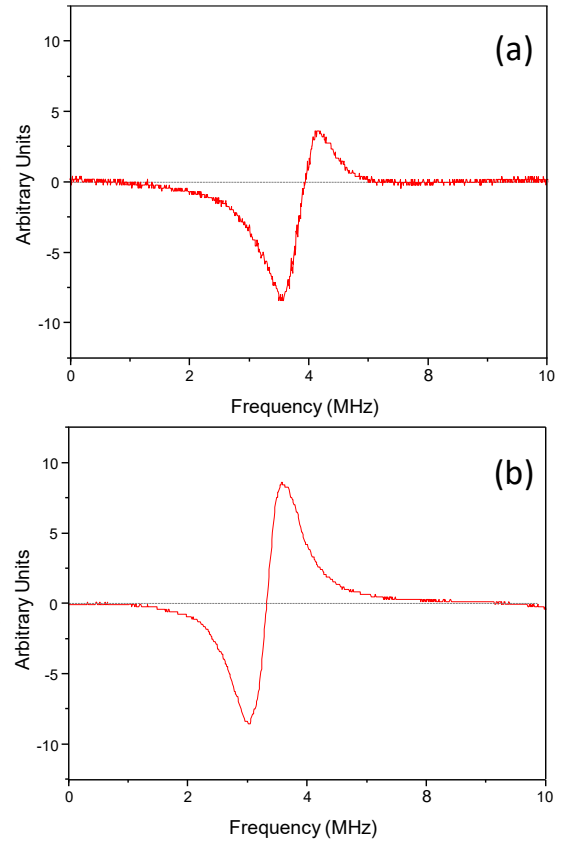


Fig. 3. Detected signal recorded at the cavity output for an elliptical polarization at the cavity input. The two signals correspond to the two families of modes.

In practice, polarizations are adjusted in order to minimize this effect by means of the polarization controllers (Fig. 3 (b)). However, as for the previous effect (RAM due to polarization modulation), the temperature fluctuations of the EOMs cause polarization state fluctuations at the cavity input, resulting in a distortion of the

detected signal and the shifting of its zero-crossing frequency. The relative frequency shift due to this effect computed with our experimental parameters is found in the  $10^{-12}$  range.

Finally, polarization rotations are observed in our set-up, independently of the EOMs. We have measured up to 8 degrees of rotation during 90 hours. Those polarization fluctuations may also lead to signal distortions resulting in relative frequency fluctuations of a few  $10^{-12}$ .

The analysis of the polarization effects shows that they lead in a limitation of the frequency stability which is in particular sensitive to the temperature of modulators. The computation of those effects with our experimental parameters gives to relative frequency instabilities in the  $10^{-12}$  range and is consistent with the stability curves dispersion measured in a thermally disturbed environment depict in Fig. 2 (b) (three curves obtained at different times of the day).

### 3. Demonstration of frequency stability transfer

Once locked to a reference, the fiber cavity offers the possibility of transferring its frequency stability to an ECDL over a wide range of wavelength. For the stability transfer characterization, we implemented a scheme with a second cavity, both cavities being locked onto the same metrological reference (Fig. 4). A second ECDL is then locked onto the second cavity at the same wavelength as the first one. The stability degradation introduced by the transfers along the two cavities is supposed to be a function of the frequency shift between the reference and the ECDLs locked onto the cavities. This stability degradation is deduced from the measurement of the beat note of both ECDLs.

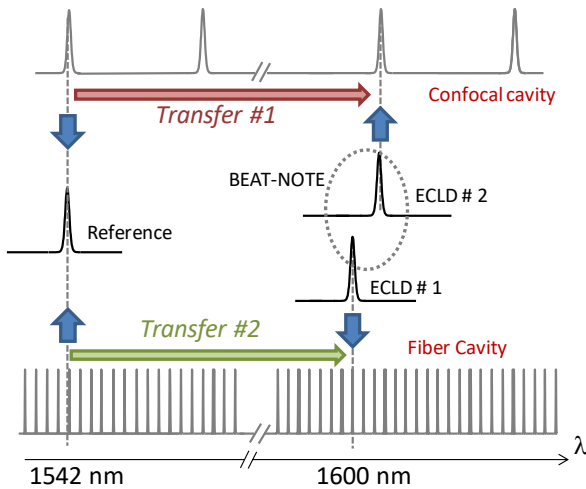


Fig. 4. Principle of the frequency stability transfer characterization with two optical cavities. Both cavities are locked onto the same metrological reference and each ECDL is locked onto its own cavity. The beat-note between ECDLs characterizes the transfer of frequency stability.

The second cavity is a commercial 5 cm-long confocal Fabry-Perot cavity (Thorlabs SA200) described and characterized in [12]. Its free spectral range (FSR) is 3 GHz and its resonance width is 5 MHz (finesse of 600). It is stabilized onto the optical reference at 1542 nm with a correction bandwidth of about 15 Hz. Two ECDLs, each of them having its frequency locked onto its own cavity, operate the two frequency stability transfers (Transfer#1

and Transfer#2). The aim of this measurement is to detect eventual degradations of the frequency stability associated to the transfer over a wavelength range of several tens of nm. The sensitivity of this measurement is limited by the frequency stability of the cavities locked onto the reference and of the ECDLs locked onto a cavity mode (named in the following intrinsic sensitivity of the cavities).

It must be emphasized that with this approach, we are not limited by the stability of a second frequency reference as it was the case in [12]. On the other side, this technique gives access to the total transfer degradation due to both cavities without distinguishing the contribution of each of them. Besides, the correlated perturbations of cavities could be hidden by some eventual compensation effects. Nevertheless, the cavities being based on very different designs, we assume that this is not the case.

The intrinsic sensitivity of each cavity is reported in Fig 5. Both stabilities are measured from the beat note between the ECDL frequency locked to a cavity mode at 1542 nm and the reference. In this configuration, the degradation induced by the transfer is not taken into account. So, the Allan deviations associated to the ECDL locked onto the fiber cavity already presented in Fig. 2 is reproduced in Fig. 5 (wine circles). The Allan deviation associated to the ECDL locked onto the confocal cavity obtained under the same experimental conditions is also plotted (black squares). Moreover, the quadratic sum of the two previous measurements is also plotted (dashed line) in order to depict the limitation of the set-up using both cavities for the characterization of the transfer.

The characteristics of the two cavities look different. The resonance linewidths of cavities being different, the fiber cavity exhibits a frequency conversion five times higher than the confocal one, leading to a smaller sensitivity to detection noise. Consequently, the confocal cavity is less stable than the fiber one in short term. For integration times smaller than 10 s, Allan deviation of the confocal cavity stability can be approximately modelled by  $4 \cdot 10^{-12} \times \tau^{-1/2}$ . A floor at  $6 \cdot 10^{-13}$  is reached at 100 s and a positive slope is observed for integration times greater than 400 s. As already mentioned, the stability of the fiber cavity is limited in long term by its high sensitivity to thermal environment. As also noted above, the behaviours of both cavities being different, it is assumed that the effects of correlated perturbations applied to both cavities do not compensate.

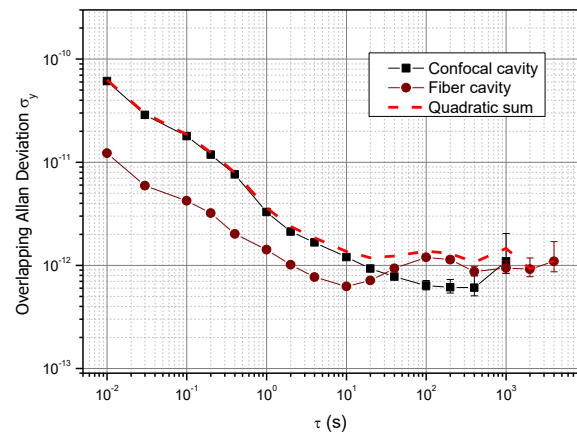


Fig. 5. Intrinsic sensitivity of the cavities: wine circles, the fiber cavity; black squares, the confocal cavity; dashed line is the quadratic sum of both cavities instabilities.



In the transfer experiment (Fig. 4), the metrological reference wavelength is 1542 nm and the tunability range overlapping of the ECDLs is from 1524 nm to 1600 nm. It follows that the demonstration of the frequency stability transfer is possible over 1542 nm-1524 nm = 18 nm on one side of the reference and over 1600 nm-1542 nm = 58 nm on the other side. Fig. 6 shows the Allan deviations of beat-notes between the ECDLs corresponding to equivalent stability transfers of 0 nm (both ECDLs close to the metrological reference), 18 nm (beat-note at 1524 nm), 30 nm (beat-note at 1572 nm) and 58 nm (beat-note at 1600 nm). The quadratic sum depicting the frequency stability limit deduced from the analysis of Fig. 5 is also reported in Fig. 6 as a technical limit corresponding to the stability of both cavities.

For integration times smaller than 10 s, a large dispersion of the stability curves is observed. It is attributed to the variability of the different settings when changing the wavelength of the experiment. Actually our experiment does not allow better repeatability conditions, since the optical power of the ECDL is highly variable with the wavelength (more than 3 dB in the range 1500-1600 nm). As mentioned above, the dominant noise is due to the lock-in amplifiers. Consequently, the signal to noise ratio of the error signal changes for measurements at different wavelengths. This limits the rigorous characterization of the transfer of the frequency stability. However, our experiment demonstrates the ability of a frequency transfer over several tens of nanometres with a relative frequency stability better than  $10^{-11}$ .

The long-term acquisition shown in Fig. 6 performed at 1600 nm corresponds to a transfer of 58 nm. For integration times between 2 s and 200 s, the curve remains below  $3 \times 10^{-12}$ . This value is slightly above the intrinsic limit of the cavities, but it must be emphasized that the stability remains in the range of  $10^{-12}$  as it is the case for the stability measurements in the daytime (inset in Fig. 2).

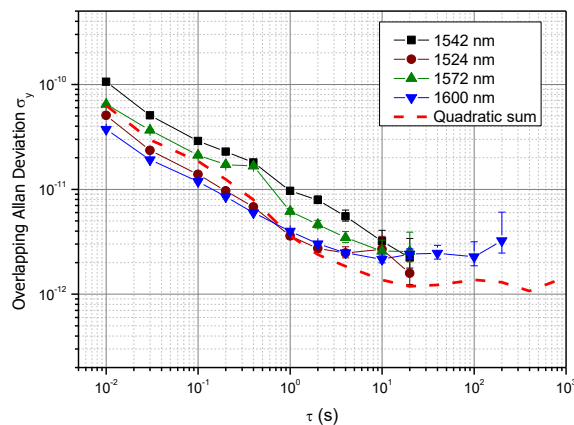


Fig. 6. Demonstration of frequency stability transfer. Measurements are obtained from two ECDLs locked onto their own cavity (the ring-fiber cavity and a commercial confocal cavity). Both cavities are locked onto the same metrological reference at 1542 nm. Black squares: transfer over 0 nm; wine circles: transfer over 18 nm; green up triangles: transfer over 30 nm; blue down triangles: transfer over 58 nm. The dashed line is the limitation of sensitivity introduced by the cavities without transfer reported from Fig. 5.

#### 4. Conclusion

In this paper, we have presented an original all-fiber ring-cavity at 1.55  $\mu\text{m}$ , robust, stable and compact, allowing the transfer of the

frequency stability of a metrological reference over a wide wavelength range. Associated with an ECDL driven by an ultra-low noise current source, we have demonstrated the achievement of a tunable metrological source of less than 100 kHz linewidth, with a frequency stability of a few  $10^{-12}$  for integration times above 1 s, over a tuning range of 100 nm with a step of 16 MHz.

We have shown that the cavity stability was essentially limited by several effects related to polarization fluctuations and polarization modulation. This highlights the importance of a better control of polarization in the set-up through the thermal stabilization of the phase modulators and a more efficient thermal and acoustical isolation of the cavity.

Our measurements of frequency stability transfer involving the fiber cavity and the confocal cavity confirm that the  $10^{-10}$  stability obtained in the reference [12] was limited by the frequency reference based on the detection of HCN line broadened by Doppler effect and not by the cavity.

Finally, this set-up based on telecom components is compliant with embedded applications and could lead to the realization of a fully transportable prototype. For this purpose, it can be pointed out that one mode of the fiber cavity could be locked onto a molecular transition. For instance, it is shown that stability levels in the  $10^{-13}$  range over 100 s could be achieved by using as optical frequency reference a transition of  $\text{C}_2\text{H}_2$  detected in cell with the saturated absorption technique [22]. The cavity could also be used for optical filtering, for instance to reduce a laser linewidth [23].

**Funding.** This work was supported by the LABEX Cluster of Excellence FIRST-TF (ANR-10-LABX-48-01), within the Program "Investissements d'Avenir" operated by the French National Research Agency (ANR).

**Acknowledgment.** We thank Yenista Optics for kindly providing all ECDLs, Morgan Advanced Materials for kindly providing piezoelectric tubes and P.-E. Pottie, W.-K. Lee, Y. Le Coq and R. Le Targat from LNE-SYRTE, A. Amy-Klein, N. Quintin and O. Lopez from LPL for the provision of the metrological reference.

#### References

1. B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist, "Visible lasers with subhertz linewidths," *Phys. Rev. Lett.*, 82(19), 3799, (1999).
2. K. Numata, A. Kemery and J. Camp, "Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities," *Phys. Rev. Lett.*, 93(25), 250602 (2004).
3. T. Kessler, T. Legero, and U. Sterr, "Thermal noise in optical cavities revisited," *J. Opt. Soc. Am. B*, 29(1), 178-184 (2012).
4. C. Xie, L. Wang, L. Chen, L. Xie, and Y. Wang, "Frequency stabilization of an AlGaAs laser diode by a Fabry-Perot interferometer locked to a laser beam frequency locked to the D2 line of a Cs atomic beam," *Appl. Opt.*, 28 (21), 4552-4554 (1989).
5. E. Riedle, S. H. Ashworth, J. T. Farrell, and D. J. Nesbitt, "Stabilization and precise calibration of a continuous wave difference frequency spectrometer by use of a simple transfer cavity," *Rev. Sci. Instrum.* 65 (1), 42-48 (1994).
6. P. Bohlouli-Zanjani, K. Afrousheh, and J. D. D. Martin, "Optical transfer cavity stabilization using current-modulated injection-locked diode lasers," *Rev. Sci. Instrum.* 77, 093105 (2006).
7. N. Uehara and K. I. Ueda, "Frequency stabilization of two diode-pumped Nd:YAG lasers locked to two Fabry-Perot cavities," *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (3B), 1628-1633 (1994).

8. A. Hallal, S. Bouhier, and F. Bondu, "Synthesis of a 30-Hz linewidth wave tunable over 500 GHz," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 65(4), 1367-1371 (2017).
9. P. Ghelfi, F. Laghezza, F. Scotti, G. Serafino, A. Capria, S. Pinna, and V. Vercesi, "A fully photonics-based coherent radar system," *Nature* 507(7492), 341-345 (2014).
10. G. Mouret, F. Hindle, A. Cuisset, C. Yang, R. Bocquet, M. Lours, and D. Rovera, "THz photomixing synthesizer based on a fiber frequency comb," *Opt. Express* 17(24) 22031-22040 (2009).
11. X. Yi, N. K. Fontaine, R. P. Scott, and S. J. Yoo, "Tb/s coherent optical OFDM systems enabled by optical frequency combs," *J. Lightwave Technol.* 28 (14), 2054-2061 (2010).
12. A. Chaouche-Ramdane, P. Grüning, V. Roncin, and F. Du-Burck, "Stability transfer at 1.5  $\mu\text{m}$  for metrological applications using a commercial optical cavity," *Appl. Opt.* 56 (1), 8-14 (2017).
13. X. Xie, R. Bouchand, D. Nicolodi, M. Lours, C. Alexandre, and Y. Le Coq, "Phase noise characterization of sub-hertz linewidth lasers via digital cross correlation," *Opt. Lett.*, 42(7), 1217-1220. (2017).
14. H. Jiang, F. Kefélian, S. Crane, O. Lopez, M. Lours, J. Millo, D. Holleville, P. Lemonde, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, and G. Santarelli, "Longdistance frequency transfer over an urban fiber link using optical phase stabilization," *J. Opt. Soc. Am. B* 25 (12), 2029-2035 (2008).
15. W.-K. Lee, F. Stefani, A. Bercy, O. Lopez, A. Amy-Klein, and P.-E. Pottie, "Hybrid fiber links for accurate optical frequency comparisons," *Appl. Phys. B* 123: 161 (2017).
16. S. T. Dawkins, J. J. McFerran, and A. N. Luiten, "Considerations on the measurement of the stability of oscillators with frequency counters," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 54(5), 918-925, (2007).
17. K. H. Wanser, "Fundamental phase noise limit in optical fibres due to temperature fluctuations," *Electron. Lett.* 28(1), 53-54 (1992).
18. [https://www.ozoptics.com/ALLNEW\\_PDF/APN0005.pdf](https://www.ozoptics.com/ALLNEW_PDF/APN0005.pdf)
19. L. Li, F. Liu, C. Wang, and L. Chen, "Measurement and control of residual amplitude modulation in optical phase modulation," *Rev. Sci. Instrum.* 83, 043111 (2012)
20. Z. Li, L. Zhao, W. Tan, W. Ma, G. Zhao, X. Fu, L. Dong, L. Zhang, W. Yin, S. Jia, "Investigation and cancellation of residual amplitude modulation in fiber electro-optic modulator based frequency modulation gas sensing technique," *Sens. Actuator B*, 196, 23-30 (2014).
21. N. C. Wong and J. L. Hall, "Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise-limited detection," *J. Opt. Soc. Am. B* 2 (9), 1527-1530 (1985).
22. J. Hald, L. Nielsen, J. C. Petersen, P. Varming, and J. E. Pedersen, "Fiber laser optical frequency standard at 1.54  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Express* 19 (3), 2052-2063 (2011).
23. S. A. Diddams, M. Kirchner, T. Fortier, D. Braje, A. M. Weiner, and L. Hollberg, "Improved signal-to-noise ratio of 10 GHz microwave signals generated with a mode-filtered femtosecond laser frequency comb", *Opt. Express* 17 (5), 3331-3340 (2009).



## Résumé :

Ce manuscrit proposé pour l'Habilitation à Diriger des Recherches présente mes activités scientifiques depuis l'obtention de ma Thèse de Doctorat en 2004. La première partie concerne mon activité de recherche au sein de l'équipe Fonctions Optiques pour les Télécommunications du laboratoire FOTON à Lannion, et traite de l'étude de lasers à verrouillage de modes passif dans le cadre de l'étude de fonctions optiques de récupération d'horloge pour les communications WDM à 40 Gbit/s par canal. Elle présente également des résultats relatifs à l'étude de la dynamique du verrouillage des modes en phase. La seconde partie concerne mes activités au sein de l'équipe Molécule, Métrologie et Tests Fondamentaux du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) à Villetaneuse. Elle traite de l'amplification optique sur les liens métrologiques fibrés et plus particulièrement de l'amplification Brillouin stabilisée. La troisième partie présente mon activité au LPL sur la stabilisation de peignes de fréquences compacts et leurs applications en métrologie des fréquences.

*Mots clés : Lasers à semi-conducteurs, Lasers à verrouillage de mode passif, Récupération d'horloge tout optique, Amplification Brillouin, Peignes de fréquences compacts, Métrologie des fréquences*

## Abstract :

This report on research works of M. Vincent Roncin is proposed for french diploma « Habilitation à Diriger des Recherches ». The first part is dedicated to its activity at Foton laboratory (Lannion) in the framework of optical functions for telecom applications. It deals with the study of Passive Mode Locked Lasers for Optical Clock Recovery at high bit rates, and with internal locking dynamics in multimode semiconductor lasers. The second part presents its activity in LPL (Villetaneuse) in the framework of metrological optical links over optical fiber. It deals with stabilized optical amplification based on Brillouin scattering in optical fiber. The last part concerns its activity in LPL on the stabilization of compact Frequency Combs based on passive mode locked lasers, for frequency metrology applications.

*Key words : Semiconducteurs Lasers, Passive Mode-locked Lasers, Optical Clock Recovery, Brillouin Amplification, Compact Frequency Combs, Frequency Metrology*